



HAL
open science

Recherche de l'origine des rayons cosmiques par l'étude d'associations de vestiges de supernova et de nuages moléculaires avec HESS et validation du circuit d'échantillonnage de HESS II.

Armand Fiasson

► To cite this version:

Armand Fiasson. Recherche de l'origine des rayons cosmiques par l'étude d'associations de vestiges de supernova et de nuages moléculaires avec HESS et validation du circuit d'échantillonnage de HESS II.. Phénomènes cosmiques de haute energie [astro-ph.HE]. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2008. Français. NNT : . tel-00660134v1

HAL Id: tel-00660134

<https://theses.hal.science/tel-00660134v1>

Submitted on 16 Jan 2012 (v1), last revised 16 Jan 2012 (v2)

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.

UNIVERSITÉ MONTPELLIER II
SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ MONTPELLIER II

Discipline : Physique
Ecole Doctorale : Information Structures Systèmes

présentée et soutenue publiquement

par

ARMAND FIASSON

le 28 mars 2008

**Recherche de l'origine des rayons cosmiques par l'étude
d'associations de vestiges de supernova et de nuages
moléculaires avec HESS et validation du circuit
d'échantillonnage de HESS II.**

JURY :

DR. JEAN BALLETT	Examineur
DR. JACQUES DUMARCHEZ	Rapporteur
PROF. FABRICE FEINSTEIN	Directeur de thèse
DR. YVES GALLANT	Invité
PROF. STAVROS KATSANEVAS	Président du jury
DR. SYLVIE ROSIER-LEES	Rapporteur
PROF. PASCAL VINCENT	Examineur

Table des matières

1	Les rayons cosmiques et l'astronomie gamma	3
1.1	Les rayons cosmiques	4
1.1.1	Historique	4
1.1.2	Spectre en énergie et composition des rayons cosmiques	5
1.1.2.1	Une loi de puissance quasi-continue	5
1.1.2.2	Composition et spectre en énergie des différents éléments	6
1.1.2.3	Conséquences astrophysiques de ces observations	6
1.1.3	Démarches expérimentales pour l'étude de l'origine des rayons cosmiques	8
1.1.3.1	Etude directe des rayons cosmiques : limitations	8
1.1.3.2	Recherche indirecte d'accélérateurs	9
1.2	Accélération des rayons cosmiques galactiques	9
1.2.1	Mécanismes d'accélération de particules	9
1.2.1.1	Le champ magnétique à l'oeuvre	9
1.2.1.2	Mécanisme de Fermi du second ordre	10
1.2.1.3	Mécanisme de Fermi du premier ordre	11
1.2.2	Un coupable idéal : le vestige de supernova	12
1.2.2.1	Qu'est-ce qu'une supernova ?	12
1.2.2.2	Un candidat historique	12
1.2.2.3	Description d'un vestige de supernova : stades d'évolution	13
1.2.2.4	Accélération par onde de choc diffusive dans les vestiges de supernova	14
1.3	L'astronomie γ	15
1.3.1	Quelle place en astrophysique ?	15
1.3.2	Mécanismes de production des rayons γ	16
1.3.3	Les sources de rayons γ de très haute énergie	18
1.3.4	Expériences actuelles et état des lieux	20
1.3.4.1	Deux approches différentes	20
1.3.4.2	Le ciel en rayons γ de haute énergie	20
1.3.4.3	Le ciel en rayons γ de très haute énergie et ultra-haute énergie	22
2	L'expérience HESS	25
2.1	Principe de détection	26
2.1.1	Gerbes atmosphériques	26
2.1.1.1	Gerbes électromagnétiques	26
2.1.1.2	Gerbes hadroniques	26
2.1.1.3	Comparaison de gerbes de nature différente	26
2.1.2	Le rayonnement Tcherenkov	28
2.1.3	Principe de l'imagerie Tcherenkov	28

2.2	L'expérience HESS	29
2.2.1	Historique de l'expérience	29
2.2.2	Situation géographique	31
2.2.3	Implantation sur le site	31
2.3	Description de l'instrument	32
2.3.1	Les télescopes	32
2.3.1.1	La monture	32
2.3.1.2	Le réflecteur	32
2.3.1.3	Le système d'alignement des miroirs et de contrôle du pointé	33
2.3.2	Une caméra finement pixellisée	34
2.3.2.1	Architecture générale	34
2.3.2.2	Les photo-multiplicateurs (PM)	34
2.3.2.3	Organisation générale de l'électronique	35
2.3.2.4	L'électronique dans les tiroirs	35
2.3.3	Système de déclenchement	37
2.3.3.1	Le déclenchement local des caméras	38
2.3.3.2	Le déclenchement global du réseau de télescope	38
2.3.3.3	Configuration du système de déclenchement	39
3	Analyse des données de l'expérience HESS	43
3.1	Étalonnage des événements	44
3.1.1	Paramètres à étalonner	44
3.1.1.1	Les piédestaux	44
3.1.1.2	Le photo-électron unique	44
3.1.1.3	L'inhomogénéité de la caméra	45
3.1.1.4	Les pixels non-fonctionnels	46
3.1.2	Étalonnage par les anneaux de muons	46
3.1.3	Procédure utilisée par HESS	46
3.2	Sélection des données	47
3.2.1	Problèmes rencontrés	47
3.2.2	Critères de sélection	48
3.3	Analyse des événements	49
3.3.1	Nettoyage des images	50
3.3.2	Méthode des moments réduits	50
3.3.3	Méthode semi-analytique	52
3.3.4	Méthode 3D	52
3.3.5	Combinaison de variables	53
3.3.5.1	Combinaison de la méthode Hillas et de la méthode semi-analytique	53
3.3.5.2	Jeu de coupures utilisé	54
3.4	Le bruit de fond résiduel	54
3.4.1	Méthodes de soustraction du fond résiduel	54
3.4.1.1	Méthode On-Off	56
3.4.1.2	Méthode des régions Off multiples	56
3.4.1.3	Méthode du segment d'anneau	58
3.4.1.4	Méthode de l'anneau complet	58
3.4.1.5	Méthode <i>template</i>	58
3.4.2	Estimation de la significativité des excès de rayons γ	58
3.5	Analyse morphologique des sources de rayons γ	59

3.5.1	Résolution angulaire du système	59
3.5.2	Analyse morphologique	59
3.5.3	Génération des cartes du ciel	60
3.6	Analyse spectrale	61
3.6.1	Résolution en énergie	61
3.6.2	Méthode de détermination du spectre en énergie	61
3.6.3	Courbes de luminosité	63
4	Recherche d'associations (accélérateurs de hadrons/cibles)	65
4.1	Observation directe de vestiges de supernova : limitations	66
4.1.1	Détection de vestiges de supernova avec H.E.S.S.	66
4.1.1.1	RX J1713.7-3946	66
4.1.1.2	RX J0852.0-4622	67
4.1.2	Ambiguïté sur la nature des particules	67
4.1.2.1	Observations à plusieurs longueurs d'onde	67
4.1.2.2	Comparaisons aux modèles	68
4.1.2.3	Conclusions sur la nature des particules	69
4.2	Associations restes de supernova / nuages moléculaires	69
4.2.1	Observation à plus basse énergie	69
4.2.2	Augmenter les pertes énergétiques des électrons	69
4.2.3	Densifier la cible des protons : nuages moléculaires	71
4.3	Recherche de nuages moléculaires	72
4.3.1	Traceurs CO & CS	72
4.3.2	Estimation des masses	72
4.3.3	Estimation des distances	74
4.4	Indicateurs d'associations	75
4.4.1	Masers OH	75
4.4.1.1	Maser : définition	75
4.4.1.2	Inversions de populations de la molécule OH	76
4.4.1.3	Origine de ces inversions de populations	77
4.4.1.4	Masers OH 1720 MHz & vestiges de supernova	77
4.4.2	Élargissement de raies	78
4.5	Problèmes inhérents et incertitudes	79
4.5.1	Caractérisation des nuages moléculaires	79
4.5.1.1	Incertitude sur la distance	79
4.5.1.2	Incertitude sur la masse et densité	79
4.5.2	Contraintes sur l'émission leptonique	80
4.5.3	Accélération de rayons cosmiques dans les nuages moléculaires	80
4.6	Perspectives	80
5	Une nouvelle source de rayons γ dans la constellation de Monoceros	83
5.1	Analyse des données HESS	84
5.1.1	Une nouvelle source HESS J0632+057	84
5.1.2	Analyse morphologique	85
5.1.3	Analyse spectrale	85
5.2	Recherche d'associations possibles	89
5.2.1	La source EGRET 3EG J0634+0521	89
5.2.2	Le vestige de supernova de Monoceros	89
5.2.3	La source de rayons X ROSAT	90

5.2.4	L'étoile de type Be MWC 148	91
5.3	Association du vestige de supernova avec un nuage moléculaire	92
5.3.1	Recherche de nuages moléculaires	92
5.3.2	Observations du CfA 1.2 millimeter-wave radio telescope	93
5.3.3	Implication sur la densité de rayons cosmiques dans le nuage	94
5.3.4	Observations du télescope NANTEN	94
5.4	Conclusion et perspectives	95
6	HESS J1745-303 & SNR G359.1-0.5	97
6.1	Introduction	98
6.1.1	Le centre de la Galaxie	98
6.1.2	Une source non identifiée : HESS J1745-303	98
6.2	Nouvelle analyse de HESS J1745-303	99
6.2.1	Nouvelles observations par HESS	99
6.2.2	Morphologie de la source	100
6.2.3	Analyse spectrale	101
6.2.3.1	Spectre en énergie	101
6.2.3.2	Recherche de variabilité spatiale du spectre en énergie	101
6.3	Associations possibles	103
6.3.1	Source EGRET	103
6.3.2	Nébuleuse de pulsar	104
6.3.3	Interaction du vestige de supernova G359.1-0.5 avec des nuages moléculaires	104
6.3.3.1	Le vestige de supernova G359.1-0.5	104
6.3.3.2	Une coquille de matière autour du vestige	105
6.3.3.3	Interaction du vestige avec la coquille de matière	105
6.4	Analyse des observations dans la raie du CO	106
6.4.1	Données utilisées	106
6.4.2	Recherche de nuages coïncidents avec HESS J1745-303	107
6.5	Observations de cette région en rayons X	107
6.6	Interprétation de l'émission observée	108
6.6.1	Scénario leptonique	110
6.6.2	Scénario hadronique	111
6.6.3	Discussion	111
6.7	Conclusion et perspectives	112
7	HESS J1714-385 et le vestige de supernova CTB 37A	113
7.1	Introduction : Premières observations de cette région	114
7.2	Analyse des données HESS	114
7.2.1	Confirmation d'une nouvelle source, HESS J1714-385	114
7.2.2	Morphologie de la source	116
7.2.3	Spectre en énergie	116
7.3	Association avec le vestige de supernova CTB 37A	118
7.3.1	Le vestige de supernova CTB 37A	118
7.3.2	Interaction du vestige avec le milieu environnant	119
7.3.3	Caractéristiques des nuages moléculaires	120
7.3.4	Association des nuages moléculaires avec la source HESS	121
7.4	Analyse de données rayons X	122
7.4.1	Description et analyse des données	122
7.4.2	Cartographie en rayons X : une région complexe	122

7.4.3	Spectre en énergie des différentes composantes	124
7.4.3.1	L'émission diffuse associée au vestige de supernova	124
7.4.3.2	L'émission "compacte"	124
7.4.3.3	Limite supérieure en direction du nuage moléculaire central	126
7.4.4	Nature de l'émission diffuse	126
7.4.5	Nature de l'émission "compacte"	126
7.5	Interprétation de la source HESS J1714-385	127
7.5.1	Scénario hadronique	127
7.5.1.1	Association avec une source EGRET	127
7.5.1.2	Association de la source avec les nuages moléculaires	128
7.5.2	Scénario leptonique	129
7.5.2.1	Association avec la potentielle nébuleuse de pulsar	129
7.5.2.2	Une émission leptonique au niveau de la coquille du vestige	130
7.6	Conclusion et perspectives	131
8	Etude systématique d'associations	133
8.1	Introduction	134
8.1.1	Détection d'associations dans la gamme en énergie du TeV	134
8.1.2	L'émission maser de la molécule OH comme guide	136
8.2	Analyse systématique d'associations	138
8.2.1	Analyse des observations de HESS	138
8.2.2	Résultats de ces analyses	139
8.2.3	Quelques candidats prometteurs	140
8.2.3.1	Un vestige de supernova composite	140
8.2.3.2	Un vestige plus lointain	142
8.2.4	Conclusion de cette étude	143
9	HESS phase II	145
9.1	Objectif de HESS phase II	146
9.2	Un cinquième télescope	147
9.2.1	Description du télescope	147
9.2.1.1	Monture	147
9.2.1.2	Réflecteur	148
9.2.2	Description de la caméra	149
9.2.3	Système d'échantillonnage	149
9.2.3.1	Architecture générale de l'électronique	149
9.2.3.2	Contraintes nouvelles sur l'électronique et le système d'échan- tillonnage	150
9.2.3.3	Description du système d'échantillonnage	151
9.2.4	Description du système de déclenchement	151
9.3	Performances du système	152
9.4	Test des puces SAM	153
9.4.1	Tests séries	153
9.4.1.1	Utilité des tests et spécification pour la sélection des puces	153
9.4.1.2	Description du banc de test	154
9.4.1.3	Procédure utilisée	155
9.4.1.4	Liste des tests réalisés	155
9.4.2	Problèmes rencontrés	156
9.4.2.1	Remarques sur les fonctionnalités basiques de la puce	156

9.4.2.2	Mesures de consommation	158
9.4.2.3	Résultats dépendant de l'emplacement de tests	159
9.4.2.4	Variabilité des instruments	161
9.4.3	Contrôle des dérives	163
9.4.4	Sélection des puces	164
9.5	Perspectives	164
Conclusion		169
A Résultats d'ajustements de modèles sur les spectres en énergie des sources de rayons X de la région de CTB 37A		171
Remerciements		185

Introduction

Le début du siècle dernier a vu la découverte des rayons cosmiques. Victor Hess, au cours d'expériences en ballon en 1912, prouva que la Terre est bombardée de particules, à l'origine du rayonnement ionisant observé au sol. L'étude de ces rayons cosmiques a montré qu'il s'agit de particules chargées, dont la distribution en énergie s'étale sur plus de dix ordres de grandeur. Malgré le flux important de ces particules, leur diffusion par les champs magnétiques galactiques et extragalactiques lors de leur propagation, empêche de révéler leur origine. Cette recherche ne peut donc avoir lieu qu'au travers de messagers neutres, insensibles aux champs magnétiques. De par leur énergie et leur possible détection, les rayons γ constituent les messagers privilégiés pour mettre en évidence l'accélération de particules au delà de 10^{12} eV.

Les vestiges de supernova en coquilles sont les candidats les plus probables pour l'accélération de rayons cosmiques dans la Galaxie. La formation d'une onde de choc lors de l'éjection de matière conduit à l'accélération de particules par mécanisme de Fermi. L'énergie moyenne dégagée par l'explosion des supernovae serait de plus suffisante pour alimenter la Galaxie en rayons cosmiques jusqu'à des énergie de l'ordre de 10^{15} eV. La détection d'une émission d'onde radio et de rayons X en direction de vestiges, de nature non-thermique, atteste que des électrons y sont accélérés. La preuve absolue de l'accélération de hadrons reste toutefois à apporter.

L'expérience HESS, qui détecte les rayons γ dans la gamme en énergie du TeV, fonctionne depuis décembre 2003. L'observation de vestiges de supernova en coquilles en fut un des objectifs prioritaires. Un des grands résultats obtenus par HESS est la résolution de la coquille de plusieurs vestiges de supernova en rayons γ . Cette détection confirme l'accélération de particules jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{14} eV, sans toutefois pouvoir mettre en évidence l'accélération de hadrons.

Cette thèse présente les résultats d'une démarche alternative à l'observation de vestiges de supernova évoluant dans un milieu interstellaire standard. La production de rayons γ par des hadrons nécessite la présence de quantités de matière denses peu distantes des accélérateurs potentiels. Des vestiges de supernova se propageant à proximité immédiate de nuages moléculaires sont les candidats idéaux pour la mise en évidence de l'accélération de hadrons.

Dans le premier chapitre, un résumé des avancées, tant théoriques qu'expérimentales, dans la recherche de l'origine des rayons cosmiques galactiques sera donné. L'intérêt des rayons γ pour mener ces études sera montré. La technique de détection des rayons γ employée par l'expérience HESS, l'imagerie Tcherenkov, sera détaillée dans le deuxième chapitre, de même que celles utilisées pour analyser les images de gerbes atmosphériques récoltées par les détecteurs (chapitre 3).

Partant des conclusions des premières observations de vestiges de supernova réalisées par HESS, l'intérêt de la recherche de vestiges associés à des nuages moléculaires sera développée dans le chapitre 4. Les méthodes et indicateurs, utilisés pour mettre en évidence la présence de nuages moléculaires et leur possible interaction avec les vestiges de supernova, seront donnés.

Plusieurs sources de rayons γ mises en évidences par HESS ont été analysées. Ces sources de rayons γ sont potentiellement associées avec des nuages moléculaires dans le voisinage im-

médiat d'un vestige de supernova : HESS J0623+057, HESS J1745-303 et HESS J1714-385. Une interprétation de l'émission de rayons γ dans chacun des cas est donnée (chapitre 5 à 7). L'hypothèse où l'émission de rayons γ est issue de l'interaction de hadrons accélérés par les vestiges de supernova dans les nuages moléculaires, a été testée. Une étude systématique de vestiges de supernova en coquille en interaction avec des nuages moléculaires avec HESS est présentée et quelques émissions potentielles de rayons γ sont étudiées (chapitre 8).

La collaboration HESS a démarré la construction d'une seconde phase qui consiste en l'addition d'un cinquième télescope de grande taille au centre du système actuel. Il permettra de descendre le seuil en énergie de l'expérience, et d'augmenter la sensibilité et la précision dans la gamme en énergie couverte actuellement. Une participation à la construction de la caméra est détaillée dans le chapitre 9 de cette thèse. Les circuits d'échantillonnage dont sera équipée la cinquième caméra, produits en 6000 exemplaires, ont été testés individuellement. Une sélection a été réalisée parmi ces circuits, pour l'implantation sur les cartes électroniques de la future caméra.

Chapitre 1

Les rayons cosmiques et l'astronomie gamma

Sommaire

1.1	Les rayons cosmiques	4
1.1.1	Historique	4
1.1.2	Spectre en énergie et composition des rayons cosmiques	5
1.1.3	Démarches expérimentales pour l'étude de l'origine des rayons cosmiques	8
1.2	Accélération des rayons cosmiques galactiques	9
1.2.1	Mécanismes d'accélération de particules	9
1.2.2	Un coupable idéal : le vestige de supernova	12
1.3	L'astronomie γ	15
1.3.1	Quelle place en astrophysique?	15
1.3.2	Mécanismes de production des rayons γ	16
1.3.3	Les sources de rayons γ de très haute énergie	18
1.3.4	Expériences actuelles et état des lieux	20

1.1 Les rayons cosmiques

1.1.1 Historique

L'histoire des rayons cosmiques est récente en physique puisque leur découverte date du début du siècle dernier [1][2]. A la fin du XIX^{me} siècle, Becquerel fit la découverte du rayonnement émis par des sels d'uranium, ouvrant la voie à l'étude de la radioactivité. Les physiciens utilisaient alors des électroscopes afin de mettre en évidence le rayonnement ionisant. Cet appareil est constitué d'une enceinte translucide au sein de laquelle est placée un condensateur. Ce condensateur est chargé et isolé. La charge est visualisée au travers de deux feuilles d'or à l'intérieur de l'enceinte. Leur charge étant de même signe, celles-ci se repoussent. Les physiciens constatèrent que les électroscopes se déchargeaient progressivement bien que totalement isolés électriquement et protégés de la lumière. Ce ne pouvait être l'effet photoélectrique, découvert peu de temps avant. Ils en conclurent que la décharge du condensateur était due à la présence d'un rayonnement ionisant de même type que celui émis par l'uranium et provenant de la Terre. Afin de valider l'hypothèse d'une origine tellurique, le père Wulf réalisa en 1909 des mesures de vitesse de déchargement d'électroscope du haut de la tour Eiffel à 330 m. Il constata un phénomène moindre qu'au sol mais toujours présent.

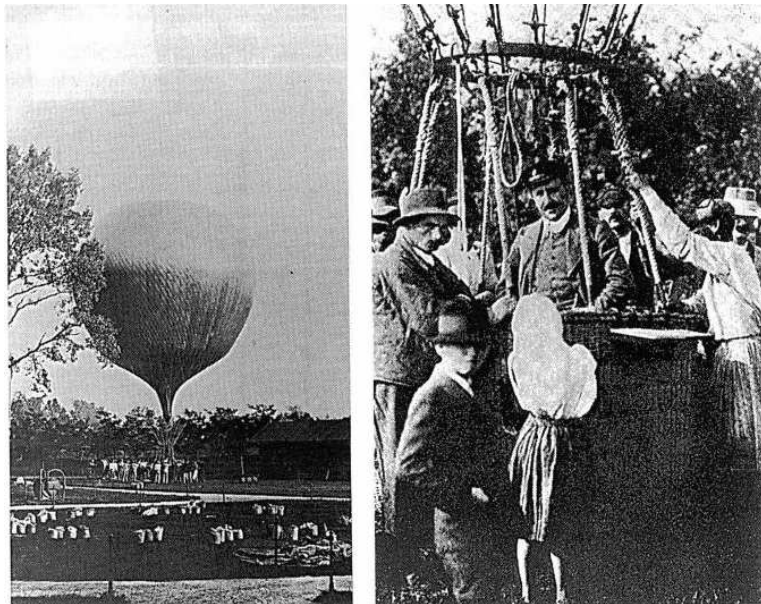


FIG. 1.1 – Photographies de Victor HESS lors de la préparation d'une de ses expériences en ballon. Ces photographies sont tirées de [1].

S'inspirant de la démarche de Wulf, Victor Hess réalisa cette expérience lors de vols en ballon jusqu'à des altitudes de 5000 m entre les années 1911 et 1913 (figure 1.1). Il constata que loin d'être réduite par l'altitude, la densité de rayonnement ionisant augmentait à partir d'une certaine altitude pour atteindre, à l'altitude maximale qu'il atteignit, près de 80 fois la valeur mesurée au sol. L'origine extra-terrestre du rayonnement venait d'être révélée. La nature de ce rayonnement restait toutefois mystérieuse, balançant entre particules chargées et photons. En 1933, des mesures de la densité de rayonnement à différentes latitudes géomagnétiques mirent fin au débat concernant cette nature. La dépendance du rayonnement envers le champ magnétique terrestre démontra que ces particules étaient chargées. Une étape supplémentaire fut franchit en 1938 par Pierre Auger qui montra que les particules observées au sol étaient

secondaires et appartenait à des gerbes atmosphériques générées par des rayons cosmiques d'énergie colossale, pouvant dépasser 10^{15} eV.

C'est à partir de ces découvertes que l'étude des rayons cosmiques prit son envol. Leur exploration nourrit dans un premier temps la recherche en physique des particules. La vérification des développements rapides des modèles théoriques nécessitaient des particules à des énergies non maîtrisées à l'époque. Or les rayons cosmiques fournissaient naturellement des particules de très haute énergie. Les physiciens des particules se tournèrent vers l'étude des particules générées par les rayons cosmiques lors de leur interaction dans l'atmosphère. Les premières briques du modèle standard de la physique des particules furent ainsi découvertes. Dès 1932, la découverte du positon apporta une confirmation de la théorie de Dirac sur l'existence de l'antimatière. La découverte du muon, des premiers mésons π^\pm et des premiers mésons et baryons étranges (κ^\pm , Λ , etc) complétèrent le tableau vers la fin des années 1940. La construction d'accélérateurs de particules prit ensuite le relai pour la recherche de nouvelles particules. C'est à partir de cette période que les physiciens se concentrèrent plus particulièrement sur la recherche de l'origine de ces rayons cosmiques.

Dans les années 1960, plusieurs satellites américains et russes furent dédiés à leur étude. Ils permirent de mettre en évidence que ceux-ci sont constitués en majorité de protons (satellite COS-B en 1969) et que leur spectre s'étend jusqu'à au moins 10^{14} eV (satellite PROTON 1964-1966). Au début des années 1980, le satellite HEAO3 détermina la composition des rayons cosmiques et l'abondance relative des différents noyaux.

Le spectre en énergie des rayons cosmiques a été intensivement étudié à moyenne et haute énergie durant la fin du siècle dernier par différentes expériences embarquées sur des satellites ou des ballons. La recherche actuelle se porte principalement sur la partie ultra-haute énergie. Les flux de particules au delà d'environ 10^{14} eV - 10^{15} eV sont trop faibles pour être observés par satellite ou ballon. Leur surface de collection est en effet limitée autour du m^2 face à des flux inférieurs à quelques événements par an et par m^2 . L'observation au delà de 10^{15} eV est réalisée au sol, par la détection et l'étude des gerbes atmosphériques résultant de l'interaction des particules avec l'atmosphère. Différentes techniques ont été mises au point pour l'étude des rayons cosmiques d'énergie $> 10^{18}$ eV, comme la détection de muons produits dans les gerbes au niveau du sol ou la détection de la fluorescence de l'azote atmosphérique excité par le passage des gerbes de particules. Ces expériences aboutirent à des résultats discordants sur la nature du spectre au delà de $> 10^{20}$ eV. L'expérience AUGER, installée en Argentine, combine les deux techniques et commence à apporter des réponses à l'énigme des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie [3].

1.1.2 Spectre en énergie et composition des rayons cosmiques

1.1.2.1 Une loi de puissance quasi-continue

La particularité frappante du spectre en énergie des rayons cosmiques est d'être décrit par une loi de puissance sur près de 10 ordres de grandeur en énergie. Bien que d'une régularité impressionnante, ce spectre n'est toutefois pas parfaitement reproduit par une même loi de puissance de 10^{10} eV à 10^{21} eV. Trois domaines sont clairement identifiables (figure 1.2). A basse énergie, le flux de particules chargées est altérée par les vents solaires (modulation solaire). Au delà de $\sim 10^{10}$ eV et jusqu'à $\sim 5 \times 10^{15}$ eV, le spectre est décrit par une loi de puissance d'indice $\Gamma \sim 2.7$ [4]. Une cassure du spectre est présente à cette énergie (genou). Celui-ci se prolonge à plus haute énergie avec un indice spectral plus mou proche de $\Gamma \sim 3.3$. Les données acquises par l'expérience AUGER confirment la présence d'une cassure à une énergie de $10^{18.65 \pm 0.04}$ eV (cheville) [12]. Le spectre observé suit un indice $\Gamma = 3.30 \pm 0.06$ en deçà de cette énergie et

devient plus dur au delà avec un indice $\Gamma = 2.56 \pm 0.06$. Une coupure exponentielle est présente à une énergie de $10^{19.74 \pm 0.06}$ eV. Des observations récentes ont mis en évidence une troisième inflexion du spectre entre le genou et la cheville située à environ 10^{17} eV (second genou).

1.1.2.2 Composition et spectre en énergie des différents éléments

Les rayons cosmiques sont composés approximativement de 99 % de nucléons et 1 % d'électrons. Parmi les nucléons la majorité sont des protons : 89 % d'entre eux sont des protons, 10 % sont des noyaux d'hélium. Environ 1 % des nucléons est constitué de noyaux plus lourds. Le spectre en énergie de l'ensemble de ces éléments suit une loi de puissance d'indice spectral similaire à celui des protons jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{17} eV [4]. Une caractéristique commune des spectres des différents éléments est la présence d'un genou au delà de 5×10^{15} eV. Les résultats récents de l'expérience KASCADE montrent que l'énergie où est présente cette inflexion augmente avec la charge des noyaux. Le second genou observé à 10^{17} eV serait ainsi dû au genou du fer. Le changement d'indice entre le premier et second genou serait ainsi dû à l'apparition progressive des différents genoux entre les protons et le fer.

Mis à part la confirmation d'une coupure du spectre à ultra haute énergie, les données recueillies par l'observatoire AUGER apportent aussi des éléments nouveaux sur la nature des rayons cosmiques. Ces observations révèlent que la composition des rayons cosmiques est vraisemblablement mixte jusqu'à des énergies de 6×10^{19} eV et non uniquement de protons comme le suggéraient plusieurs modèles [13].

L'abondance relative des différents éléments présentent quelques particularités. En effet, une surabondance de plusieurs éléments légers, lithium, béryllium et bore, est constatée par rapport aux abondances typiques du système solaire. De même une surabondance des éléments situés autour du titane apparaît. Ces éléments sont les produits de la spallation d'éléments plus lourds lors de leur propagation dans le milieu interstellaire.

1.1.2.3 Conséquences astrophysiques de ces observations

L'étude du spectre et de la composition des rayons cosmiques à différentes énergies permet un apport d'informations sur la propagation des rayons cosmiques, les mécanismes d'accélération et leur origine. La transition entre une origine galactique et extragalactique est prédite par le champ magnétique moyen de la Galaxie ($3\mu\text{G} - 6\mu\text{G}$). Lorsque le rayon de giration d'une particule chargées $r_g \propto \frac{E}{ZB}$ est de l'ordre ou supérieur aux dimensions de la Galaxie, les particules ne peuvent plus être confinées et s'échappent. Le rayon de la Galaxie ($\sim 10^4$ pc) indique qu'au delà d'environ 10^{18} eV - 10^{19} eV, les particules ne sont plus confinées. Cette considération simple est compatible avec la présence de la cheville à ces énergies. La transition entre les deux lois de puissance aurait comme explication naturelle la transition entre une origine galactique et extragalactique des rayons cosmiques.

Dans la gamme en énergie des rayons cosmiques galactiques, les rapports d'abondance des éléments produits par spallation indiquent que la quantité moyenne de matière traversée par les rayons cosmiques (ou grammage) est de l'ordre de 5 g cm^{-2} . De plus la présence d'isotopes radioactifs dans ces produits de spallation permet de contraindre le temps d'échappement des rayons cosmiques. Celui-ci est de l'ordre de 20 millions d'années. A partir du grammage observé précédemment, il est possible d'estimer la densité du milieu dans lequel se propagent les rayons cosmiques. La densité déduite, de l'ordre de $0.3 \text{ proton cm}^{-3}$, est inférieure à la valeur moyenne du plan de la Galaxie. Elle indique que les rayons cosmiques se déplacent principalement dans le halo de la Galaxie.

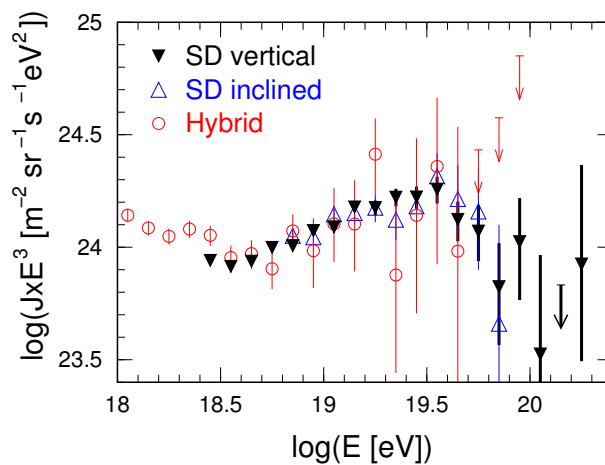
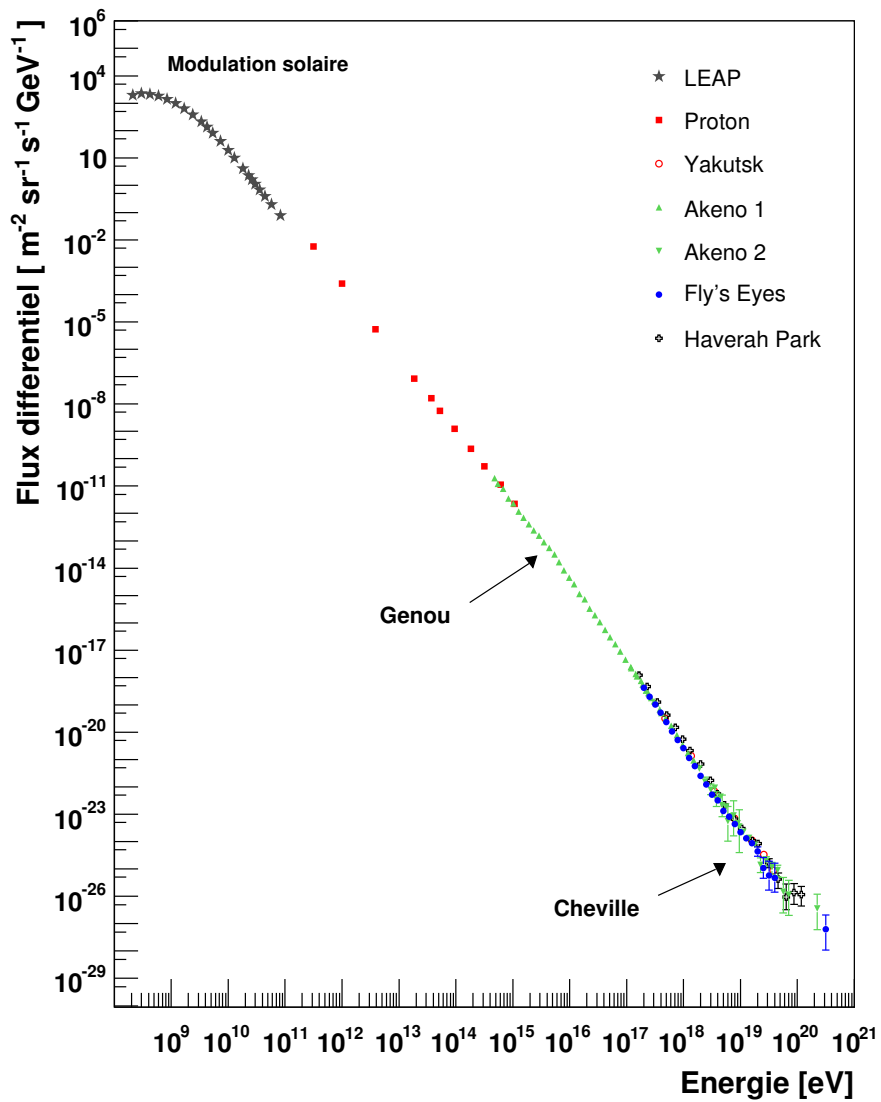


FIG. 1.2 – *Haut* : Spectre en énergie des rayons cosmiques. Cette figure est tirée de [5]. C'est une compilation réalisée à partir des résultats expérimentaux [6] à [11]. *Bas* : Spectre en énergie en E^3 des rayons cosmiques observés par AUGER au delà de 10^{18} eV pour les gerbes atmosphériques à plus ou moins de 60 degrés d'angle zénithal observées avec le détecteur de surface et un jeu d'événements hybrides (détecteur de surface et détecteur de fluorescence). Cette figure est tirée de [12].

A plus haute énergie, différentes hypothèses ont été formulées pour expliquer le spectre plus dur au delà de la cheville et la coupure du spectre au delà de 10^{19} eV. La coupure pourrait être due à l'effet prédit par les physiciens Greisen, Zatsepin et Kuzmin [14][15]. Un proton d'ultra haute énergie (supérieure à environ 5×10^{19} eV) interagirait avec un photon du fond cosmologique (CMB) pour produire un neutron de plus basse énergie et un pion. Le durcissement du spectre au delà de la cheville s'expliquerait par l'accumulation des protons produits à plus basse énergie lors de cette interaction. La transition galactique extragalactique aurait lieu à plus basse énergie (le second genou par exemple). Le seuil en énergie de l'effet GZK étant dépendant du nombre atomique du rayon cosmique, il devrait être présent à plus haute énergie pour les noyaux plus lourds. L'observation de la coupure à cette énergie impliquerait que ces rayons cosmiques soient uniquement des protons. La seconde hypothèse s'appuie sur la possible transition galactique extragalactique au niveau du genou. Le durcissement du spectre serait expliqué par la prédominance d'une population extragalactique suivant une loi de puissance plus dure par rapport à la population galactique. La coupure serait due à la limitation des processus d'accélération à haute énergie. Cette hypothèse impliquerait préférentiellement une composition mixte des rayons cosmiques à cette énergie.

La transition observée au niveau du genou est moins bien comprise. Une transition du spectre dans ce sens peut difficilement être comprise comme une transition entre deux populations d'indice spectraux différents. Il faudrait en effet que la seconde démarre exactement où se termine la première. Plusieurs hypothèses ont été émises. La transition pourrait être due à la limitation en énergie des mécanismes d'accélération dans la Galaxie ou une perte de particules par diffusion hors de la Galaxie accrue au delà de cette énergie.

1.1.3 Démarches expérimentales pour l'étude de l'origine des rayons cosmiques

1.1.3.1 Etude directe des rayons cosmiques : limitations

Un des inconvénients majeurs des rayons cosmiques est leur charge électrique. De par la présence de champs magnétiques irréguliers dans la Galaxie, de l'ordre de $3\mu\text{G}$ à $6\mu\text{G}$, les particules perdent leur direction d'origine au cours de leur propagation. Le flux de rayons cosmiques observé au niveau du système solaire en devient totalement isotrope. L'étude de l'origine des rayons cosmiques et la mise en évidence des mécanismes accélérateurs s'avère impossible. Seule la gamme des rayons cosmiques de très haute énergie peut être utilisée dans cette optique. Les particules d'énergie supérieure à quelques 10^{19} eV sont peu affectées par les perturbations magnétiques et pointent vers l'objet où elles ont été accélérées. Les flux de particules sont toutefois extrêmement faibles à ces énergies (moins d'une particule par km^2 et par an). Par ailleurs, la résolution angulaire des observations de gerbes atmosphériques au sol est moyenne (de l'ordre du degré). Ce résultat, combiné à une statistique faible, rend la mise en évidence de coïncidences avec des objets astrophysiques difficile. Néanmoins, la collaboration AUGER a annoncé avoir observé une anisotropie des événements observés au delà de 60 EeV ($1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV}$). Ils ont révélé une corrélation significative entre les directions des rayons cosmiques les plus énergétiques et la position de noyaux actifs de galaxie [16]. L'achèvement de la construction de l'observatoire AUGER apportera de nouvelles données et de nouvelles informations sur l'origine des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

1.1.3.2 Recherche indirecte d'accélérateurs

Dans la gamme en énergie des rayons cosmiques galactiques, l'isotropisation du flux les rend inutilisables pour en rechercher l'origine. L'étude des rayons cosmiques chargés et de leur accélération au sein de la Galaxie doit donc obligatoirement avoir lieu au travers de particules neutres. Dans la région d'un accélérateur potentiel, une partie des rayons cosmiques accélérés interagit avec le milieu environnant. L'interaction de deux protons est à l'origine de la création de particules secondaires parmi lesquelles des pions neutres ou chargés. Ces pions instables se désintègrent rapidement. Les pions neutres se désintègrent en 2 photons γ ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) tandis que les pions chargés produisent des électrons et neutrinos de saveurs électroniques et muoniques ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ (\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu) + \nu_\mu$) et leur conjugués de charge.

La présence d'un accélérateur de hadrons doit donc mener à l'émission de neutrinos et de photons γ dans son entourage. Ces deux produits étant neutres, ils sont des messagers potentiels pour signer l'accélération de particules. Les photons γ produits emportent en moyenne 16 % de l'énergie du proton primaire tandis que les neutrinos emportent 5 % de son énergie. Si des rayons cosmiques sont accélérés jusqu'au genou, soit des énergies supérieures à 10^{15} eV, ils doivent alors produire des photons et des neutrinos d'énergie supérieure à 100 TeV et 50 TeV respectivement. Des progrès exceptionnels ont été réalisés ces dernières années dans le domaine de l'astronomie γ de haute énergie. Plusieurs accélérateurs potentiels de rayons cosmiques ont ainsi été détectés dans la gamme en énergie du TeV, notamment des vestiges de supernova. Les sensibilités des expériences actuelles ou à venir sont ainsi suffisantes pour étudier l'accélération des rayons cosmiques par l'étude des photons de très haute énergie. Ce domaine de recherche sera détaillé plus loin. Les sections efficaces d'interaction des neutrinos avec la matière ordinaire étant très faibles, la détection de seulement quelques événements en provenance d'accélérateurs potentiels est prévue avec les expériences actuelles [17].

1.2 Accélération des rayons cosmiques galactiques

Nous nous focaliserons dans la suite de cette étude sur les rayons cosmiques d'énergie inférieure à 10^{15} eV, dont l'origine est très vraisemblablement galactique.

1.2.1 Mécanismes d'accélération de particules

1.2.1.1 Le champ magnétique à l'oeuvre

Le spectre en énergie des rayons cosmiques, une loi de puissance, signe sans ambiguïtés la nature non-thermique des mécanismes à son origine. Seul le champ électromagnétique peut être à l'origine de l'accélération efficace de particules chargées. Le milieu interstellaire, constitué de gaz ionisé, est conducteur et exclut de ce fait la création d'un champ électrique statique. Seule la création de champ électrique dynamique est possible. Les équations de Maxwell prédisent la création de champs électriques transitoires au travers des variations du champ magnétique : $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times \vec{E}$. D'autre part le changement de référentiel dans le cas relativiste est à l'origine de l'apparition de champs électriques. La transformation de Lorentz appliquée au tenseur électromagnétique fait apparaître un champ électrique $\vec{E} = \gamma \vec{v} \times \vec{B}$.

Le champ magnétique est omniprésent dans la Galaxie. Une grande partie de la matière est sous la forme de plasmas magnétisés au sein desquels se forment et se propagent des turbulences du champ magnétique, comme les ondes Alfvén. Ce sont des ondes transverses qui perturbent les lignes de champ magnétique. Les rayons cosmiques sont aussi à l'origine de perturbations

magnétiques, notamment par l'instabilité d'écoulement liée au déplacement de particules chargées dans un plasma magnétisé. L'entrée en résonance des rayons cosmiques avec des ondes de type Alfvén contribue à leur amplification. L'interaction effective entre les rayons cosmiques et le champ magnétique est visible dans le fait que leur densités d'énergie sont équivalentes dans la Galaxie : $\epsilon_{RC} \sim \epsilon_B \sim 1 \text{ eV cm}^{-3}$. Cette équivalence atteste du rôle prépondérant du champ magnétique dans l'accélération et le confinement des rayons cosmiques.

1.2.1.2 Mécanisme de Fermi du second ordre

L'idée originale proposée par Fermi en 1949 utilise les propriétés des plasmas magnétisés en mouvement vus par les particules comme des miroirs magnétiques [18][19]. Les nuages moléculaires denses ont la particularité de posséder un champ magnétique plus intense que dans le milieu interstellaire standard. Le flux du champ magnétique au travers d'une surface étant conservé ($\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$), l'effondrement gravitationnel du nuage induit une augmentation de son intensité. De tels nuages en mouvement vont servir de miroirs magnétiques aux particules chargées qui y sont défléchies. L'idée de Fermi est que lorsque une particule pénètre de front dans le nuage, est défléchie et rétro-diffusée, elle acquiert de l'énergie.

Le calcul du gain d'énergie d'une telle particule est possible. En appliquant une première transformation de Lorentz, on peut exprimer dans le référentiel du nuage de vitesse \vec{V} l'énergie E'_1 de la particule de vitesse \vec{v} et d'énergie E_1 dans le référentiel de la Galaxie. L'angle entre la vitesse de la particule et celle du nuage est noté θ_1 .

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1)$$

où $\beta = \frac{V}{c}$ et $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. La particule est alors déviée par les perturbations magnétiques du nuage sans que son énergie soit modifiée (le travail de la force magnétique est nul). Elle ressort du nuage avec un angle θ_2 par rapport à la vitesse du nuage. Une seconde transformation de Lorentz permet d'obtenir l'énergie E_2 de la particule dans le référentiel de la Galaxie en fonction de celle à l'intérieur du nuage.

$$E_2 = \gamma E'_1 (1 + \beta \cos \theta_2)$$

La combinaison des équations précédentes permet d'obtenir la différence entre les énergies d'entrée et de sortie.

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\beta(\cos \theta_2 - \cos \theta_1) + \beta^2(1 - \cos \theta_1 \cos \theta_2)}{1 - \beta^2}$$

L'angle de sortie du nuage θ_2 est totalement aléatoire et sa valeur moyenne est nulle. Pour ce qui est de l'angle d'attaque, deux cas de figures sont possibles : soit la particule entre de front dans le nuage et sa déflexion lui confère de l'énergie, soit dans le cas contraire la particule perd de l'énergie. Or, le choc se déplaçant dans le référentiel de la Galaxie, les collisions frontales sont plus fréquentes que les collisions fuyantes. La particule acquiert de ce fait en moyenne de l'énergie. La valeur moyenne de l'angle d'attaque est $\frac{1}{3}\beta$. Le gain d'énergie se simplifie alors en

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \approx \frac{4}{3}\beta^2$$

Ce mécanisme est dit de Fermi du second ordre car le gain d'énergie est en β^2 . Il est dit stochastique car une particule va en moyenne gagner de l'énergie au grè de ses rencontres avec des nuages magnétisés en mouvement. Cependant, les gains d'énergie sont faibles et ne permettent pas un accélération efficace. Ce mécanisme est toutefois à l'oeuvre même s'il ne contribue pas majoritairement à l'accélération des rayons cosmiques galactiques.

Cependant, une des propriétés remarquables de ce mécanisme est qu'il prédit l'accélération de rayons cosmiques selon une loi de puissance. En effet, lors d'un choc, une particule va obtenir un gain d'énergie tel que $E = E_0(1 + \epsilon)$. De plus la probabilité de collision P est dépendante de celle de quitter la zone d'accélération $P_e : P = (1 - P_e)$. La probabilité qu'une particule acquière une énergie supérieure à une certaine valeur $E = E_0(1 + \epsilon)^n$ est donnée par $P_{>E} = (1 - P_e)^n$ (n est le nombre de passages au travers du choc). Le passage en logarithme des deux dernières égalités permet de s'affranchir de n et donne $P_{>E} = \left(\frac{E}{E_0}\right)^\alpha$, où $\alpha = -\frac{\ln(1-P_e)}{\ln(1+\epsilon)}$. La distribution en énergie des particules accélérées en loi de puissance apparaît.

1.2.1.3 Mécanisme de Fermi du premier ordre

Une extension du modèle originel de Fermi est celui de l'accélération par onde de choc. Dans une telle configuration, seule des collisions frontales ont lieu. Une onde de choc se propage dans un milieu lorsque un corps se propage à l'intérieur de celui-ci à une vitesse supersonique. Le milieu aval subit alors un saut de vitesse au niveau du choc. Une particule pénétrant dans le milieu amont va y être rétro-diffusée par les perturbations magnétiques et va repasser dans le milieu aval. Dans ce cas, les valeurs moyennes des angles d'attaque et de sortie au niveau du choc sont de mêmes valeurs absolues et opposées :

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = -\langle \cos \theta_2 \rangle = -\frac{2}{3}$$

Le gain d'énergie de la particule vaut dans ce cas :

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{4}{3}\beta$$

Ce mécanisme est dit de Fermi premier ordre du fait du gain en énergie proportionnel à β . Quelque soit le milieu dans lequel se trouve la particule, elle voit se déplacer le milieu opposé à une vitesse $\Delta V = \frac{r-1}{r}v_{\text{choc}}$, où r est la rapport de compression du choc $r = \frac{v_1}{v_2}$, v_1 la vitesse du milieu amont et v_2 la vitesse du milieu aval. Le gain d'énergie de la particule peut s'exprimer au travers du rapport de compression r comme :

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{4}{3} \frac{r-1}{r} \frac{v_{\text{choc}}}{c}$$

En incluant les probabilités d'échappement des particules, cette accélération aboutit à une distribution de particules selon une loi de puissance d'indice

$$\frac{dN}{dE} \propto \left(\frac{E}{E_0}\right)^\alpha \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{r+2}{r+1}$$

Dans la limite des chocs forts dans un gaz monoatomique, le rapport de compression r vaut 4 et conduit à une loi de puissance d'indice spectral 2.

Ce mécanisme de Fermi de premier ordre se distingue de celui de second ordre sur deux points. Le gain d'énergie en β et non β^2 le rend plus efficace. Par ailleurs, il prédit l'apparition d'une loi de puissance dont l'indice n'est plus dépendant que du facteur de compression. Pour des chocs forts, comme observés pour des vestiges de supernova, l'indice spectral prédit est de l'ordre de 2. Cet indice spectral à la source des rayons cosmiques est tout à fait compatible avec celui des rayons cosmiques galactiques observés sur Terre. En effet, la diffusion des rayons cosmiques est dépendante de l'énergie des particules et va donc avoir une influence sur la forme du spectre des particules. Des calculs de diffusion montrent qu'elle a pour conséquence de conserver une loi de puissance mais affecte l'indice spectral qui est augmenté d'une valeur comprise entre 0.3 à 0.7. Un spectre en E^{-2} des particules accélérées serait de ce fait tout à fait compatible avec le spectre en $E^{-2.7}$ observé en dessous de quelques 10^{15} eV.

1.2.2 Un coupable idéal : le vestige de supernova

1.2.2.1 Qu'est-ce qu'une supernova ?

Une supernova est l'explosion d'une étoile en fin de vie. Deux mécanismes différents sont à l'origine de ces explosions et sont dépendants des conditions dans lesquelles évoluent les étoiles. Les conditions de déclenchement de la supernova et le stade d'évolution de l'étoile à son origine donnent lieu à des propriétés spectrales différentes qui permettent de les classer dans deux catégories : les supernovae de type I et II. Le premier mécanisme est l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche faisant partie d'un système binaire. Cette étoile peut accréter progressivement de la matière de son compagnon. Lorsque la masse de l'étoile atteint la masse de Chandrasekhar, l'étoile devient gravitationnellement instable et s'effondre. La compression de la matière permet d'enclencher la fusion du carbone et provoque une explosion thermonucléaire complète de l'étoile (supernovae de type Ia). L'accrétion de masse progressive par la naine blanche jusqu'à la masse de Chandrasekhar induit des propriétés spectrales très peu variables (forme spectrale, luminosité, courbe de lumière...). Elles sont de ce fait utilisées comme chandelles standard en cosmologie.

Le deuxième mécanisme est l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive ($> 8 M_{\odot}$). Le potentiel gravitationnel de ces objets permet aux réactions de fusion de se produire jusqu'à la synthèse de fer. La synthèse progressive des différents éléments provoque l'apparition d'une structure en couches, composées d'éléments de moins en moins lourds en partant du noyau de fer central. Lorsque celui-ci atteint la masse de Chandrasekhar, le coeur s'effondre jusqu'à ce que la densité atteigne la densité nucléaire. La pression induite par le principe d'exclusion de Pauli dans le noyau uniquement composé d'un gaz de neutrons entre alors en opposition avec l'effondrement gravitationnel et provoque le "rebond" des couches externes en explosion. Il ne subsiste qu'une étoile à neutrons au centre qui peut s'effondrer elle-même en trou noir selon sa masse. Ces supernovae sont dites de type II, différenciées en plusieurs sous-classes selon leurs propriétés spectrales (IIa, IIb et IIc).

1.2.2.2 Un candidat historique

Les supernovae ont rapidement été évoquées comme une source potentielle de rayons cosmiques dans la Galaxie. Dès les années 1930, des physiciens émirent l'hypothèse que les supernovae, et l'énergie considérable qu'elles dégagent pourraient être à l'origine du flux de rayons cosmiques mesuré sur Terre [20]. Les premières observations de rayons cosmiques et la constance de leur flux amenaient déjà à la conclusion que la source de rayons cosmiques n'appartenait pas au système solaire. Ne connaissant pas d'objets pouvant alimenter continûment la Galaxie en rayons cosmiques, soit les rayons cosmiques sont accélérés hors de la Galaxie, soit le mécanisme d'accélération est sporadique. De cette constatation a découlé l'hypothèse d'une accélération des rayons cosmiques par les supernovae. La connaissance de ces objets était limitée à cette époque mais des arguments énergétiques conduisaient déjà à la conclusion qu'une fraction acceptable de l'énergie des supernovae suffisait à alimenter la Galaxie. Il est toutefois à noter que le mécanisme d'accélération restait mystérieux et était supposé avoir lieu au moment de l'explosion de la supernova et non par le vestige en résultant.

Les mesures plus précises du flux de rayons cosmiques et la meilleure compréhension des mécanismes à l'origine des supernovae ont depuis permis d'affiner cet argument énergétique. La densité énergétique des rayons cosmiques est de l'ordre de $\epsilon_{RC} \approx 1 \text{ eV cm}^{-3}$. En prenant en compte le temps d'échappement des rayons cosmiques $t_{\text{échap}}$ et le volume de la Galaxie V_{gal} , la puissance fournie par les accélérateurs de rayons cosmiques est $P_{CR} = \epsilon_{RC} \times V_{gal}/t_{\text{échap}}$.

La Galaxie est approximativement décrite comme un disque de 15 kpc de rayon et de 500 pc d'épaisseur. Le temps d'échappement est quant à lui estimé à partir des mesures d'abondance d'isotopes radioactifs dans les rayons cosmiques et est évalué à $t_{\text{échap}} \sim 20$ millions d'années. Une puissance de l'ordre de $P \approx 10^{41}$ erg s⁻¹ est donc nécessaire pour alimenter la Galaxie. La fréquence des supernovae historiques permet d'estimer le taux de supernovae dans la Galaxie à environ une tous les 30 ans. Etant donnée que l'énergie moyenne dégagée par l'explosion d'une supernova est de l'ordre de 10^{51} erg, la puissance dégagée par celles-ci est de l'ordre de $P_{\text{SNe}} \sim 10^{42}$ erg s⁻¹. Une conversion de 10 % de l'énergie d'explosion dans les rayons cosmiques serait de ce fait suffisante. Une telle efficacité est en accord avec celle prévue par les modèles d'accélération par onde de choc diffusive, vraisemblablement à l'oeuvre dans les vestiges de supernova.

1.2.2.3 Description d'un vestige de supernova : stades d'évolution

Quel que soit le type de supernova (I ou II), l'explosion propulse de la matière dans le milieu interstellaire. Durant les premières phases de propagation des éjectas, leur vitesse est supérieure à celle du son dans le milieu interstellaire. Une onde de choc s'y forme et s'y propage (figure 1.3). Une seconde onde de choc se forme dans les éjectas choqués et se propage vers l'intérieur du vestige, ralentissant les éjectas jusqu'à son absorption au centre du vestige. Une troisième transition est présente au sein du milieu choqué, à l'interface entre les éjectas choqués et le milieu interstellaire choqué.

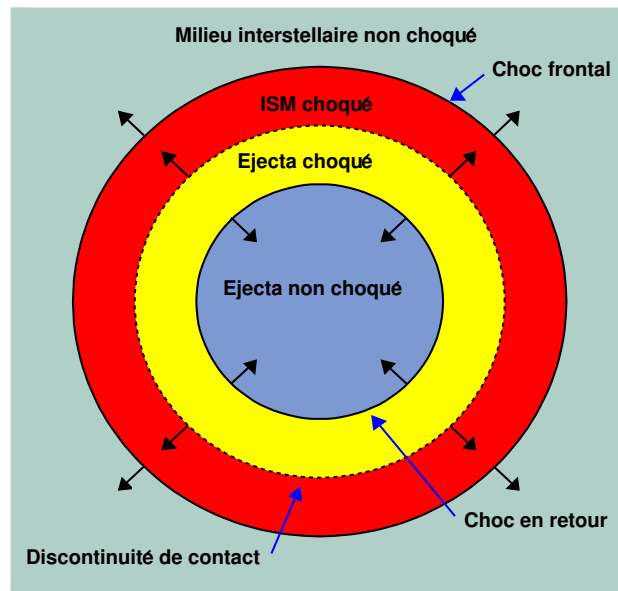


FIG. 1.3 – Structure d'un vestige de supernova.

La majorité de l'énergie d'explosion de la supernova est contenue dans l'énergie cinétique des éjectas. L'évolution du vestige et des éjectas va être soumise à son interaction avec le milieu environnant. Trois phases principales caractérisent l'évolution du vestige après l'explosion de la supernova (pour plus de détails, consulter les références [21] à [24]). La première phase est

dite d'expansion libre. L'expansion supersonique des éjectas n'est pas entravée par la masse du milieu interstellaire balayé par le choc. Le choc se propage librement à vitesse constante et le rayon du vestige est proportionnel à son âge : $R \propto t$.

Lorsque la masse balayée par le choc devient de l'ordre de celle des éjectas, le vestige entre dans la phase dite de Sedov-Taylor. Le rayon du vestige évolue comme $R \propto t^{2/5}$. La transition entre la phase d'expansion libre et la phase de Sedov-Taylor a lieu pour le temps

$$t_{\text{ST}} \approx 209 \times \left(\frac{E_{\text{SNR}}}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{-1/2} \left(\frac{n_{\text{ISM}}}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \left(\frac{M_{\text{éjectas}}}{M_{\odot}} \right)^{5/6} \text{ ans}$$

où E_{SNR} est l'énergie libérée par la supernova, M_{ej} la masse des éjectas et n_{ISM} la densité du milieu interstellaire (ISM pour InterStellar Medium).

Durant ces deux phases, les temps typiques des pertes radiatives du milieu choqué sont grands comparés au temps d'évolution dynamique du vestige. Lorsque ces temps deviennent comparables, les pertes radiatives deviennent significatives. Le vestige entre alors dans la phase dite radiative. Le gaz chaud qui compose les éjectas et la matière balayée s'évaporent et subsiste seule une fine coquille externe au niveau du choc. Cette phase débute au temps

$$t_{\text{rad}} \approx 29 \times 10^3 \left(\frac{E_{\text{SNR}}}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{-4/17} \left(\frac{n_{\text{ISM}}}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-9/17} \text{ ans}$$

L'évolution du vestige au début de cette phase est contrôlée par la pression du gaz chaud à l'intérieur. Le rayon du vestige évolue durant cette période comme $R \propto t^{2/7}$. Cette phase se termine lorsque la pression à l'intérieur du vestige est similaire à celle du milieu interstellaire. A ce moment là, seule l'inertie de la coquille est responsable de son déplacement et le rayon du vestige évolue comme $R \propto t^{1/4}$.

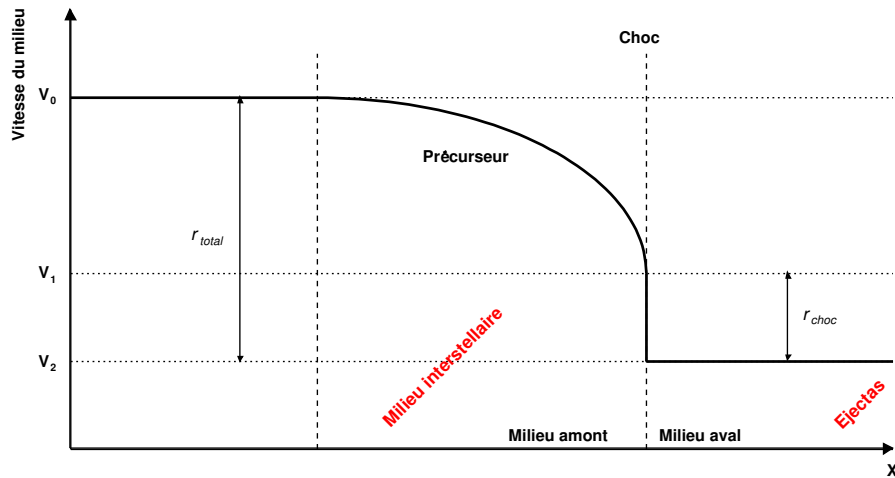


FIG. 1.4 – Schéma de propagation d'un choc de supernova dans le référentiel du choc.

1.2.2.4 Accélération par onde de choc diffusive dans les vestiges de supernova

Les jeunes vestiges de supernova, dans leurs deux premières phases d'évolution, présentent toutes les caractéristiques nécessaires pour que le mécanisme de Fermi du premier ordre puisse

avoir lieu. Les éjectas de la supernova se déplacent à des vitesses supersoniques dans le milieu interstellaire et forment une onde de choc. Les perturbations magnétiques des milieux amont et aval diffusent les particules dans la région du choc et leur permettent de passer de manière répétée au niveau du choc. Elles acquièrent de ce fait progressivement de l'énergie.

L'évolution du vestige et sa taille vont toutefois limiter l'accélération à une énergie maximale. Lorsque la particule acquiert une certaine énergie, l'intensité des perturbations magnétiques des différents milieux n'est plus suffisante pour la confiner dans la région d'accélération. Par ailleurs, lorsque la diffusion des particules atteint les dimensions du vestige, le principe d'accélération, qui suppose un front d'onde plan, n'est plus valable. Les particules peuvent diffuser à l'intérieur du vestige et subir de ce fait une collision de type fuyante. Le temps durant lequel l'accélération est effective dépend de l'âge du vestige et du ralentissement des éjectas. Lorsque l'on tient compte de ces effets, l'énergie maximale que peuvent atteindre les ions dans les vestiges est estimée à

$$E_{max} = 23 Z \frac{B}{1 \mu\text{G}} \left(\frac{E_{\text{SNR}}}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/2} \left(\frac{n_{\text{ISM}}}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \left(\frac{M_{\text{ejectas}}}{M_{\odot}} \right)^{-1/6} \text{ TeV}$$

Une efficacité de conversion de l'énergie cinétique des éjectas dans les rayons cosmique de l'ordre de 10 % - 20 %, voire 50 % est attendue [25]. Bien que la gamme des efficacités prédites par les différents modèles soit large, elle conforte toutefois l'idée que l'accélération de rayons cosmiques par les vestiges de supernova est suffisamment efficace pour alimenter la Galaxie jusqu'à des énergie de 10^{14} eV - 10^{15} eV.

Différents effets non linéaires peuvent aussi intervenir. Lorsque la densité d'énergie des rayons cosmiques n'est plus négligeable devant l'énergie thermique et cinétique du milieu où se propage le choc, alors les rayons cosmiques ont une incidence sur ce milieu. Le gaz est préchauffé par les rayons cosmiques en amont et fait apparaître un précurseur du choc qui tend à lisser le choc. Cet effet est schématisé sur la figure 1.4. Le rapport de compression au niveau du choc est de ce fait moindre et réduit l'efficacité du mécanisme d'accélération à basse énergie. L'effet est différent selon l'énergie puisque les particules de plus haute énergie peuvent se propager plus loin du choc et voient un rapport de compression r plus important que les particules de plus basse énergie.

1.3 L'astronomie γ

1.3.1 Quelle place en astrophysique ?

L'astronomie γ est l'étude des photons appartenant à la gamme la plus extrême des longueurs d'onde du spectre électromagnétique. Cette gamme en énergie débute aux alentours de quelques centaines de keV jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{20} eV. Bien que de tels photons n'aient pas été détectés, ils sont produits par les rayons cosmiques chargés les plus énergétiques lors de leur interaction avec la matière. La gamme en énergie s'étendant potentiellement sur près de 14 ordres de grandeur, elle est subdivisée en plusieurs domaines [26]. Ceux-ci sont résumés dans le tableau 1.1.

L'astronomie γ est un domaine de l'astrophysique très récemment investi. Jusqu'à la fin de la seconde guerre mondiale, seul le domaine des longueurs d'ondes visibles était étudié. A partir des années 1950, se développèrent l'ensemble des domaines de fréquence, des ondes radio jusqu'au rayons γ de basse et haute énergie dans les années 1970. La gamme des rayons γ de très haute énergie est la dernière née des gammes en longueurs d'onde investies par les astrophysiciens. A ces fréquences, les photons ne sont plus focalisables. Des techniques nouvelles ont dû être mises en place pour leur étude. Jusqu'à des énergies de quelques centaines de GeV, les flux

Dénomination	Gamme en énergie
Basse énergie (BE)	$30 \text{ MeV} < E$
Haute énergie (HE)	$30 \text{ MeV} < E < 30 \text{ GeV}$
Très haute énergie (THE)	$30 \text{ GeV} < E < 30 \text{ TeV}$
Ultra haute énergie (UHE)	$30 \text{ TeV} < E < 30 \text{ PeV}$
Extrêmement haute énergie (EHE)	$E > 30 \text{ PeV}$

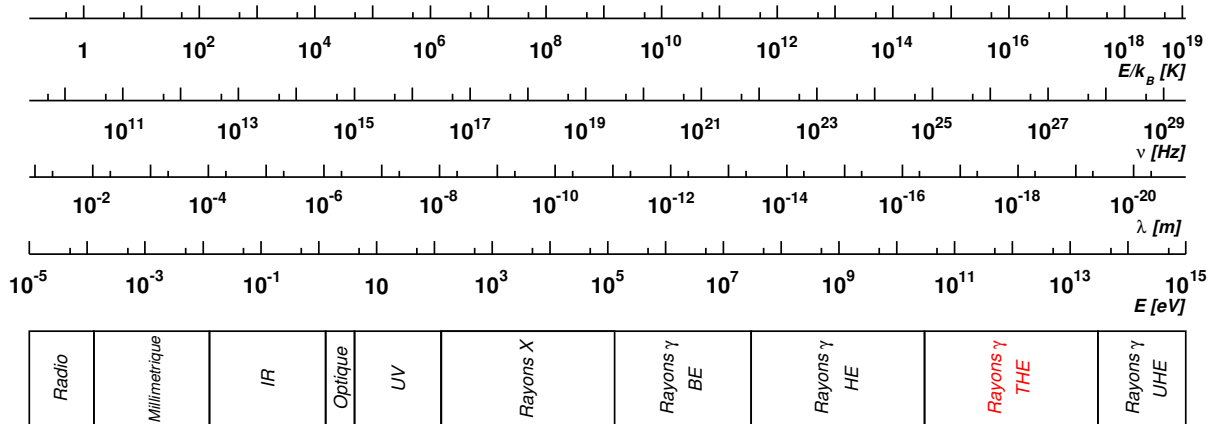
TAB. 1.1 – Domaines en énergie de l'astronomie γ .

FIG. 1.5 – Gamme en énergie de l'astrophysique.

sont suffisamment importants pour être observés par satellite alors qu'au delà, les surfaces de collection sont insuffisantes. L'observation de ces rayons γ a lieu au sol, par l'utilisation de l'atmosphère comme détecteur.

1.3.2 Mécanismes de production des rayons γ

Les particules chargées accélérées, suivant leur nature leptonique ou hadronique, peuvent interagir avec le milieu environnant pour produire des photons γ dans la gamme en énergie du TeV. Un traitement précis des différents processus est détaillé dans les références [1][27][26].

Le rayonnement synchrotron

Lors de leur propagation au sein de champs magnétiques, les électrons sont soumis à la force de Lorentz $\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B} + \vec{E})$ et subissent une accélération centripète dans le plan transverse au champ magnétique. La particule suit un mouvement hélicoïdal de fréquence de giration $\omega_B = \frac{qB}{\gamma m_e c}$. L'accélération de la particule chargée conduit à l'émission de radiation dans un cône autour de la tangente à la trajectoire de la particule, orientée selon la direction de propagation de la particule. L'énergie moyenne d'un photon émis par un électron d'énergie E_e , se propageant selon un angle α par rapport au champ magnétique, s'écrit

$$E_{\text{sync}} \approx 0.7 \left(\frac{E_e}{1 \text{ TeV}} \right)^2 \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \sin \alpha \text{ eV}$$

La présence d'électrons d'énergie supérieure à 1 TeV dans un champ magnétique de l'ordre de quelques μG voire plusieurs centaines de μG conduit à une émission de rayons X pouvant être utilisée pour contraindre l'intensité du champ magnétique ou la densité d'électrons accélérés présents dans cette région.

Le temps caractéristique du rayonnement synchrotron d'un électron d'énergie E_e dans le champ magnétique B s'écrit

$$t_{\text{sync}} \approx 1.3 \times 10^{10} \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right)^{-2} \left(\frac{E_e}{1 \text{ GeV}} \right)^{-1} \text{ ans}$$

Le temps caractéristique de rayonnement synchrotron d'un proton est quant à lui supérieur à celui des électrons d'un facteur $(m_p/m_e)^{5/2} \approx 1.5 \times 10^8$. Même dans le cas des protons d'énergie supérieure à plusieurs centaines de TeV, l'émission de photons par rayonnement synchrotron est négligeable dans des conditions classiques de champ magnétique.

Diffusion Compton inverse

Les électrons interagissent avec les photons du milieu ambiant au travers de la diffusion Compton inverse. Une fraction importante de l'énergie de l'électron est transférée au photon. Dans le cas d'électrons d'énergie supérieure à quelques dizaines de TeV, le photon produit peut atteindre une énergie supérieure à 1 TeV. Un des constituants élémentaires du champ de photons cibles est le fond cosmologique, auquel peuvent se rajouter des champs de photons stellaires ou émis par des nuages de poussières. Le temps caractéristique de diffusion Compton inverse d'un électron d'énergie E_e dans un champ de photons de densité d'énergie u_r s'écrit

$$t_{\text{IC}} \approx 3 \times 10^8 \left(\frac{u_r}{1 \text{ eV cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{E_e}{1 \text{ GeV}} \right)^{-1} \text{ ans}$$

où u_r est la densité d'énergie du champ de photons cibles et E_e l'énergie de l'électron.

Le spectre en énergie des photons produits par la diffusion Compton inverse d'une population d'électrons suivant une distribution en énergie en loi de puissance d'indice spectral α , est en première approximation une loi de puissance d'indice $\Gamma \approx \frac{\alpha+1}{2}$ dans la même gamme en énergie que les électrons.

Rayonnement de freinage

Les électrons peuvent perdre une fraction importante de leur énergie au travers du rayonnement de freinage, dit Bremsstrahlung. Lors de leur propagation, ils peuvent interagir avec le champ coulombien des noyaux du milieu interstellaire et ralentir en émettant un photon dont l'énergie peut être comparable à celle de l'électron. Cet effet dépend de l'ionisation du milieu interstellaire. Dans le cas d'un milieu neutre, la charge des noyaux est en effet écrantée par le nuage électronique.

Le temps caractéristique de ce processus dans le cas d'un milieu neutre de densité n s'écrit :

$$t_{\text{br}} \approx 4 \times 10^7 \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ ans}$$

Une des caractéristiques du Bremsstrahlung est qu'il produit un spectre en énergie des photons suivant une même loi de puissance que les électrons.

Production de pions neutres lors de collisions hadroniques

Les protons sont aussi à l'origine de la production de rayons γ de très haute énergie. Les collisions inélastiques entre les protons accélérés et les noyaux du milieu interstellaire (principalement des protons) produisent des gerbes hadroniques, en grande partie constituées de pions neutres et chargés, π^0 et π^\pm . Les π^0 se désintègrent rapidement après leur production ($\tau_{\pi^0} \approx 8.4 \times 10^{-17}$ s). Le produit de cette désintégration est majoritairement deux photons avec un rapport d'embranchement de 98.8 %. Dans la gamme en énergie du GeV ou du TeV, la fraction moyenne de l'énergie du proton emportée par le π^0 est $\kappa_\pi \sim 0.17$. L'énergie moyenne des photons issus de la collision d'un proton d'énergie E_p est de ce fait de l'ordre de $E_{\gamma_{\text{moy}}} \sim 0.085 E_p$. La section efficace proton-proton est par ailleurs très peu dépendante de l'énergie du proton dans la gamme en énergie du TeV. Cette propriété a pour conséquence que le spectre en énergie des photons émis lors de collisions hadroniques suit une loi de puissance de même indice que celle des protons. Le temps caractéristique d'interaction d'un proton dans un milieu de densité n s'écrit :

$$t_{pp \rightarrow \pi^0} \approx 5.3 \times 10^7 \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ ans}$$

Annihilation de matière noire

Un mécanisme plus exotique de création de photons γ de haute et très haute énergie est l'annihilation de particules constituant la matière noire. Les modèles et observations en cosmologie convergent vers une composition de l'univers où environ 20 % à 30 % de l'énergie serait sous forme de matière noire non baryonique. Cette matière noire est généralement attribuée à des particules massives interagissant très faiblement avec la matière ordinaire. L'annihilation de ces particules peut conduire à l'émission de raies dans les spectres en énergie des photons, suivant les canaux de désintégration de ces particules. Elle peut aussi produire un continuum en énergie de photons γ , dus à la désintégration de produits de l'annihilation de ces particules (comme les pions neutres par exemple). Une émission de photons de cette origine est recherchée en direction des centres de galaxies proches, où le potentiel gravitationnel concentre les particules et rend le taux de collision plus favorable à une détection.

1.3.3 Les sources de rayons γ de très haute énergie

Les vestiges de supernova

Les vestiges de supernova sont classés selon plusieurs catégories suivant les caractéristiques qu'ils présentent à d'autres longueurs d'onde. La première catégorie rassemble les vestiges dits en coquille, pour lesquels les éjectas en expansion forment une coquille brillante en onde radio. Comme évoqué précédemment, ces objets sont les principaux candidats pour l'accélération des rayons cosmiques galactiques. L'émission non-thermique en onde radio de cette coquille atteste que l'accélération de particules, du moins les électrons, est effective via le mécanisme de Fermi. La présence de particules accélérées jusqu'à plusieurs centaines de TeV doit induire une émission de rayons γ lors de leur interaction avec le milieu environnant.

Pour les vestiges de supernova de type II, une étoile à neutrons peut être formée lors de l'effondrement de l'étoile. Du fait de la conservation du flux du champ magnétique et du moment cinétique de l'étoile, ces étoiles à neutrons, ou pulsars, sont en rotation rapide et possèdent

un champ magnétique très intense. Une émission de rayons γ est attendue au niveau de la magnétosphère du pulsar, où une accélération de particules est prédite. Le pulsar émet en effet un vent d'électrons relativistes qui peut interagir avec le milieu environnant. Une onde de choc se forme à cet endroit et permet l'accélération des électrons. Une fois accélérés, ces électrons diffusent dans le milieu environnant et produisent des rayons γ au travers de la diffusion Compton inverse. Le rayonnement synchrotron des électrons au niveau de l'onde de choc provoque une émission de rayons X. De tels vestiges sont dits plérioniques. L'émission de rayons γ observée en direction de la nébuleuse du Crabe est d'origine plérionique. Cette source, très lumineuse et non variable, constitue la chandelle standard de l'astronomie γ . Lorsque l'interaction du vent du pulsar a lieu à l'intérieur d'une coquille visible en onde radio, le vestige est dit composite.

Les systèmes binaires

Certaines catégories de systèmes binaires sont des émetteurs potentiels de rayons γ . Lorsque le système est composé d'un pulsar ou d'un trou noir, accompagné d'une étoile, différents mécanismes peuvent aboutir à la production de photons de très haute énergie. Lorsque la matière de l'étoile compagnon est accrétée par le trou noir, une fraction de celle-ci est expulsée sous la forme de jets bipolaires de matière. Une émission de rayons γ par les particules des jets est attendue. Ces systèmes binaires sont dits micro-quasars. Un autre mécanisme concerne les systèmes binaires composés d'une étoile massive et d'un pulsar. Lorsque celui-ci traverse la matière expulsée par l'étoile, le vent d'électrons qu'il émet peut interagir avec le vent de l'étoile et former une onde de choc où les particules peuvent être accélérées. Le champ de photons de l'étoile offre une cible dense idéale pour une diffusion Compton inverse de ces électrons. Quelle que soit leur composition, l'émission de rayons γ par ces systèmes binaires doit être variable.

Les noyaux actifs de Galaxie

Une fraction des galaxies possède un trou noir super-massif en leur centre. L'accrétion de matière par le trou noir conduit pour un certain nombre d'entre eux à des jets bipolaires de matière relativiste. Ces objets sont les principaux candidats à l'accélération des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie. Une production de rayons γ a lieu dans ces jets de matière, au travers de la diffusion Compton inverse pour les électrons et par interaction avec les photons ambiants et le champ magnétique pour les hadrons. Lorsque l'axe du jet est proche de celui nous reliant à la Galaxie, la luminosité est amplifiée et devient détectable, même à très grande distance. Le fait que l'accrétion soit à l'origine des jets de matière bipolaires induit une variabilité de l'émission de rayons γ par ces objets.

Les sursauts γ

Les sursauts γ sont des émissions brèves (comprises entre quelques milli-secondes et quelques centaines de secondes) et intenses de rayons γ de basse énergie. Ils ont été découverts par hasard en 1960 par les satellites Vela, dont l'objet était la surveillance des essais nucléaires atmosphériques. Des observations plus précises avec le détecteur BATSE de l'observatoire Compton-GRO puis les télescopes à rayons X Beppo-SAX mirent en évidence que la répartition de ces objets sur la voûte céleste est isotrope et que leur origine est extragalactique, à des distances cosmologiques. La luminosité de ces objets, impliquée par ces distances, est considérable. Actuellement, les phénomènes à l'origine de ces sursauts sont méconnus. L'énergie dégagée lors de ces sursauts

en font toutefois des accélérateurs potentiels pour les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

Les émissions diffuses

Comme évoqué précédemment, notre Galaxie baigne dans un flux de rayons cosmiques. La présence de matière fournit des cibles pour ces protons, provoquant lors de leur interaction la production de rayons γ . La présence de nuages moléculaires géants sur le plan de la Galaxie, dont la densité peut dépasser 10^4 cm^{-3} , est à l'origine d'une émission de rayons γ diffuse le long du plan de la Galaxie, détectable sur Terre. De plus, ce fond diffus galactique est à l'origine de difficultés pour extraire les sources additionnelles sur le plan de la Galaxie. Dans la gamme en énergie du GeV, cette émission est en effet particulièrement intense.

Une émission diffuse hors du plan de la Galaxie est aussi observée dans la gamme en énergie du GeV. Cette émission est mal comprise. Elle pourrait être due à l'interaction de hadrons dans le halo de la Galaxie, ou à une émission d'objets extragalactiques non résolue.

1.3.4 Expériences actuelles et état des lieux

1.3.4.1 Deux approches différentes

L'étude des photons γ se distingue de l'astronomie traditionnelle par la nature des détecteurs employés. A ces énergies, les photons ne sont plus focalisables. Des techniques nouvelles, empruntées à la physique des particules, ont dû être mises en place. Par ailleurs, l'atmosphère est opaque à ces longueurs d'onde. Nous n'aborderons pas ici les domaines de la basse énergie et de l'extrême énergie. La subdivision entre différentes plages d'énergie du domaine des rayons γ intermédiaires prend ici un sens. Le flux de rayons γ de haute énergie est tel que les expériences embarquées en satellite, avec des surfaces de collection de l'ordre du m^2 , sont suffisamment sensibles. Au delà de plusieurs centaines de GeV ou TeV, les flux de photons sont réduit à quelques événements par km^2 et par minute. Les satellites ne peuvent plus mesurer des flux aussi faibles. L'observation des rayons γ au delà de ces énergies est donc réalisée au sol, l'atmosphère constituant une partie du détecteur. Une description plus détaillée de la méthode utilisée sera donnée dans le chapitre suivant.

1.3.4.2 Le ciel en rayons γ de haute énergie

Les expériences observant le ciel dans la gamme du GeV sont construites selon le même principe que les détecteurs de physique des particules. La direction d'incidence du photon est observée par un trajectographe, tandis que l'énergie de la particule est mesurée par un calorimètre. La connaissance du ciel à ces énergies a été rendu possible durant les années 1990, par la cartographie réalisée par l'expérience EGRET, installée à bord de l'observatoire Compton-GRO. Cette expérience mit en évidence près de 270 sources de rayons γ en addition de l'émission diffuse le long du plan de la Galaxie, déjà observée par les expérience précédentes [28]. La résolution angulaire de cette expérience, proche du degré, a rendu difficile l'identification de ces sources, dont une grande partie demeure non identifiées (figure 1.6 *haut*). EGRET permit toutefois de montrer la richesse du ciel à ces énergies.

Peu d'instruments couvrent le ciel dans cette gamme en énergie à l'heure actuelle. L'expérience embarquée sur satellite AGILE (Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero), lancée au printemps 2007, observe le ciel entre 30 MeV et 50 GeV [29]. Cette expérience a néanmoins été optimisée pour l'imagerie simultanée en rayons X et rayons γ des sursauts γ et dispose d'une surface de collection très limitée au delà de 1 GeV. La couverture complète de cette

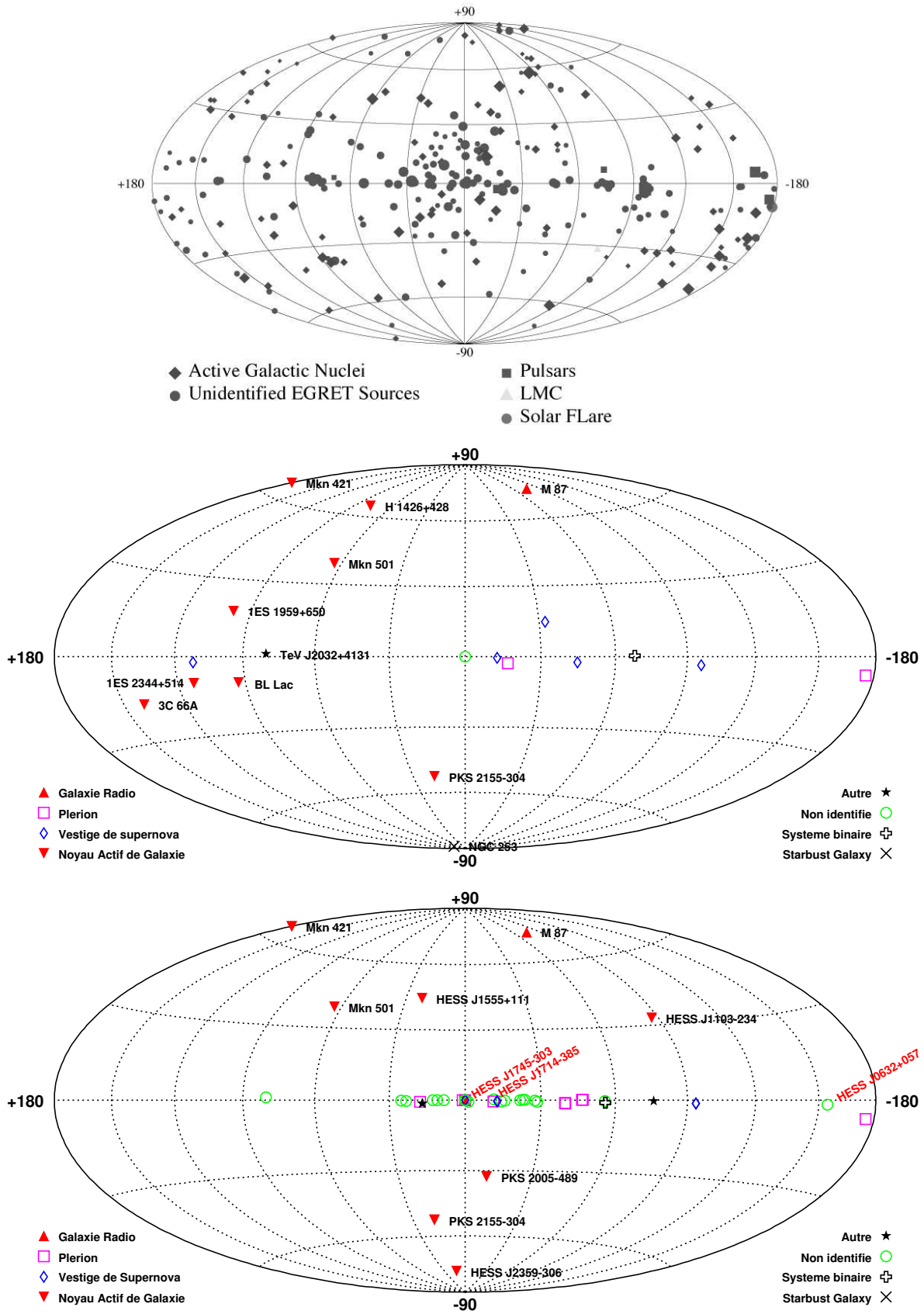


FIG. 1.6 – Ciel de l'astronomie γ . *Haut* : Catalogue des sources détectées par l'expérience EGRET entre 100 MeV et 10 GeV. *Milieu* : Ensemble des sources de rayons γ de très haute énergie détectées avant le démarrage de HESS. *Bas* : Catalogue des sources détectées par HESS au 1^{er} janvier 2008.

gamme en énergie, de quelques dizaines de MeV à quelques centaines de GeV, sera réalisée par l'expérience GLAST (Gamma Large Array Space Telescope) à partir de l'été 2008 [30]. GLAST obtiendra en seulement quelques mois de fonctionnement les mêmes résultats que EGRET en 10 ans et devrait multiplier le nombre de sources détectées et révolutionner la physique des objets émettant à ces énergies. L'expérience AMS-02, qui sera installée sur la station spatiale internationale, observera aussi le ciel dans cette gamme en énergie. Bien qu'étant construite pour la détection de particules chargées, elle sera également capable de détecter des photons dans la gamme en énergie du GeV et apportera des observations complémentaires [31].

1.3.4.3 Le ciel en rayons γ de très haute énergie et ultra-haute énergie

Les prémices de l'observation des rayons γ au sol date du début des années 1980. Deux générations d'instruments se sont succédées, permettant le développement et la maîtrise de plusieurs avancées technologiques comme l'observation stéréoscopique des événements ou la construction de caméra avec acquisition rapide. Près de 20 sources de rayons γ de très haute énergie ont ainsi été découvertes avant la construction des télescopes de troisième génération (figure 1.6 *milieu*).

Un bond en avant a été réalisé ces dix dernières années avec la construction de réseaux de grands télescopes comme HESS, MAGIC et VERITAS. Le nombre de sources détectées a été plus que triplé ces quatre dernières années et environ une source par mois est détectée par HESS. La figure 1.6 *bas* représente le catalogue des sources HESS au 1^{er} janvier 2008. L'origine d'une partie de ces sources de rayons γ reste mystérieuse. Cependant, un signal de rayons γ à ces énergies a été observé en provenance de nombreux accélérateurs potentiels : vestiges de supernova, pléïons, systèmes binaires, noyaux actifs de galaxie, radio galaxie.

Au delà de quelques dizaines de TeV, les flux de rayons deviennent extrêmement faibles et les surfaces de collection des réseaux actuels de détecteurs Tcherenkov au sol de type HESS ou VERITAS sont insuffisantes étant donné leur faible cycle utile ($\sim 10\%$). De plus les gerbes de particules secondaires initiées par les rayons γ primaires peuvent atteindre le sol à ces énergies. Des techniques de détection différentes sont alors employées. L'expérience MILAGRO, située aux Etats-Unis, détecte les photons d'énergie supérieure à 1 TeV à l'aide d'un réseau de cuves remplies d'eau. Les gerbes de particules atteignant le sol vont émettre des photons Tcherenkov lors du passage au travers des cuves. La détection de ces flash de lumière et leur propriétés géométriques permet de discriminer les gerbes issues de photons de celle générées par des particules chargées. L'avantage de cette technique est que le cycle utile est de 100 % avec toutefois comme inconvénient une résolution angulaire moyenne comparée à celle des détecteurs à plus basse énergie. L'expérience MILAGRO a ainsi observé un signal en provenance de la nébuleuse du Crabe et plusieurs autres sources non clairement identifiées (figure 1.7).

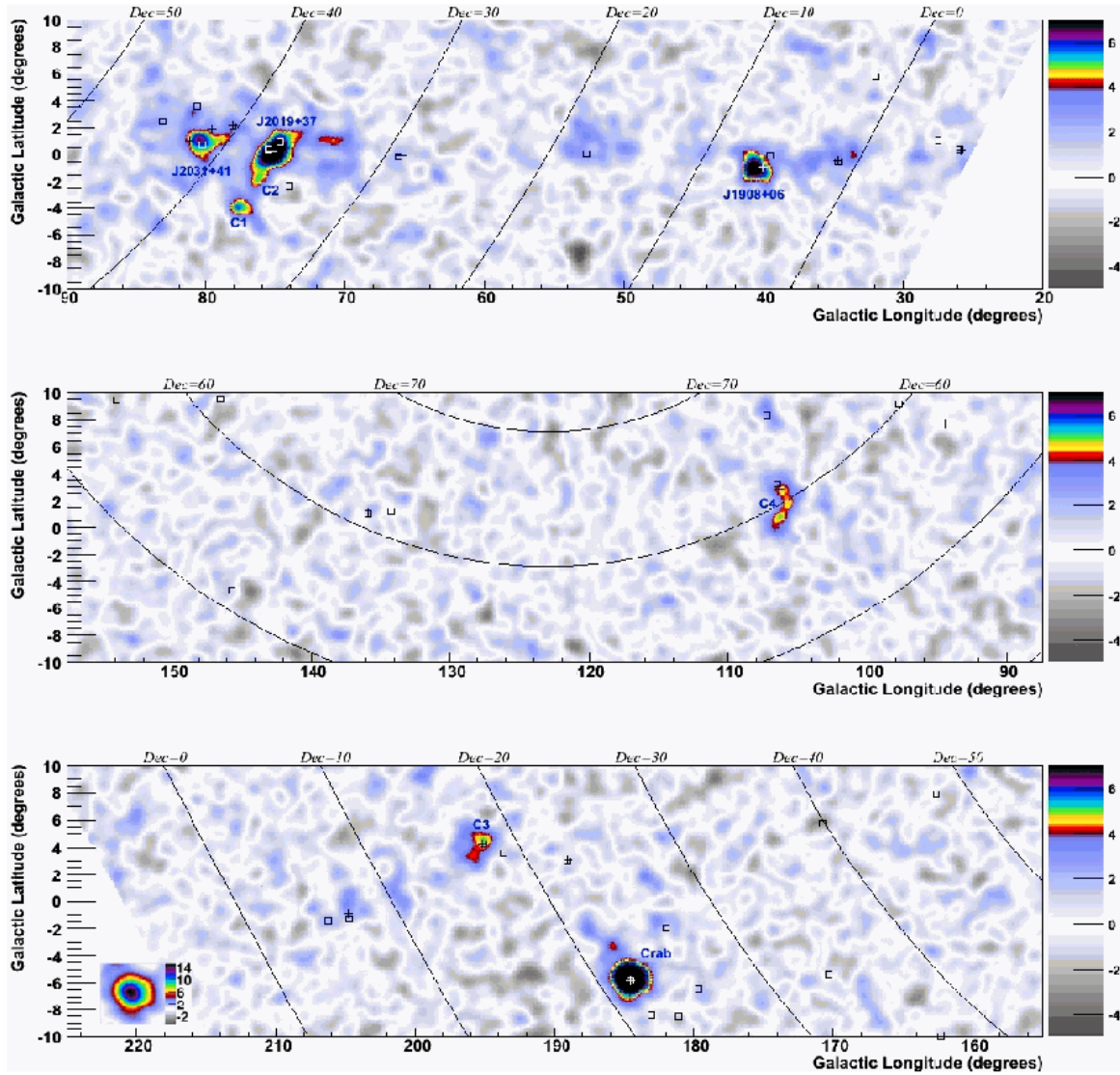


FIG. 1.7 – Cartographie du plan de la Galaxie de l'expérience MILAGRO. Les cartes ont été lissées avec la PSF de l'instrument

Chapitre 2

L'expérience HESS

Sommaire

2.1	Principe de détection	26
2.1.1	Gerbes atmosphériques	26
2.1.2	Le rayonnement Tcherenkov	28
2.1.3	Principe de l'imagerie Tcherenkov	28
2.2	L'expérience HESS	29
2.2.1	Historique de l'expérience	29
2.2.2	Situation géographique	31
2.2.3	Implantation sur le site	31
2.3	Description de l'instrument	32
2.3.1	Les télescopes	32
2.3.2	Une caméra finement pixellisée	34
2.3.3	Système de déclenchement	37

2.1 Principe de détection

2.1.1 Gerbes atmosphériques

L'atmosphère est opaque aux rayons γ , tout comme aux rayons cosmiques chargés. La longueur de radiation dans l'air des processus électromagnétiques est de $X_{EM} \approx 36.7 \text{ g cm}^{-2}$. Pour ce qui est des hadrons, la longueur caractéristique d'interaction nucléaire est de $\lambda_{nuc.} \approx 75 \text{ g cm}^{-2}$. L'épaisseur totale de l'atmosphère correspond respectivement à 27 longueurs de radiation et 12 longueurs d'interaction nucléaire. L'observation de ces particules au niveau du sol est de ce fait impossible. Leur observation est donc réalisée au travers de la gerbe de particules secondaires initiée dans l'atmosphère. Plusieurs exemples de simulations de gerbes de particules initiées par des rayons γ et des hadrons sont présentées sur la figure 2.1.

2.1.1.1 Gerbes électromagnétiques

Dans les premières phases de développement de la gerbe, l'énergie des particules secondaires est telle que les pertes par ionisation sont négligeables. Seuls deux processus entrent en oeuvre dans la génération de la gerbe. Le rayon γ primaire produit une paire électron-positon lors de son entrée dans l'atmosphère. Les deux leptons créés vont interagir avec le champ Coulombien des molécules de l'atmosphère et émettre un photon γ par Bremsstrahlung. Les leptons vont continuer à perdre leur énergie par Bremsstrahlung au cours de leur propagation et les photons γ produits vont créer d'autres paires de leptons. La création de particules se poursuit jusqu'à ce que la fraction d'énergie emportée par les leptons soit du même ordre que l'énergie caractéristique E_c pour laquelle les pertes par ionisation deviennent dominantes. La gerbe est alors progressivement absorbée par l'atmosphère. Le maximum de développement de la gerbe intervient pour une épaisseur $X_{max} = X_{EM} \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right)$. Une formule empirique donnant le nombre d'électrons de la gerbe pour une profondeur donnée montre que le nombre d'électrons à la profondeur de développement maximal de la gerbe est proportionnel à l'énergie de la particule primaire.

2.1.1.2 Gerbes hadroniques

La production de gerbes atmosphériques par les hadrons est beaucoup plus complexe. L'interaction inélastique de protons ou noyaux avec ceux de l'atmosphère conduit à la création de gerbes hadroniques à l'intérieur desquelles les produits peuvent être de natures très variées (π^\pm , π^0 , κ , η , nucléons ou fragments de noyaux ...) et de durées de vie variables. Certaines particules produites dans une première interaction vont se propager plus profondément dans l'atmosphère avant d'interagir et former une sous-gerbe hadronique. La création de pions neutres va aussi aboutir à la création de photons γ qui vont initier des sous-gerbes électromagnétiques. La création de pions et kaons chargés, de durée de vie courte, aboutit à la production de muons. Leur durée de vie est suffisamment longue et leur interaction avec la matière environnante suffisamment faible pour qu'une partie d'entre eux atteigne le sol, même quand le reste de la gerbe de particules est absorbé par l'atmosphère.

2.1.1.3 Comparaison de gerbes de nature différente

Le taux de rayons cosmiques chargés interagissant avec l'atmosphère domine complètement celui des photons γ . La détection de ces événements nécessite de pouvoir distinguer efficacement entre les gerbes initiées par des hadrons et celles initiées par les rayons γ . Les processus différents

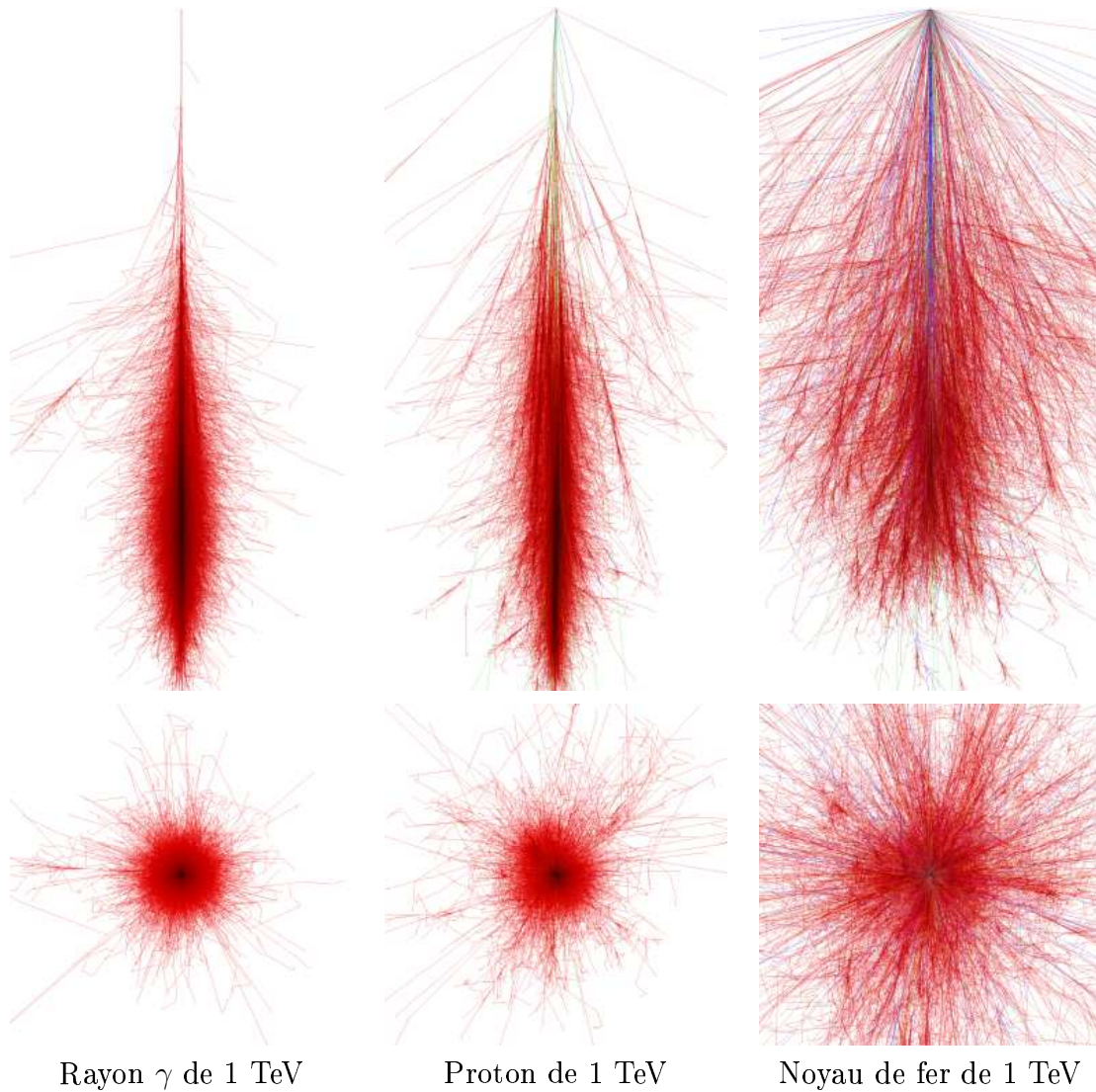


FIG. 2.1 – Simulations de gerbes atmosphériques réalisées avec le logiciel de simulation CORSIKA (vues de profil et vues dans l’axe des gerbes). Le cadre de ces images correspond à une gamme d’altitude comprise entre 0 km et 30 km, et une largeur de 5 km. La hauteur de première interaction des particules est fixée à 30 km. Ces images sont tirées de [32].

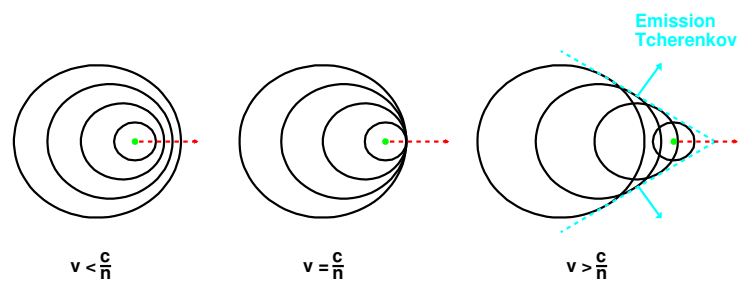


FIG. 2.2 – Représentation schématique du déplacement d’une particule chargée de vitesse v dans un milieu d’indice n , c étant la célérité de la lumière dans le vide. Les cercles noirs schématisent les fronts d’onde électromagnétique générés par la particule à intervalle de temps régulier.

à l'origine des gerbes conduisent à des différences notables de leurs propriétés. Les gerbes issues de photons sont très collimatées dans la direction d'origine du photon. Les faibles impulsions transverses des particules générées induisent une largeur de la gerbe plus réduite que celle de hadrons dont les produits peuvent emporter une énergie transverse importante. De plus la symétrie de révolution de la gerbe est respectée pour les gerbes électromagnétiques du fait, toujours, de la faible impulsion transverse communiquée aux particules secondaires. Les gerbes de hadrons sont moins symétriques avec la présence de sous-gerbes. Les gerbes de hadrons produisent aussi des muons en grande quantité qui survivent à la gerbe et se propagent jusqu'au sol. Enfin, la hauteur de première interaction des hadrons présente des fluctuations beaucoup plus importantes que celle des photons.

2.1.2 Le rayonnement Tcherenkov

Les particules créées dans ces gerbes sont en majorité ultra-relativistes. La vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans l'atmosphère étant plus faible que dans le vide, ces particules sont à l'origine de l'émission Tcherenkov [1][33]. Lorsqu'une particule chargée se déplace plus rapidement que la lumière dans un milieu, elle provoque la formation d'une onde de choc électromagnétique. Le principe est similaire à la formation de l'onde choc par un avion supersonique ("bang"), ou au sillage d'un bateau se déplaçant plus rapidement que les vagues qu'il provoque.

L'onde de choc électromagnétique correspond à un front de lumière, se propageant sous la forme d'un cône formant un angle θ avec la trajectoire de la particule. Le principe est illustré sur la figure 2.2. L'angle du cône est défini par la vitesse v de la particule et l'indice de réfraction n du milieu

$$\cos \theta = \frac{c}{nv}$$

Lorsque les particules sont relativistes, la vitesse de la particule est proche de c et l'angle se simplifie comme $\cos \theta \approx \frac{1}{n}$. A l'altitude de développement des gerbes atmosphériques, soit ~ 10 km, cet angle vaut 0.6 degré. Le front de lumière d'ensemble de la gerbe illumine une région de l'ordre de 100 m de rayon au sol. La durée du flash de lumière Tcherenkov est conditionné par la dispersion des particules au sein de la gerbe et dure environ 3 ns au sol.

2.1.3 Principe de l'imagerie Tcherenkov

Dans la gamme en énergie du TeV, à des altitudes de 1000 m à 2000 m, les particules générées dans la gerbe électromagnétique n'atteignent pas le sol, à l'exception des muons. Peu de muons étant générés dans ces cascades, ceux-ci ne sont pas utiles pour la détection des photons γ mais servent au rejet des hadrons. La lumière Tcherenkov, émise par les particules à l'intérieur de la gerbe, se propage quant à elle jusqu'au sol.

Différentes techniques sont utilisées pour observer et analyser ces flashes de lumière Tcherenkov. La première technique est dite d'échantillonnage. L'objectif de cette méthode est de couvrir le maximum de surface illuminée par le flash d'ensemble de la gerbe et d'échantillonner en temps le front d'onde Tcherenkov. Cette technique a été utilisée dans plusieurs expériences comme CELESTE dont la prise de données s'est déroulée jusqu'en juin 2005 [36]. L'avantage de cette technique est d'avoir un seuil en énergie bas à quelques dizaines de GeV. Toutefois, la discrimination entre photons et hadrons est difficile.

La seconde technique, la plus performante à l'heure actuelle, est l'imagerie. Elle consiste à obtenir une image de la gerbe en lumière Tcherenkov dans le plan focal d'un grand miroir (figure 2.3). Une caméra équipée de pixels fins et d'une électronique rapide permet de détecter

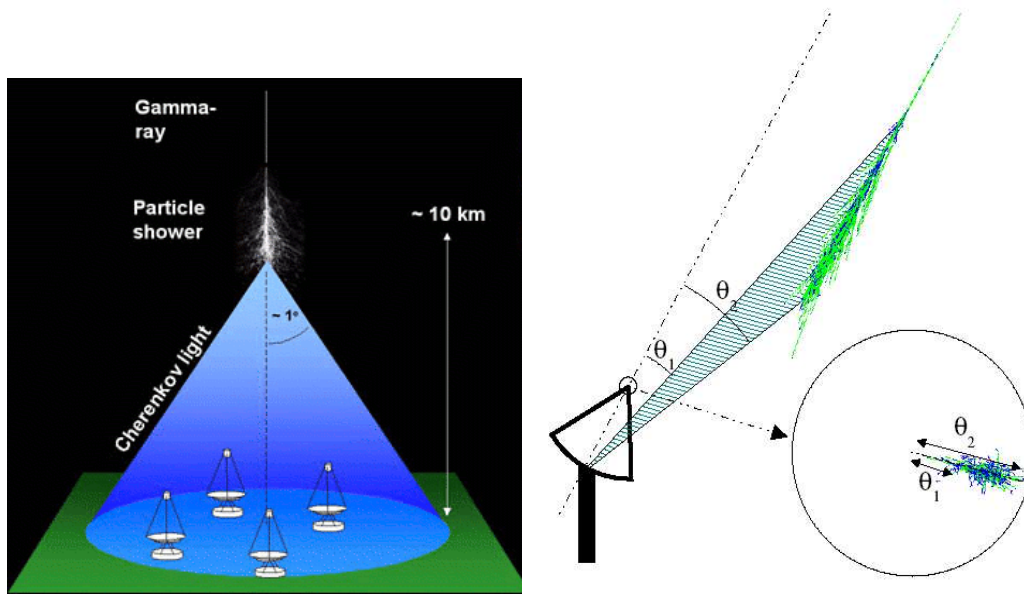


FIG. 2.3 – *Gauche* : Schéma d'un réseau de télescopes détectant le flash de lumière Tcherenkov émis par une gerbe. Cette image est tirée de [34] *Droite* : Principe de l'imagerie Tcherenkov. L'image de la cascade en rayonnement Tcherenkov se forme au plan focal du réflecteur. Le centre de la caméra correspond à l'axe optique du télescope et la périphérie de la caméra constitue la limite du champ de vue. Une gerbe générée par un rayon γ dirigé selon l'axe optique forme une image se développant de l'intérieur vers l'extérieur de la caméra et dont l'axe de symétrie passe par le centre. Cette image est tirée de [35]

les flashes brefs et intenses de lumière Tcherenkov parmi le bruit de fond de ciel. La surface couverte par les télescopes est plus faible que pour les échantillonneurs et induit donc un seuil en énergie plus important, de l'ordre de 100 GeV pour des observations au zénith. L'observation de mêmes gerbes par plusieurs télescopes en réseau permet d'avoir une surface de collection de l'ordre de 10^4 m^2 .

La figure 2.4 montre des exemples d'images obtenues au plan focal de la caméra pour plusieurs types de particules primaires. Chaque point de cette figure est un pixel. Les propriétés de symétrie différentes des gerbes hadroniques et électromagnétiques sont conservées dans leurs images Tcherenkov. L'analyse des propriétés géométriques des images obtenues permet de différencier les deux types de gerbes. Les méthodes utilisées pour séparer les hadrons des rayons γ sont présentées dans le prochain chapitre.

2.2 L'expérience HESS

2.2.1 Historique de l'expérience

L'expérience HESS (High Energy Stereoscopic System) est un réseau d'imageurs Tcherenkov. Elle fait partie de la troisième génération de détecteurs Tcherenkov au sol et combine les avancées technologiques développées au cours de la génération précédente. Comme évoqué précédemment, le nombre de particules créées dans une gerbe est au premier ordre proportionnel à l'énergie de la particule primaire. La quantité de lumière Tcherenkov est de ce fait, elle aussi, proportionnelle à l'énergie de la particule primaire en première approximation. Réduire le seuil

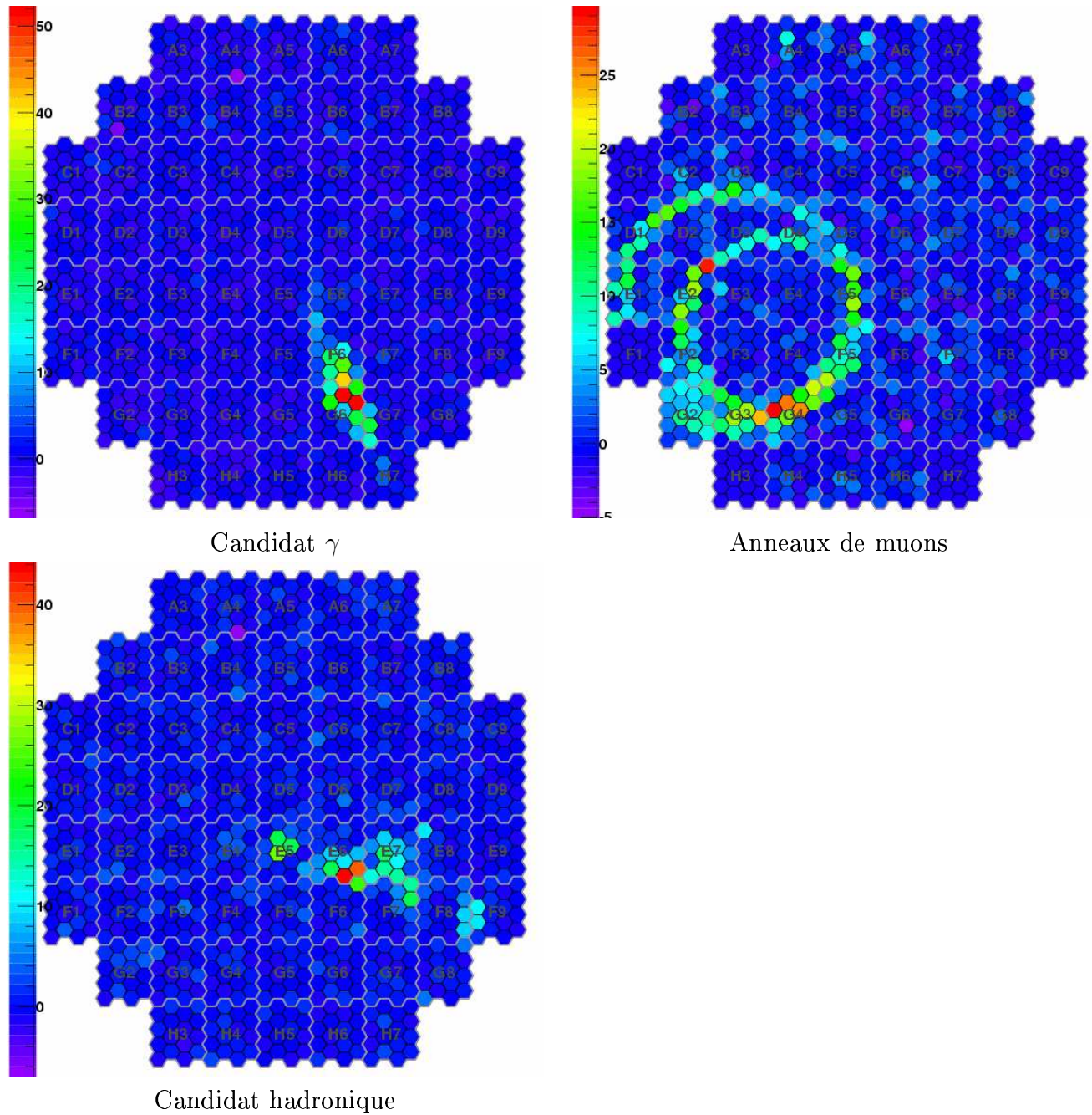


FIG. 2.4 – Exemples d'images de gerbes atmosphériques observées par HESS. *Haut gauche* : Image d'une gerbe de forme ellipsoïdale, probablement issue d'un rayon γ . *Haut droite* : Image d'anneaux de muons. *Bas* : Image caractéristique d'une gerbe hadronique.

en énergie d'une expérience d'astronomie γ revient donc à augmenter sa sensibilité aux gerbes de plus faible luminosité Tcherenkov, se distinguant plus faiblement parmi le bruit de fond de ciel. L'expérience HESS utilise dans ce sens une surface de collection importante, avec des réflecteurs de grande taille comme celui de l'expérience Whipple [37], installée aux États-Unis. De plus la caméra de HESS dispose d'un grand champ de vue de 5 degrés. La fine pixellisation des caméras qui composent les télescopes réduit le champ de vue de chaque pixel et limite le bruit de fond de ciel récolté. L'électronique rapide embarquée dans la caméra permet de réduire le temps d'intégration du signal (temps de pose) et de réduire l'impact du bruit de fond de ciel sur le signal Tcherenkov. Cette technologie avait été développée par l'expérience CAT [38], installée dans les Pyrénées Orientales. La troisième avancée technologique intégrée par HESS est la stéréoscopie. L'observation simultanée d'une même gerbe par deux imageurs voire plus, comme l'avait expérimenté l'expérience HEGRA [39], accroît les capacités de rejet du bruit de fond hadronique et augmente la précision angulaire et énergétique de l'instrument.

Le démarrage de l'expérience s'est produit à la fin des années 1990 avec la phase de développement et de recherche. Le premier des 4 télescopes a démarré la prise de données en juin 2002. Les trois télescopes suivants ont été progressivement mis en place jusqu'au démarrage de l'expérience en mode complet (4 télescopes opérationnels) en décembre 2003. L'expérience fonctionne continûment depuis cette date.

2.2.2 Situation géographique

L'expérience HESS est située sur le plateau de Khomas, en Namibie, à 1800 m d'altitude ($23^{\circ}16'18''$ S, $16^{\circ}30'00''$ E). Le site est distant d'environ 100 km de la capitale Windhoek. Plusieurs arguments ont conduit au choix de ce site. L'altitude du plateau permet de se rapprocher de l'altitude de développement des gerbes et réduit l'absorption de la lumière Tcherenkov lors de sa propagation au sol. Les conditions d'observations y sont aussi particulièrement intéressantes. Le climat est semi-désertique, indemne de pluie et de nuages durant une majeure partie de l'année. Le climat sec donne une atmosphère très pure, favorable à l'observation de lumières très peu intenses. Par ailleurs, la Namibie est un pays très peu peuplé, assurant un niveau de pollution lumineuse faible. Le dernier argument réside dans la localisation du plateau proche du tropique du Capricorne. A cette latitude, les conditions d'observation du centre de la Voie Lactée, passant proche du zénith en hiver, et de la partie proche du plan de la Galaxie sont optimales.

2.2.3 Implantation sur le site

Le réseau d'imageurs Tcherenkov HESS est constitué de quatre télescopes [40]. Il constitue un carré de 120 m de côté, orienté selon les axes cardinaux. Cette distance est le fruit d'un compromis entre les capacités de détection de gerbes à basse énergie en mode stéréoscopique, pour lesquelles un faible espacement est préféré, et les performances du système à plus haute énergie. L'observation des gerbes de haute énergie à partir de points plus distants permet d'améliorer la résolution angulaire du détecteur.

Les télescopes sont reliés à un bâtiment de contrôle par l'intermédiaire d'un réseau de fibres optiques. Ce bâtiment abrite le système de déclenchement central nécessaire à l'observation en mode stéréoscopique (ce système sera détaillé plus tard). Il abrite également la ferme de PC réceptionnant les événements en provenance des télescopes et assurant leur stockage. C'est à partir de ce bâtiment que l'acquisition des données est contrôlée par l'équipe de quart.



© C. Delhaye (CNRS phototèque)

FIG. 2.5 – Photographies des télescopes de l'expérience HESS.

2.3 Description de l'instrument

2.3.1 Les télescopes

2.3.1.1 La monture

Les télescopes de HESS ont une monture alt-azimutale en acier (figure 2.6 *gauche*). La structure évolue autour d'un pivot central, le long d'un rail de 13.6 m de diamètre, sur 385 degrés. Deux tours supportent l'axe du système d'élévation, lui permettant d'évoluer entre -35 degrés par rapport à l'horizontale (position de stationnement à l'intérieur des abris) et 175 degrés. Un système de roue à friction contrôle le mouvement du télescope selon les deux axes à des vitesses de l'ordre de $100 \text{ degrés min}^{-1}$, pour une précision de l'ordre de $10''$. Une structure en "toile d'araignée" supporte le réflecteur de 13 m de diamètre. La caméra est maintenue à la distance focale de 15 m par quatre bras. Plusieurs instruments, comme un radiomètre et une caméra CCD sont installés au centre du réflecteur.

2.3.1.2 Le réflecteur

Les réflecteurs sont des structures hexagonales de 13 m de diamètre et sont constitués chacun de 382 miroirs sphériques de 60 cm de diamètre [41]. La superficie totale couverte par le réflecteur est de 108 m^2 . L'ombre de la caméra, de son capot et des bras soutenant la caméra réduit en moyenne de 11 % la surface couverte par le réflecteur.

Les miroirs sont disposés selon un montage de type Davies-Cotton (figure 2.6). Ils sont disposés sur une structure sphérique de distance focale 15 m. Les axes optiques des miroirs individuels convergent quant à eux vers une distance double de la distance focale de la structure. Ce montage a été choisi car il permet de réduire l'aberration de coma (déformation de la tache lumineuse pour une source loin de l'axe optique ; figure 2.7 *droite*). Il induit toutefois un asynchronisme d'arrivée des photons au plan focal. Le flash Tcherenkov de la gerbe, d'une durée intrinsèque de 2 ns à 3 ns, a une durée de $\sim 8 \text{ ns}$ au plan focal du fait de cet asynchronisme.

Les miroirs sont en verre aluminisé et recouverts d'une pellicule de quartz. Une réflexivité de 70 % a été mesurée lors de leur installation. Le dépôt de poussière et le vieillissement réduit progressivement cette réflexivité. La collaboration travaille actuellement à une solution pour

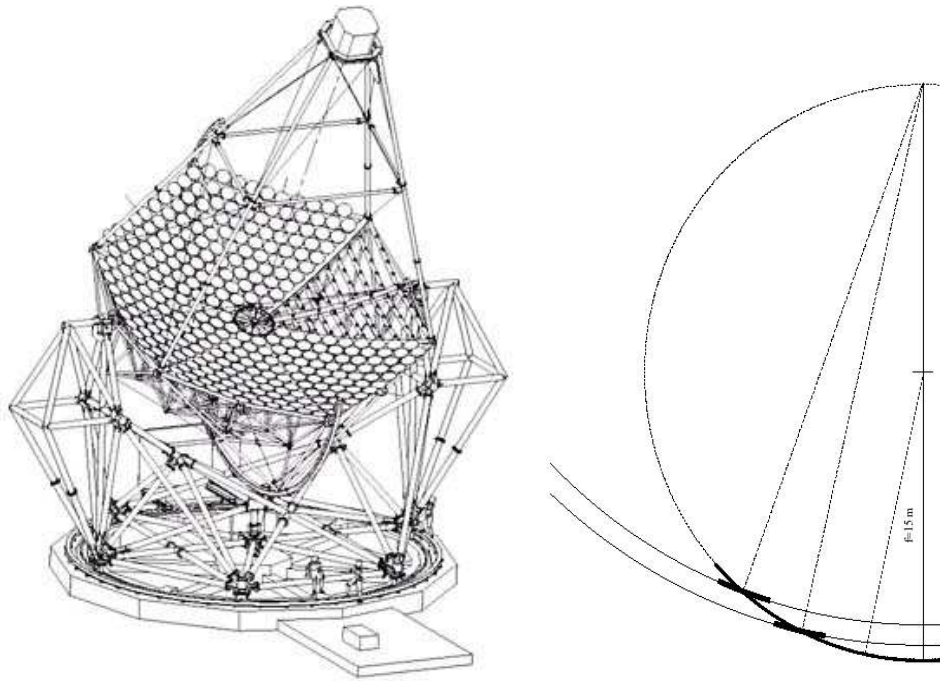


FIG. 2.6 – *Gauche* : Schéma d'un des télescopes de HESS. *Droite* : Schéma du montage Davies-Cotton utilisé pour les réflecteurs de HESS. La focale du réflecteur est 15 m. Ces figures sont tirées de [47].

retrouver la réflectivité d'origine (nettoyage et dépôt d'une nouvelle pellicule réfléchive ou échange des miroirs). Leur dispersion intrinsèque est de l'ordre de 0.45 mrad.

2.3.1.3 Le système d'alignement des miroirs et de contrôle du pointé

Chaque miroir est fixé à la structure métallique sur un support motorisé permettant d'ajuster l'alignement des miroirs (figure 2.7 *droite*). En pointant le télescope sur une étoile brillante, l'image de celle-ci est formée sur le capot fermé de la caméra [42]. La caméra CCD, placée au centre du réflecteur, détecte la position des images de l'étoile créées par les miroirs. Leur orientation est alors modifiée pour aligner l'ensemble des 382 images en une seule.

La figure 2.8 représente la fonction d'étalement d'une source ponctuelle (PSF pour Point Spread Function) en fonction de l'angle à l'axe optique et de l'élévation. L'aberration de coma est responsable de l'étalement de l'image lorsque l'étoile s'éloigne de l'axe optique. La déformation de la structure du télescope est responsable de cet étalement lorsque l'angle par rapport au zénith augmente.

La déformation de la structure du télescope est aussi contrôlée par l'intermédiaire de la caméra CCD [43]. Une série d'acquisitions dite de pointé est réalisée en début et en fin de période d'observations. Ces acquisitions consistent à pointer les télescopes vers des étoiles brillantes pour des angles azimutaux et zénithaux variés. L'image de l'étoile est enregistrée par la caméra CCD. La position absolue est obtenue par l'image de quatre diodes disposées sur le capot de la caméra. L'enregistrement de la position de ces étoiles sur le capot permet de constituer un modèle de déformation qui est ensuite appliqué aux données pour les corriger. L'application de ces corrections permet d'obtenir une erreur de pointé de l'ordre de 5". L'utilisation d'une seconde caméra CCD pointant directement dans l'axe optique permet de comparer la position des étoiles à celle attendue après correction des déformations. Cette comparaison peut être

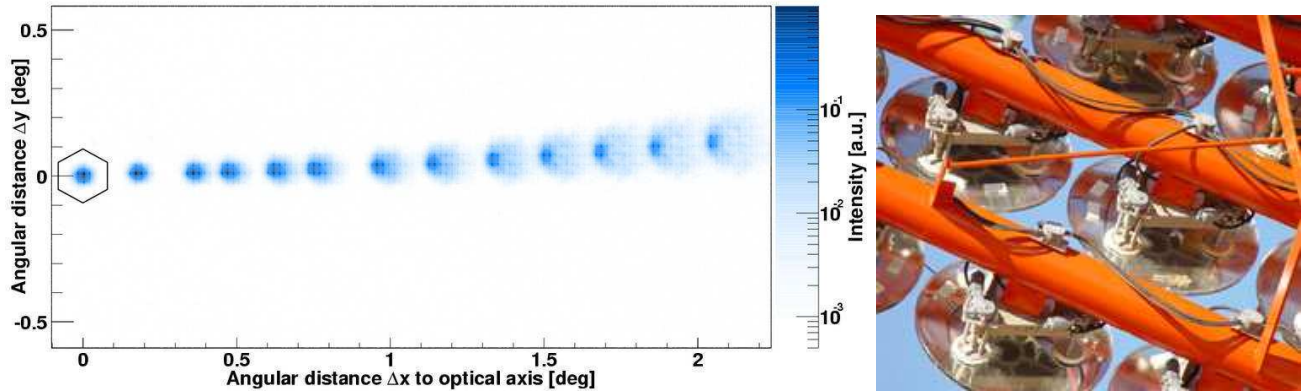


FIG. 2.7 – *Gauche* : Image d'une étoile en fonction de l'écart angulaire à l'axe optique. *Droite* : Photographie des miroirs et de leur système d'alignement.

utilisée pour réaliser une correction plus fine et obtenir une erreur de pointé de l'ordre de $1''$.

2.3.2 Une caméra finement pixellisée

2.3.2.1 Architecture générale

La caméra qui équipe les quatre télescopes est le point fort de l'expérience, combinant une fine pixellisation et une électronique rapide. Elle a pour dimension 1.6 m de largeur et hauteur et 1.5 m de profondeur, pour une masse total de 900 kg. Cette taille lui permet de couvrir un champ de vue de 5 degrés. Elle comprend 960 pixels composés d'un photo-multiplicateur (PM) et d'un cône de Winston apposé en avant du PM. Ce cône permet d'une part de récupérer les photons dans l'espace séparant les PMs mais aussi de limiter le champ de vue du PM afin de réduire la pollution par les photons d'albédo du sol. Chaque pixel a de ce fait un champ de vue limité à 30 degrés. La surface du PM au plan focal du réflecteur correspond à un champ de vue de 0.16 degré. Les PMs sont rassemblés par 16 dans 60 tiroirs amovibles où est regroupée l'électronique rapide associée. La plaque de cônes de Winston et les tiroirs constituent la partie avant de la caméra (figure 2.9 *gauche*). En dehors de la prise de données, les PMs sont protégés par un capot. La partie arrière de la caméra contient une baie électronique où se situe l'unité centrale de la caméra et l'électronique de déclenchement local, en communication avec l'unité centrale de déclenchement nécessaire à la stéréoscopie.

2.3.2.2 Les photo-multiplicateurs (PM)

Chaque caméra est composée de 960 PMs de type Photonis XP2960 [44]. Leur diamètre est de 27.3 mm pour un diamètre de photo-cathode de 23 mm. La surface sensible est de 21 mm de diamètre avec une dispersion de l'ordre de 10-20 %. La figure 2.11 *gauche* représente l'efficacité quantique des PMs en fonction de la longueur d'onde. L'efficacité quantique du PM s'étend de 250 nm à 650 nm avec un maximum à 27 % à 380 nm. Un gain nominal de 2×10^5 est appliqué afin de mettre en évidence le photo-électron unique. La figure 2.11 *droite* représente le signal moyen obtenu pour un photon-électron en sortie de PM. La courbe rouge pointillée est la paramétrisation qui est utilisée dans les simulations. Une fraction des photo-électrons, environ 15 %, n'atteignent pas la première dynode et sont collectées par les étages suivants, entraînant une amplification moindre.

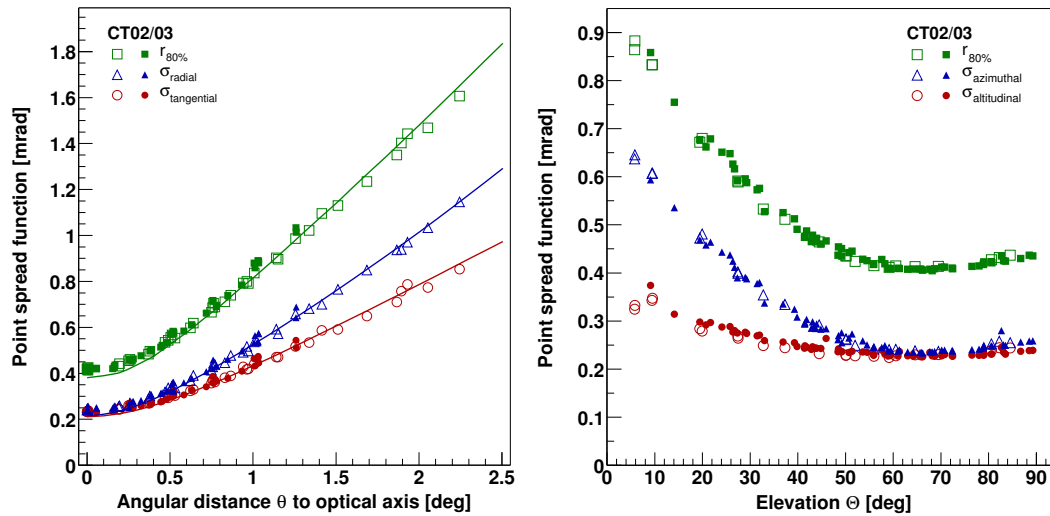


FIG. 2.8 – *Gauche* : Evolution de la fonction d'étalement d'une source ponctuelle avec l'angle à l'axe optique. La variable $r_{80\%}$ est le rayon incluant 80 % de l'image. σ_{radial} et $\sigma_{tangential}$ sont les σ de l'image par rapport à l'axe optique. *Droite* : Evolution de la fonction d'étalement d'une source ponctuelle avec l'élévation. $\sigma_{azimuthal}$ et $\sigma_{altitudinal}$ sont les σ de l'image par rapport au pointé du télescope.

2.3.2.3 Organisation générale de l'électronique

L'électronique des caméras de HESS est scindée en deux parties (figure 2.12). La première se situe dans la partie avant de la caméra, au sein des tiroirs. La seconde est constituée de la baie électronique située à l'arrière de la caméra. L'électronique de lecture associée aux PMs et celle gérant le déclenchement local du tiroir sont regroupées au sein de trois cartes dans chaque tiroir (le système de déclenchement de HESS sera présenté en détail plus tard). Deux cartes analogiques sont associées aux 16 PMs et comportent l'électronique de traitement du signal et du système de déclenchement local. Une carte dite de slow-control est responsable du contrôle du tiroir.

La baie électronique abrite le module de gestion de la caméra incluant le CPU (Central Process Unit). Celui-ci reçoit et transmet les données des différents tiroirs et assure le contrôle de l'ensemble des tiroirs et de la caméra dans son intégralité (températures, hautes tensions, courants, configuration des tiroirs ...). La baie inclut aussi le module de déclenchement de la caméra. Celui-ci contrôle les modules de déclenchements locaux des tiroirs et transmet le cas échéant un signal de déclenchement au système central.

2.3.2.4 L'électronique dans les tiroirs

Carte analogique

Les cartes analogiques contrôlent chacune 8 PMs. Le signal provenant des PMs suit trois voies. Deux voies servent à l'échantillonnage du signal. Deux gains différents sont appliqués. La voie dite de haut-gain couvre des intensités comprises entre 1 et 150 photo-électrons et permet d'être sensible au photo-électron unique, tandis que la voie dite de bas-gain permet de couvrir une gamme dynamique importante, entre 15 et 1600 photo-électrons. Après amplification, le signal est échantillonné. La puce ARS0, conçue pour l'expérience ANTARES [49] et utilisée dans

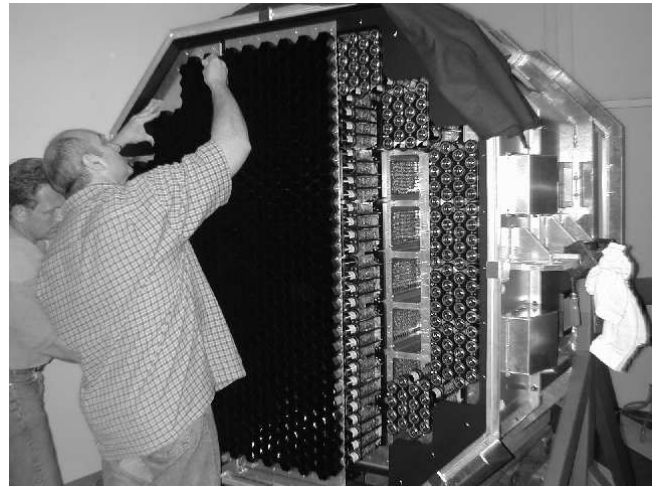
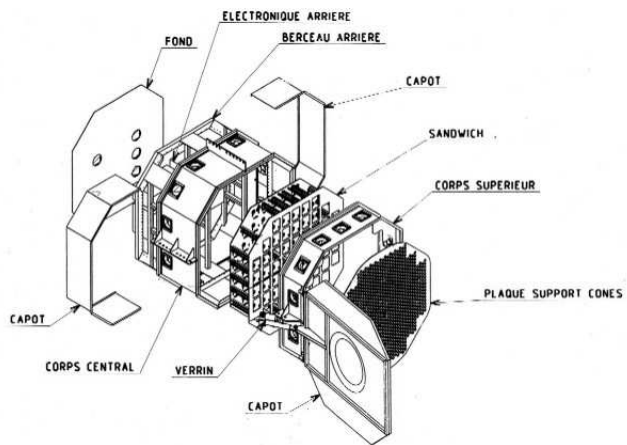


FIG. 2.9 – *Gauche* : Vue éclatée d'une des caméras de HESS. *Droite* : Photographie d'une des caméras de HESS où on distingue l'emplacement de plusieurs tiroirs manquants et une partie des cônes de Winston disposés devant les faces des PM.



FIG. 2.10 – *Gauche* : Photographie d'un cône de Winston. *Droite* : Photographie d'un tiroir contenant 16 PMs et l'électronique associée.

les caméras de HESS, permet d'échantillonner le signal de cinq voies différentielles à la fréquence de 1 GHz. Seules quatre voies sont utilisées par HESS et donc quatre puces sont utilisées par carte analogique. Le signal est échantillonné sur une mémoire circulaire de 128 cellules. Le signal est enregistré continûment, écrasant celui échantillonné 128 ns auparavant. Lorsqu'un signal de déclenchement intervient, le circuit échantillonne le signal sur $128 \cdot Nd$ cellules ($128 \cdot Nd$ ns à 1 GHz) et lit le signal dans une fenêtre de Nf cellules. Le délai Nd correspond au temps nécessaire à la caméra pour construire un signal de déclenchement (environ 64 ns). Du fait de la bande passante réduite de l'ARS, 80 MHz, le signal Tcherenkov en sortie de PM, de l'ordre de 3 ns, est élargi à environ 10 ns. La fenêtre d'intégration utilisée a pour largeur $Nf = 16$ ns et inclut 80 % du signal. Les échantillons sont ensuite numérisés par un convertisseur analogique numérique (ADC) et stockés dans un FPGA (Field-Programmable Gate Array). Deux modes sont possibles pour l'envoi des échantillons. Le FPGA peut, soit renvoyer l'ensemble des 16 charges (ce mode ne sert que pour l'étalonnage de l'électronique), soit renvoyer la charge intégrée sur les 16 cellules (mode utilisé lors de l'acquisition de données).

La troisième voie suivie par le signal sur la carte analogique sert au déclenchement de la caméra. Le signal y subit la même amplification que la voie haut-gain. Le signal entre ensuite

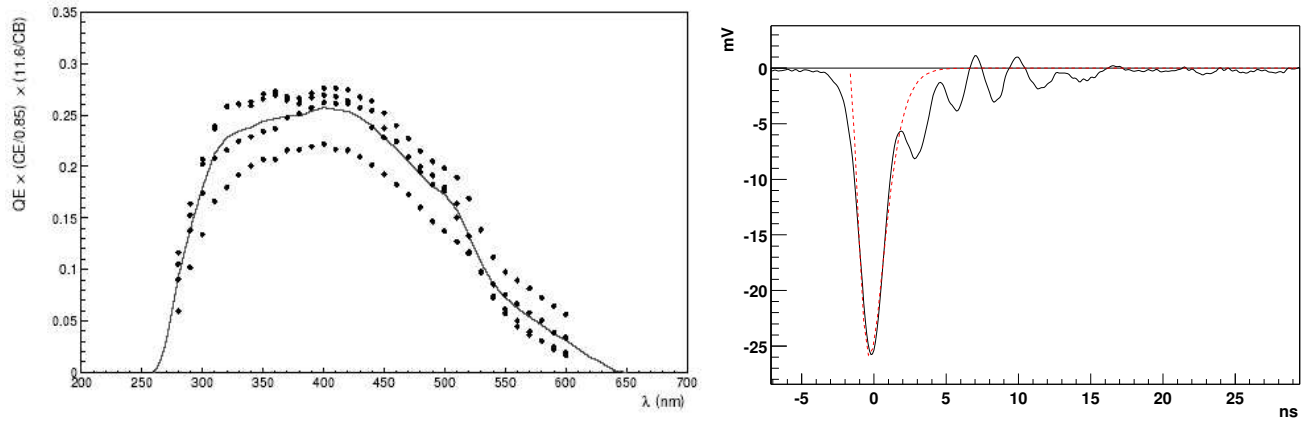


FIG. 2.11 – *Gauche* : Efficacité quantique des PMs en fonction de la longueur d'onde. Cette figure est tirée de [45]. *Droite* : Forme moyenne d'une impulsion de photo-électron en sortie de PM. La courbe rouge est la paramétrisation utilisée pour les simulations. Cette figure est tirée de [46].

dans un comparateur. Celui-ci envoie un signal de déclenchement, lorsque l'intégrale du signal dépasse un seuil programmable. Ce signal est une fonction porte dont la durée est proportionnelle au temps durant lequel le signal reste au dessus du seuil. Les signaux de déclenchement issus des 8 comparateurs d'une même carte sont envoyés dans un sommateur analogique qui les additionne et transmet le résultat au module de déclenchement de la caméra.

Carte slow contrôleur

La carte slow-control assure la communication du tiroir avec le module de gestion de la caméra. Elle assure le formatage des données et leur envoi au système d'acquisition. Elle échange aussi avec le module de gestion des informations de contrôle des PMs du tiroir (valeur des hautes tensions, valeur des courants d'anode, température à plusieurs positions dans le tiroir ou taux de déclenchement de chaque PM). La configuration des tiroirs et de leur électronique est réalisée au travers de la carte de slow-control et ces informations peuvent être relues (largeur de la fenêtre d'intégration Nf et du délai de déclenchement Nd , niveau du seuil du comparateur). Ces données sont numérisées et stockées au sein d'un FPGA. Elles sont envoyées via un bus à une carte d'interface FIFO.

2.3.3 Système de déclenchement

Les flashes de lumière Tcherenkov sont faibles et brefs. Leur observation nécessite de ce fait un système de déclenchement efficace afin de les distinguer du bruit de fond de ciel. L'objectif d'un tel système est de détecter le maximum de flashes issus de gerbes atmosphériques tout en limitant le nombre de déclenchements fortuits engendrés par le bruit de fond de ciel. Les conditions typiques de déclenchement pour ce genre d'expérience sont lorsque le signal détecté dépasse un seuil donné à l'intérieur d'une fenêtre de temps étroite, dans une région localisée de la caméra. C'est ce qui est mis en place pour HESS. Le système de HESS est constitué de deux niveaux. Le premier niveau concerne les caméras qui construisent leur propre signal de déclenchement.

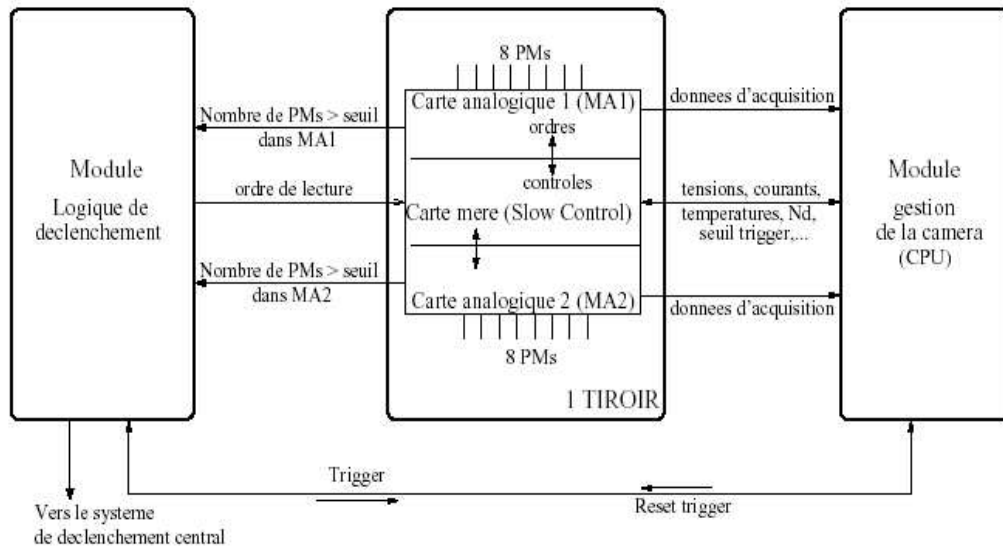


FIG. 2.12 – Schéma de l'organisation de l'électronique au sein d'une caméra de HESS. Cette figure est tirée de [47].

2.3.3.1 Le déclenchement local des caméras

Les conditions de déclenchement de la caméra ont été établies pour satisfaire plusieurs critères. La taille typique des images des gerbes dans la caméra est de l'ordre de 1 degré. La caméra est donc divisée en 38 secteurs regroupant 64 pixels chacun, afin de limiter le déclenchement par le bruit de fond de ciel mais de déclencher pour le maximum de gerbes. Ces secteurs de forme identique se recouvrent et assurent un déclenchement homogène dans la caméra. Le déclenchement de la caméra est effectif lorsque le nombre de pixels dont le signal dépasse un seuil S_1 , est supérieur à un nombre de pixel S_2 à l'intérieur d'un même secteur.

La comparaison du signal détecté par les pixels est réalisée au travers de la troisième voie de la carte analogique. Le comparateur de chaque pixel envoie un signal de déclenchement à un sommateur lorsque le signal dépasse le seuil programmable S_1 à l'intérieur d'une fenêtre de l'ordre de 1.3 ns. Un signal indiquant le nombre de pixels ayant déclenché est alors transmis au module de la caméra.

Le module de déclenchement de la caméra reçoit les signaux provenant des différents tiroirs. Un signal par secteur est élaboré dans 6 cartes dites "de déclenchement", indiquant le nombre de pixels déclenchés par secteurs. Elles somment les signaux issus des pixels et envoient un signal lorsque cette somme correspond à un nombre de pixels déclenchés d'un secteur supérieur au seuil programmable S_2 . Une carte dite "de gestion du déclenchement" centralise ces signaux et élabore celui de la caméra. Lorsque les conditions sont réunies, la carte envoie deux signaux en parallèle. Le premier est destiné aux tiroirs et demande l'arrêt d'échantillonnage aux ARS qui démarrent alors la lecture des échantillons enregistrés environ 64 ns auparavant (temps nécessaire à la construction du signal). Le second est transmis via une fibre optique au système de déclenchement central.

2.3.3.2 Le déclenchement global du réseau de télescope

L'observation de gerbes en stéréoscopie nécessite le déclenchement en coïncidence sur plusieurs caméras. La figure 2.14 illustre ce principe. Le signal de déclenchement local est transmis

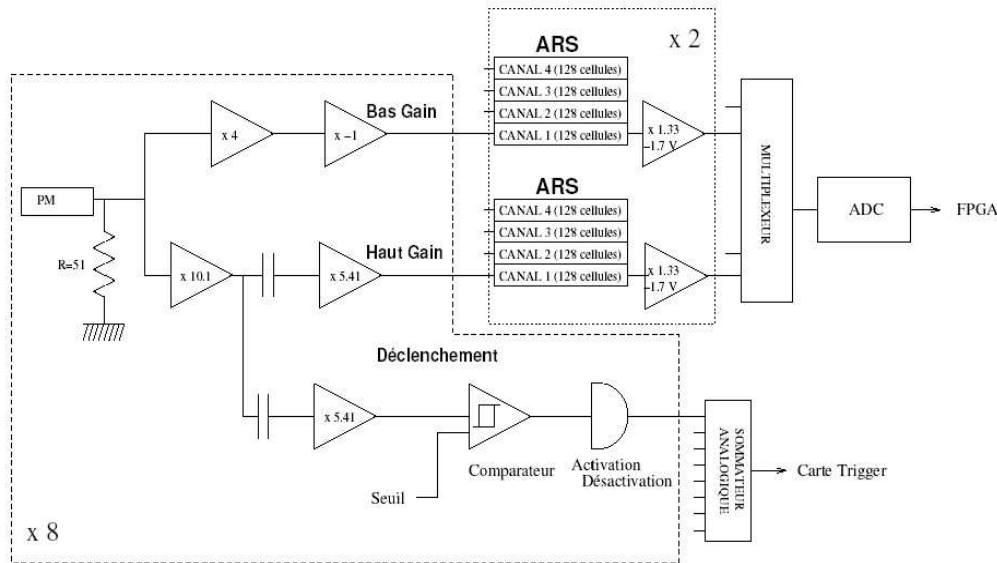


FIG. 2.13 – Schéma de l'électronique d'un tiroir. Cette figure est tirée de [48].

au système central accompagné de l'état dans lequel est la caméra, occupée à lire un autre événement ou prête à lire celui-ci. Les temps d'arrivée des signaux sont corrigés des différences de longueur de fibre optique et de pointé des télescopes. Lorsqu'une coïncidence entre signaux provenant d'un nombre minimum de télescopes S_3 a lieu dans un intervalle de temps de quelques 10 ns, un signal est renvoyé aux caméras, stoppant une interruption pré-programmée de la lecture de l'événement. L'enregistrement de l'événement se poursuit ainsi dans les télescopes ayant déclenché. Cette fenêtre temporelle tient compte de la dispersion des temps d'arrivée des photons au sol dus à la courbure et la largeur du front d'onde Tcherenkov. La lecture de l'événement nécessite $273 \mu\text{s}$ et son transfert vers les mémoires FiFo (First in First out) $144 \mu\text{s}$. Le temps mort, temps durant lequel la caméra n'est plus disponible pour l'observation, est de $446 \mu\text{s}$.

Si une seule caméra a déclenché et le système central ne renvoie pas d'ordre dans un intervalle de $5.5 \mu\text{s}$ (supérieur au temps de transit du signal de déclenchement dans les fibres optiques $4.2 \mu\text{s}$ additionné au temps de construction du signal de déclenchement 330 ns), un ordre de fast-clear est envoyé aux ARS0 pour interrompre la lecture et redémarrer l'échantillonnage.

2.3.3.3 Configuration du système de déclenchement

Les choix des différents seuils du système de déclenchement sont dictés, d'une part par des motivations de physique, d'autre part par des contraintes expérimentales. Pour l'étude de sources astrophysiques, un seuil en énergie bas et donc un seuil en intensité S_1 faible est souhaité. Toutefois, le taux de déclenchement global du réseau de détecteur doit être stable et gérable par le système d'acquisition, et l'impact du bruit de fond de ciel doit être limité. La figure 2.15 *gauche* représente le taux de déclenchement en fonction du seuil en intensité pour les pixels pour différentes configurations de multiplicité. Deux régimes sont identifiables sur cette figure. La partie de droite suit dans l'ensemble des cas une loi de puissance décroissante en dessous de ~ 4 photo-électrons. A plus bas seuil en intensité, les taux de déclenchement augmentent très rapidement lorsque le seuil est réduit. Le taux de déclenchement est dominé dans cette partie par le bruit de fond de ciel alors qu'à plus haut seuil, ce sont les gerbes de hadrons

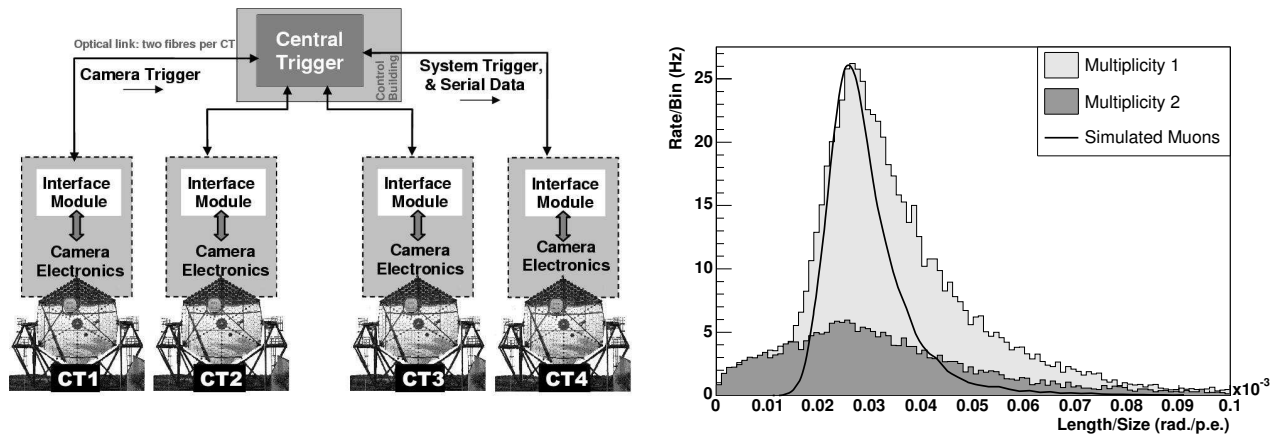


FIG. 2.14 – *Gauche* : Schéma du système de déclenchement. *Droite* : Distribution du rapport longueur sur intensité des images pour la multiplicité 1 et 2 du déclenchement. La courbe noire est une simulation de muons isolés. Ces figures sont tirées de [50].

qui dominant. Par ailleurs, la multiplicité augmentant, le taux de déclenchement est réduit à seuil fixé. Un point important concerne l'apport de la stéréoscopie. La réduction du taux de déclenchement qu'elle implique supprime une grande partie de déclenchements dus aux muons isolés à faible paramètres d'impact (distance entre l'impact au sol et le centre du télescope). Ces muons déclenchent très rarement deux télescopes et sont écartés lorsque la multiplicité des télescopes est supérieure ou égale à 2. La figure 2.14 illustre cet effet. La figure 2.15 *droite* représente la dépendance du taux de déclenchement dans le seuil en intensité des pixels pour différents nombres de pixels minimum. Un minimum de 3 pixels semble nécessaire pour conserver un seuil en intensité bas et la transition entre dominance du bruit de fond de ciel et gerbes intervient autour de 3.5 photo-électrons. Toutefois, ces taux de déclenchement ont été obtenus pour une région du ciel obscure. La transition dans une région plus brillante intervient pour un seuil de 4.7 photo-électrons pour 3 pixels par secteur. Un compromis a été obtenu pour HESS entre un seuil haut pour éviter un taux de déclenchement élevé dans les régions brillantes et une efficacité de déclenchement pour les gerbes issues de rayons γ . Le seuil a été choisi à $S_1=5.3$ photo-électrons pour un minimum de $S_2=3$ pixels par secteur et une multiplicité de $S_3=2$.

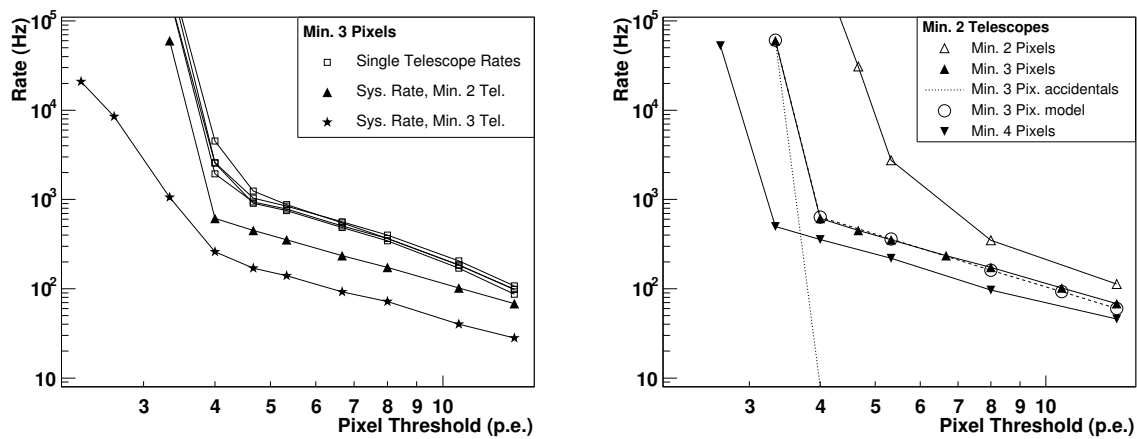


FIG. 2.15 – Mesures de taux de déclenchement du système lors de pointés des télescopes proches du zénith dans une région du ciel sombre en fonction de trois paramètres ajustables : seuil des pixels, nombre de pixels et multiplicité des télescopes. *Gauche* : Le nombre de pixels requis est fixé à 3. Les différentes courbes représentent des configurations de multiplicités pour lesquelles le seuil des pixels varie. *Droite* : La multiplicité des télescopes est fixée à 2. Les courbes représentent des nombres de pixels requis différents pour lesquels le seuil des pixels change. Ces figures sont tirées de [50].

Chapitre 3

Analyse des données de l'expérience HESS

Sommaire

3.1	Etalonnage des événements	44
3.1.1	Paramètres à étalonner	44
3.1.2	Etalonnage par les anneaux de muons	46
3.1.3	Procédure utilisée par HESS	46
3.2	Sélection des données	47
3.2.1	Problèmes rencontrés	47
3.2.2	Critères de sélection	48
3.3	Analyse des événements	49
3.3.1	Nettoyage des images	50
3.3.2	Méthode des moments réduits	50
3.3.3	Méthode semi-analytique	52
3.3.4	Méthode 3D	52
3.3.5	Combinaison de variables	53
3.4	Le bruit de fond résiduel	54
3.4.1	Méthodes de soustraction du fond résiduel	54
3.4.2	Estimation de la significativité des excès de rayons γ	58
3.5	Analyse morphologique des sources de rayons γ	59
3.5.1	Résolution angulaire du système	59
3.5.2	Analyse morphologique	59
3.5.3	Génération des cartes du ciel	60
3.6	Analyse spectrale	61
3.6.1	Résolution en énergie	61
3.6.2	Méthode de détermination du spectre en énergie	61
3.6.3	Courbes de luminosité	63

La détection indirecte des rayons γ nécessite plusieurs étapes d'étalonnage des caméras et d'analyse des événements, avant l'obtention de cartes du ciel et spectres en énergie. Ces différentes étapes sont présentées dans ce chapitre.

3.1 Etalonnage des événements

Le signal lumineux, converti en signal électrique par les photo-multiplicateurs (PMs) puis échantillonné par les ARS, est numérisé et sauvegardé lors d'un déclenchement. Ces charges électriques ne sont pas directement utilisables et nécessitent le passage au travers d'une procédure d'étalonnage [51].

3.1.1 Paramètres à étalonner

3.1.1.1 Les piédestaux

Les piédestaux constituent les lignes de base de l'électronique. Ils sont mesurés sans la présence de photons Tcherenkov. La mesure de la valeur de ces piédestaux est indispensable à toute analyse des données car c'est elle qui donnera l'intensité observée par le pixel une fois soustraite à la charge totale. Intégrés sur 16 cellules, ces piédestaux correspondent à environ 11500 coups d'ADC. La dispersion de ces piédestaux dépend du gain de l'amplification et vaut ~ 16 coups d'ADC pour la voie haut-gain et ~ 6 coups d'ADC pour la voie bas-gain. Deux mesures différentes des piédestaux sont réalisées.

La première est réalisée en l'absence de lumière. Des mesures de charge intégrée sur 16 cellules sont réalisées et montrent la position et la dispersion du piédestal électronique. Une autre mesure est réalisée avec la présence d'un bruit de fond lumineux. Ce bruit de fond est à l'origine de la variation de la ligne de base de l'électronique. Une impulsion de charge positive générée par un photo-électron est suivie d'une période durant laquelle le signal reste à une valeur inférieure à la ligne de base. Cette période dure quelques ns. Si un photon est détecté par le PM durant cet intervalle de temps, il va introduire un nouveau décalage de la ligne de base. Le piédestal effectif en présence de bruit de fond est de ce fait différent du piédestal électronique intrinsèque. La mesure du piédestal en présence de bruit de fond de ciel est effectuée régulièrement (toutes les 2 minutes). Cette fréquence est justifiée par le fait que la valeur des piédestaux dépend aussi de la température.

3.1.1.2 Le photo-électron unique

La mesure de la charge du photo-électron unique en coups d'ADC, une fois la ligne de base connue et soustraite, donne le coefficient de proportionnalité entre charge mesurée en coups d'ADC et nombre de photo-électrons détectés par le PM. Ce facteur permet d'obtenir le nombre de photo-électrons récoltés par le PM lors d'observations en fonction de la charge numérique en coups d'ADC échantillonnée par l'ARS.

Ce facteur γ_e^{ADC} dépend de la tension aux bornes du PM (elle-même dépendante de l'efficacité quantique du photo-multiplicateur et de la résistance aux bornes de laquelle est mesurée cette tension), du gain G de l'amplification du signal et du facteur de conversion V_{ADC} entre coups d'ADC et tension :

$$\gamma_e^{ADC} = \frac{V_{PM} \times G}{V_{ADC}}$$

Une amplification $G = 72.7$ est réalisée sur la voie haut-gain et $G = 5.3$ sur la voie bas-gain. Les valeurs nominales de facteurs de conversion valent respectivement $\gamma_{e-HG}^{ADC} \approx 80$ et $\gamma_{e-BG}^{ADC} \approx 5.8$ coups d'ADC par photo-électrons.

La valeur du gain effectif appliqué à la voie haut-gain est vérifiée régulièrement. Une source de lumière pulsée et faible génère l'arrivée de photo-électrons uniques dans les PMs en l'absence de pollution lumineuse. La figure 3.1 est la distribution de charge résultante. Deux pics sont visibles. Le premier correspond au piédestal, c'est à dire la charge lorsque aucun photo-électron n'est détecté. Le second, plus faible, correspond à la distribution des détections de photo-électrons uniques. La détermination de la position de ce pic, donne le facteur de conversion entre coups d'ADC et nombre de photo-électrons, une fois le piédestal soustrait (paramètre p4 sur la figure 3.1). La probabilité que plusieurs photo-électrons soit détectés n'est pas nulle mais faible. Les événements correspondant sont de ce fait noyés parmi la queue de la distribution du photo-électron unique.

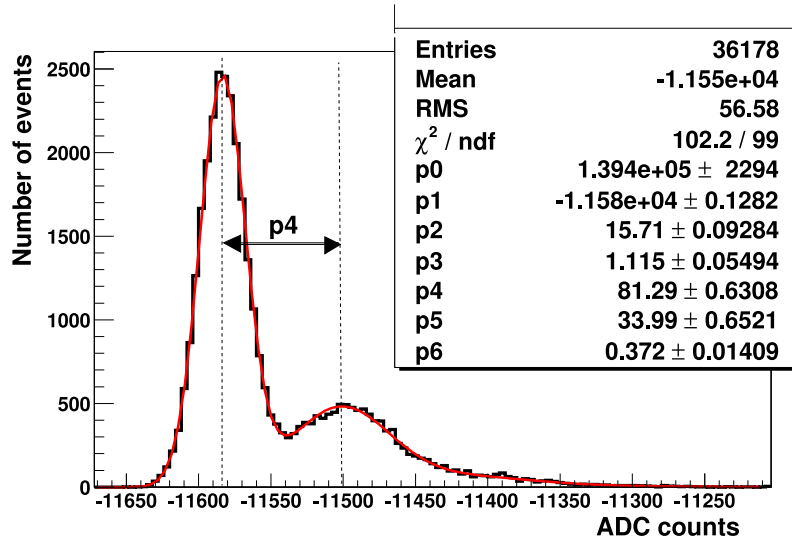


FIG. 3.1 – Distribution des charges intégrées lors d'acquisitions de photo-électrons uniques. Le paramètre p4 est la charge séparant le premier du second pic. Cette figure est tirée de [51].

Le photo-électron unique ne peut pas être mis en évidence directement dans la voie bas-gain. Celui-ci est déterminé indirectement par la mesure du rapport entre les gains des deux voies en utilisant les charges issues d'observations. Pour un piédestal P_{HG} et P_{BG} connus pour les deux voies, le rapport entre les gains est défini comme

$$\frac{C_{HG} - P_{HG}}{C_{BG} - P_{HG}}$$

C_{HG} et C_{BG} étant les charges en coups d'ADC mesurées pour des événements appartenant à la gamme dynamique de la voie bas-gain (15 - 1600 photo-électrons).

3.1.1.3 L'inhomogénéité de la caméra

Les coefficients précédents permettent de calculer le nombre de photo-électrons détectés par les pixels. Ils ne tiennent toutefois pas compte de l'inhomogénéité de l'efficacité de collection

de photons par les pixels de la caméra (due aux différences d'efficacité des cônes de Winston et des PMs). Un coefficient dit de flat-field est calculé pour réduire l'impact de ces inhomogénéités sur l'analyse des données. Ce coefficient est le rapport entre la charge moyenne intégrée par les 960 pixels de la caméra et la charge intégrée par le pixel en question. Il est obtenu en éclairant uniformément la caméra avec une source de lumière en l'absence de source de lumière inhomogène comme les flashes Tcherenkov. Le nombre de photo-électrons utilisés lors de l'analyse est le nombre de photo-électrons tel que calculé précédemment, multiplié par le coefficient de flat-field.

3.1.1.4 Les pixels non-fonctionnels

Les pixels qui ne sont pas opérationnels lors d'une acquisition doivent être détectés et écartés de l'analyse pour ne pas introduire de biais. L'origine des dysfonctionnements est multiple [51].

- La haute tension n'est pas enclenchée pour un photo-multiplicateur. Les pixels pointant vers une étoile brillante sont ainsi automatiquement éteints afin d'éviter tout dommage sur les photo-multiplicateurs.
- La haute tension est instable lors de l'acquisition ou n'est pas à sa valeur nominale.
- Le fonctionnement anormal d'ARS rend certaines voies d'échantillonnage non opérationnelles. La fenêtre de lecture peut être décalée par rapport à la position du signal. Ce décalage est dû à une perturbation du système de pointé à l'intérieur de la mémoire. Quatre voies d'échantillonnage, dépendant du même ARS, sont alors affectées simultanément. Plusieurs méthodes de détection de ces voies d'échantillonnage non opérationnelles sont utilisées selon le type d'acquisition.

3.1.2 Etalonnage par les anneaux de muons

Les muons sont un des constituants des gerbes hadroniques. Une partie d'entre eux sont ultra-relativistes et peuvent de ce fait, malgré leur temps de vie court ($\tau_\mu \approx 2 \mu s$), atteindre le sol. De même que les autres particules secondaires chargées créées dans les gerbes, ils émettent un cône de lumière Tcherenkov. Lorsque un de ces muons traverse le miroir en se propageant dans une direction proche de l'axe optique, ce cône provoque la formation d'un anneau de lumière Tcherenkov sur la plan de la caméra. Si le muon s'écarte de l'axe optique ou ne traverse pas le miroir, seul un arc de cercle est observé. La quantité de lumière Tcherenkov émise par le muon peut être calculée analytiquement et dépend de l'angle du cône Tcherenkov et donc du rayon de l'anneau. La comparaison entre l'intensité récoltée et celle prédite indique l'efficacité du système optique.

Une méthode de détection des arcs de muons et d'estimation de l'efficacité optique du détecteur, développée lors des expériences de la génération précédente, a été adaptée à HESS [52]. Elle permet de faire un suivi régulier de l'évolution du système optique. L'intensité récoltée lors des acquisitions de données est corrigée à partir de cet étalonnage afin de tenir compte de l'évolution de l'efficacité du système optique pour le calcul des surfaces de collection et la détermination des spectres en énergie.

3.1.3 Procédure utilisée par HESS

Un ensemble d'acquisitions spécifiques sont opérées pour déterminer les différents coefficients nécessaires à l'étalonnage des données. Elles sont réalisées régulièrement afin que la correction des données soit la plus efficace possible. Tous les deux jours, trois acquisitions différentes sont réalisées en marge de la prise de données.

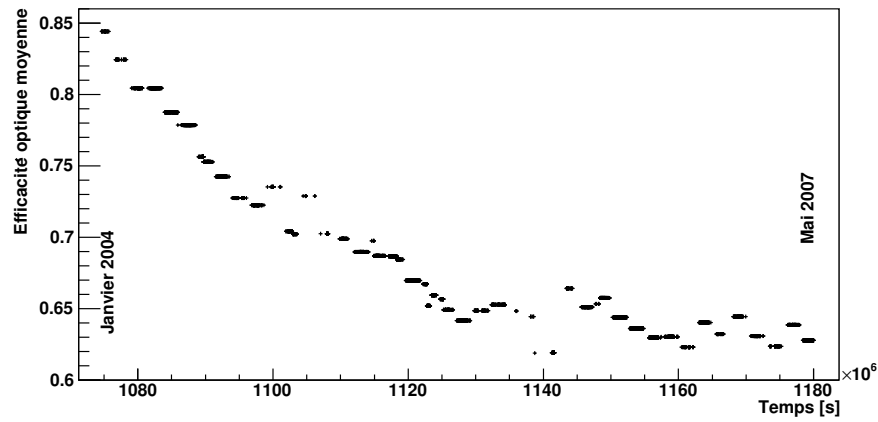


FIG. 3.2 – Evolution de l’efficacité optique moyenne du détecteur étalonnée par les anneaux de muons.

La première acquisition sert à mesurer la valeur des piédestaux. La caméra est maintenue à l’intérieur de l’abri et le capot protégeant les PMs est fermé. Les hautes tensions sont alors enclenchées et l’unité centrale déclenche les caméras qui intègrent les piédestaux.

La seconde acquisition mesure la position du photo-électron unique. La caméra reste à l’intérieur de l’abri pour la protéger du bruit de fond de ciel et le capot est ouvert. Une LED est placée à 1.47 m de la caméra et émet des impulsions lumineuses d’une durée de 2 ns à une longueur d’onde de 370 nm. Un filtre et un diffuseur holographique assurent une répartition homogène des photons sur la caméra (environ 40 % de dispersion) et réduisent leur flux pour que seuls des photons uniques atteignent les pixels. Le déclenchement de la caméra est effectué à l’aide d’une seconde LED positionnée en face d’un PM installé sous la caméra.

La dernière acquisition est dite de flat-field. La caméra est sortie de l’abri et pointe vers une zone du ciel sombre proche de l’horizon. Ce pointé permet de limiter le bruit de fond lié aux événements Tcherenkov. Le capot de la caméra est ouvert et une LED placée au centre du miroir éclaire uniformément la caméra. Elle émet des impulsions de 5 ns de durée à une longueur d’onde comprise entre 390 ns et 420 ns. L’intensité de la LED est ajustée afin que environ 30 photo-électrons soient détectés par pixel. Cette intensité est suffisante pour que la caméra déclenche d’elle même et permet d’exploiter les signaux échantillonnés à la fois sur la voie haut-gain et sur la voie bas-gain.

L’étalonnage par anneaux de muons est réalisé une fois par lunaison. Les télescopes sont pointés vers une source proche du zénith et fonctionnent en mode mono-télescope, pour lequel le déclenchement est majoritairement dû aux muons isolés.

Le rapport des gains est mesuré à partir des acquisitions d’observation, de même que les piédestaux en présence de bruit de fond de ciel.

3.2 Sélection des données

3.2.1 Problèmes rencontrés

L’instrument HESS est composé de deux parties. La gerbe de particules se développe dans l’atmosphère et crée le flash de lumière Tcherenkov qui se propage jusqu’au détecteur proprement dit. Des problèmes, intervenant dans ces deux parties, peuvent affecter la qualité des

données. La qualité de l'atmosphère va avoir une incidence particulière sur la propagation du flash Tcherenkov jusqu'au sol et sa détection. La transparence de l'air peut être affectée par la présence de nuages ou d'un taux d'humidité élevé. Par ailleurs, même en l'absence d'humidité durant la saison sèche, les vents soulèvent de la poussière pouvant réduire considérablement la quantité de lumière récoltée au sol pour une même luminosité de gerbe. Les critères utilisés pour mettre en évidence et écarter les acquisitions affectées sont présentés dans la section suivante.

Concernant la partie détecteur proprement dite, des problèmes peuvent intervenir lors de l'acquisition de données. Seules les acquisitions réalisées avec quatre télescopes opérationnels sont retenues pour les analyses. Le nombre de pixels non-fonctionnels a des conséquences sur la reconstruction des gerbes. Seules les acquisitions dont le nombre de tels pixels est inférieur à 10 % sont retenues. De plus une coupure sur le temps mort moyen d'une acquisition est imposée à 15 %. Les acquisitions de moins de 5 minutes sont elles aussi écartées de l'analyse. Elles sont pour la plupart tronquées par rapport à la durée typique de 28 minutes, suite à des problèmes lors de l'acquisition de données ou le passage d'un nuage dans le champ de vue.

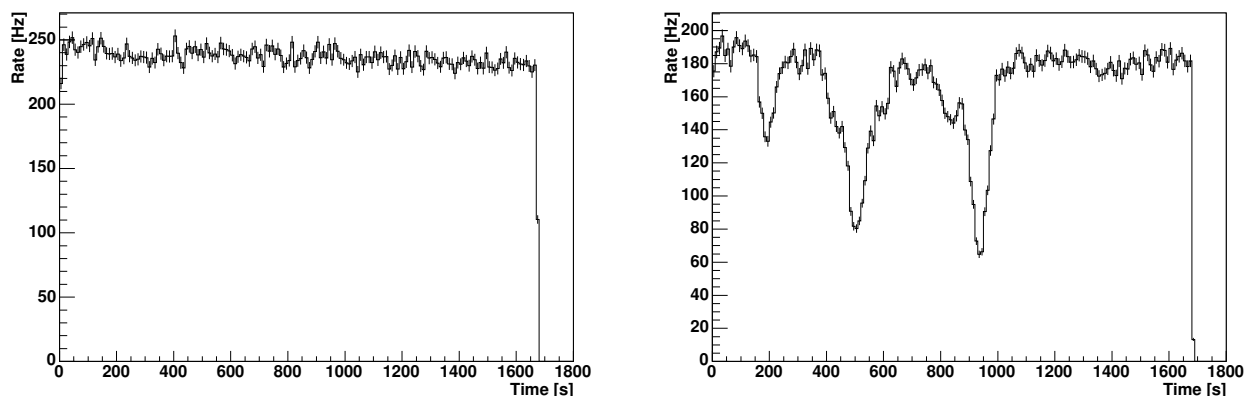


FIG. 3.3 – Evolution du taux de déclenchement pour deux acquisitions, en l'absence de nuages (*gauche*) et lors du passage de plusieurs nuages (*droite*). Ces figures sont tirées de [53].

3.2.2 Critères de sélection

Chaque télescope est équipé d'un radiomètre mesurant la luminosité de l'atmosphère dans la bande d'absorption infrarouge de l'eau. Cette luminosité est traduite en température équivalente des hautes couches de l'atmosphère et indique la présence d'humidité. Le champ de vue des radiomètres est de l'ordre de ~ 3 degrés et couvre la majeure partie du champ de vue des télescopes. La valeur moyenne de cette température est de l'ordre de -40 degrés. Cette température est supérieure lors de la présence d'humidité et augmente considérablement lors de la présence de nuages. La valeur absolue des températures dépend de l'étalonnage des radiomètres et de l'angle zénithal d'observation. Elle apporte peu d'informations pour la sélection des données. La variation de la température au cours de l'acquisition peut quant à elle être utilisée pour la sélection des données. Une dispersion importante de cette température indique le passage de nuages dans le champ de vue. Seules les acquisitions dont l'écart-type de la température est inférieur à 0.5 degré sont conservées.

Le taux de déclenchement de l'instrument est affecté par les problèmes atmosphériques. Le passage d'un nuage dans le champ de vue est visible sur son évolution (figure 3.3). La corrélation entre la température des radiomètres et le taux de déclenchement est visible sur la

figure 3.4. Une fraction des variations à long terme du taux de déclenchement est indépendante des conditions atmosphériques (dégradation du système optique). Elle est corrigée avec l'éta-lonnage par anneaux de muons. Une coupure sur le taux de déclenchement après correction de l'effet de l'angle zénithal permet de limiter l'impact des conditions atmosphériques sur l'analyse des observations. Une sélection à partir de la dispersion du taux de déclenchement (inférieur à 4 %) permet d'éliminer les conditions météorologiques instables.

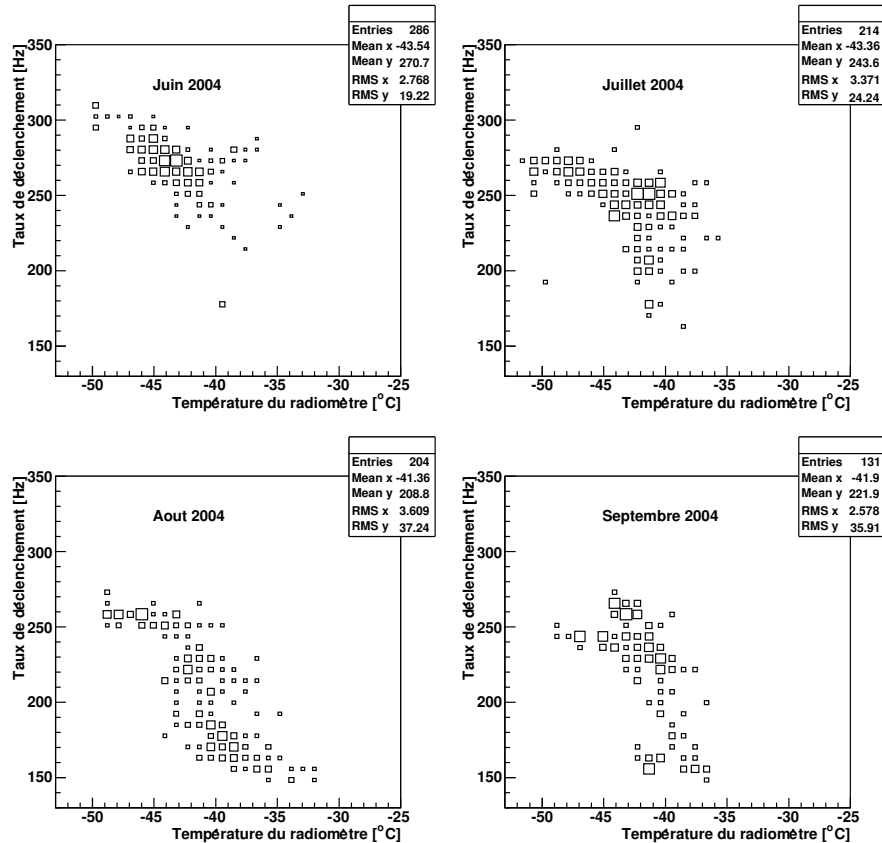


FIG. 3.4 – Corrélation entre la température moyenne mesurée par les radiomètres et le taux de déclenchement de l'expérience pour quatre mois de l'année 2004. Chaque entrée dans ces histogrammes est une acquisition.

3.3 Analyse des événements

La détection indirecte des gerbes atmosphériques au sol implique de retrouver les propriétés de la gerbe et de la particule incidente. Ne disposant pas de faisceaux tests de particules à ces énergies, le recours aux simulations est obligatoire pour comprendre précisément leur comportement au sein de l'atmosphère. La partie française de la collaboration HESS utilise le logiciel KASKADE [54] pour la simulation du développement des gerbes dans l'atmosphère. La partie concernant le détecteur est elle aussi simulée. Les photons Tcherenkov sont propagés des miroirs aux faces avant des PMs. La réponse de l'électronique est simulée, incluant les efficacités quantiques des PMs et les propriétés des différents composants de l'électronique. Les images simulées sont alors utilisées pour l'analyse des images observées.

3.3.1 Nettoyage des images

Du fait du bruit de fond de ciel et du grand nombre de pixels, la probabilité poissonnienne que la charge de quelques pixels excède plusieurs photo-électrons dans la fenêtre d'intégration n'est pas négligeable. La distribution du bruit de fond de ciel est isotrope. La répartition des pixels où un signal dû au bruit de fond est détecté lors d'un événement est aléatoire. Un nettoyage est réalisé afin d'augmenter les performances de l'analyse des images et de la mesure des paramètres de la gerbe. La probabilité que deux pixels déclenchant fortuitement soient juxtaposés est faible. Deux seuils S_1 et S_2 sont donc utilisés pour sélectionner les pixels entrant en compte dans l'analyse (excepté pour la méthode semi-analytique détaillée plus tard). Les pixels dont l'intensité est supérieure à S_1 (généralement 5 photo-électrons) sont conservés lorsqu'ils sont juxtaposés à un pixel dont l'intensité dépasse le second seuil S_2 (généralement 7 ou 10 photo-électrons).

3.3.2 Méthode des moments réduits

Une des premières méthodes d'analyse des images a été proposée par Hillas en 1985 et fut appliquée aux observations de l'expérience Whipple [55]. Elle utilise les propriétés de symétrie d'une gerbe de rayons γ , dont l'image moyenne au foyer de la caméra est proche d'une ellipse. La méthode repose sur le calcul des moments géométriques de l'image en supposant un profil longitudinal et transverse Gaussien de l'image. La figure 3.5 représente les variables qui sont extraites de l'ajustement de l'ellipse sur l'image :

- le barycentre de l'image
- l'écart-type de l'image selon le grand et petit axe de l'image l et w (*length* et *width*)
- l'intensité de l'image
- la distance nominale d séparant le barycentre de l'image du centre du champ de vue
- l'angle α entre l'axe principal de l'image et l'axe défini par le barycentre de l'image et le centre du champ de vue
- l'angle azimuthal ϕ de l'axe principal de l'image

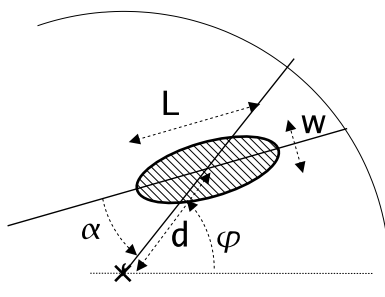


FIG. 3.5 – Définition des paramètres de Hillas d'une image de gerbe atmosphérique de rayon γ dans la plan focal.

Dans le cas d'une observation mono-télescope, la reconstruction de l'image mène à une dégénérescence sur la direction d'origine de la particule primaire, levée en partie par l'utilisation de moments d'ordres supérieurs. Dans le cas d'une observation multi-télescopes, cette dégénérescence est levée naturellement. La direction d'arrivée du rayon γ correspond à l'intersection des axes principaux des images lorsqu'ils sont reportés sur un même repère correspondant au plan focal. L'énergie de la particule primaire est obtenue par une moyenne pondérée des intensités des différentes images.

Le calcul de ces paramètres de Hillas permet par ailleurs de réaliser une distinction entre hadrons et rayons γ . La technique développée par HEGRA et reprise par HESS utilise les moments réduits renormalisés. La valeur obtenue pour les écart-types du grand et petit axe de l'image est renormalisée par la valeur moyenne obtenue par l'analyse de simulations Monte Carlo de gerbes de rayons γ à charge q et paramètre d'impact ρ identiques (*Scaled Width et Length*) :

$$SW = \frac{w(q, \rho) - \langle w(q, \rho) \rangle}{\sigma_w(q, \rho)} \quad SL = \frac{l(q, \rho) - \langle l(q, \rho) \rangle}{\sigma_l(q, \rho)}$$

$\sigma_l(q, \rho)$ et $\sigma_w(q, \rho)$ étant les écarts types obtenues par simulation. Les variables issues des différentes images obtenues en stéréoscopie sont combinées en deux variables moyennes, *Mean Scaled Width et Length*

$$MSW = \frac{\sum_{tels} SW}{\sqrt{n_{tel}}} \quad MSL = \frac{\sum_{tels} SL}{\sqrt{n_{tel}}}$$

où n_{tel} est le nombre de télescopes ayant enregistré une image de la gerbe. Ces deux variables sont peu corrélées pour les rayons γ et peuvent être combinées dans une variable unique *Mean Scaled Sum* :

$$MSS = \frac{MSW + MSL}{\sqrt{2}}$$

Les distributions de ces variables sont nettement différentes selon la nature des particules (figure 3.6 *gauche*). La distribution est centrée pour les rayons γ et très asymétrique pour les hadrons. Une coupure sur ces variables permet de rejeter une grande partie des hadrons tout en conservant une majorité des rayons γ .

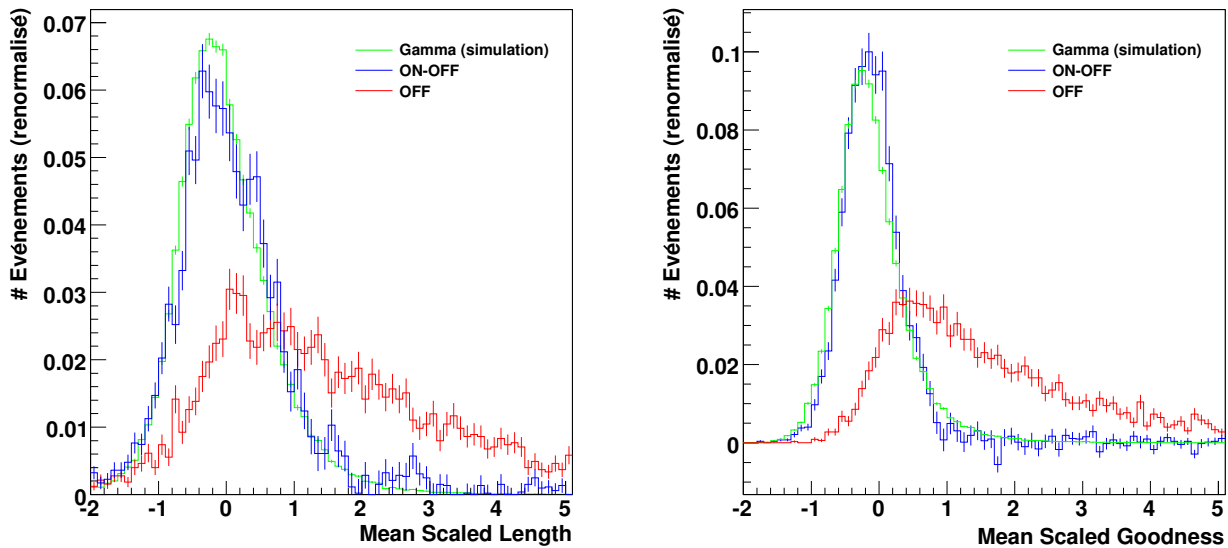


FIG. 3.6 – Distribution des variables *Mean Scaled Length* de la méthode des moments réduits et *Mean Scaled Goodness* de la méthode semi-analytique. La courbe rouge correspond au bruit de fond (région Off), en bleue aux événements de la région où un signal est attendu (région On) et en vert la distribution de rayons γ simulés. Ces figures sont tirées de [56].

3.3.3 Méthode semi-analytique

Cette méthode a été implémentée par la collaboration CAT qui ne disposait que d'un télescope. Elle repose sur la comparaison pixel par pixel de l'image de la gerbe à un gabarit obtenu par un modèle semi-analytique [57]. Un maximum de vraisemblance est obtenu sur l'ensemble des pixels disponibles. La fonction de probabilité d'obtenir un signal S dans un pixel avec une amplitude μ , une fluctuation du piédestal σ_p et une fluctuation sur la valeur du photo-électron unique σ_e , est donné par :

$$P(S|\mu, \sigma_p, \sigma_e) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^{-\mu} \mu^n}{n! \sqrt{2\pi(\sigma_p^2 + \sigma_e^2)}} \exp\left(-\frac{(S-n)^2}{2(\sigma_p^2 + \sigma_e^2)}\right)$$

Les paramètres de la particule primaire (énergie, direction de propagation, paramètre d'impact) sont obtenus par une maximisation de la fonction de vraisemblance

$$\mathcal{L} = 2 \sum_{\text{pixel}} \ln P_i(S_i|\mu, \sigma_p, \sigma_e)$$

La valeur moyenne de la fonction de vraisemblance peut être calculée analytiquement :

$$\begin{aligned} \langle \ln \mathcal{L} \rangle &= \sum_{\text{pixel } i} \int_{S_i} P_i(S_i|\mu, \sigma_p, \sigma_e) \times \ln P_i(S_i|\mu, \sigma_p, \sigma_e) dS_i \\ &= \sum_{\text{pixel } i} [1 + \ln(2\pi) + \ln(\sigma_{p_i}^2 + \mu_i \times (1 + \sigma_{e_i}^2))] \end{aligned}$$

La distinction entre hadrons et photons est effectuée au travers de la variable G pour *Goodness of fit* :

$$G = \frac{\langle \ln \mathcal{L} \rangle - \ln \mathcal{L}}{\sqrt{2 \times N_{\text{dof}}}}$$

où N_{dof} est le nombre de degrés de liberté de l'ajustement (nombre de pixels - 5 degrés de liberté). La figure 3.6 *droite* représente la distribution de cette variable pour des simulations de rayons γ , et des hadrons et rayons γ issus d'observations. De même que pour les paramètres de Hillas, la distribution de cette variable pour les rayons γ est centrée sur l'origine alors que celle des hadrons est très dissymétrique. Une coupure sur cette variable permet de s'affranchir d'une majorité de hadrons tout en conservant un maximum de rayons γ .

3.3.4 Méthode 3D

Cette méthode est une forme de généralisation tridimensionnelle de la méthode Hillas détaillée précédemment [58]. Cette méthode s'appuie sur l'hypothèse de symétrie de révolution d'une gerbe de rayon γ , modélisée comme une Gaussienne tridimensionnelle. L'observation stéréoscopique des gerbes permet d'avoir accès aux paramètres tridimensionnels de la gerbe. La procédure utilisée est identique à celle employée par le modèle semi-analytique. La maximisation de la vraisemblance d'un ajustement de simulations sur les images permet d'extraire huit paramètres : la direction de la gerbe, les coordonnées du point d'impact, la hauteur du maximum de développement de la gerbe, les écart-types longitudinaux et transverses de la gerbe et le nombre de photons Tcherenkov émis par la gerbe.

L'hypothèse de symétrie de la gerbe permet de rejeter une fraction importante des gerbes issues de hadrons. La sélection est réalisée par une coupure sur la variable dite de largeur réduite $\hat{\sigma}_l$ définie comme

$$\hat{\sigma}_l = \frac{\sigma_l \times \rho(z_{\max})}{D_s}$$

où $\rho(z_{\max})$ est la densité de l'atmosphère à la profondeur de développement maximale de la gerbe et D_s est l'épaisseur d'atmosphère correspondant à cette profondeur.

3.3.5 Combinaison de variables

Les trois méthodes profitent d'aspects différents des images pour discriminer les hadrons des rayons γ . La méthode semi-analytique est sensible à la distribution de lumière au sein de l'image et s'appuie sur les corrélations entre les différentes images. Ces caractéristiques ne sont pas prises en compte par la méthode des moments réduits qui par contre est plus sensible aux fluctuations de développement de la gerbe. La méthode 3D est sensible à ces fluctuations tout en tenant compte des corrélations entre images. La combinaison de ces variables est un moyen efficace de profiter de ces différentes performances pour rejeter plus efficacement les hadrons. Plusieurs combinaisons de variables ont été testées, impliquant deux des méthodes ou les trois simultanément, et montrent que le rejet des hadrons est considérablement amélioré.

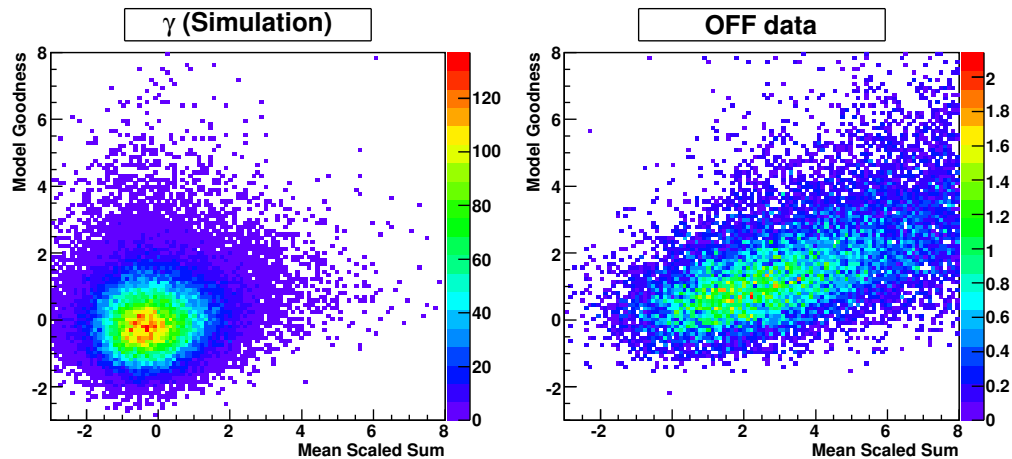


FIG. 3.7 – Histogrammes représentant la corrélation entre les variables *Mean Goodness* (méthode semi-analytique) et *Mean Scaled Sum* (méthode des moments réduits) dans le cas de rayons γ simulés (*gauche*) et de hadrons mesurés (*droite*). Ces figures sont tirées de [57].

3.3.5.1 Combinaison de la méthode Hillas et de la méthode semi-analytique

Un fait remarquable est que les variables définies précédemment sont très peu corrélées entre elles dans le cas des rayons γ alors qu'elles le sont pour les hadrons [57] (facteur de corrélation ~ 10 pour les rayons γ contre ~ 50 pour les hadrons). La figure 3.7 représente la variable *Mean Goodness* en fonction de la variable *Mean Scaled Sum*. La figure de *gauche* a été réalisée avec des simulations de gerbes de rayons γ , celle de *droite* à partir de hadrons mesurés. L'absence de corrélation entre ces deux variables pour les rayons γ est visible.

Le rejet des hadrons peut de ce fait être accru par leur combinaison. Un moyen simple de les combiner est une addition des variables. Une combinaison de la méthode des paramètres

réduits de Hillas avec la méthode semi-analytique donne une variable appelée *Combined Cut 2* :

$$CC2 = \frac{MSS + G}{\sqrt{2}}$$

Le rejet du bruit de fond des hadrons est considérablement amélioré par ces combinaisons. Un gain de $\sim 25\%$ est observé sur la significativité du signal provenant de la Nébuleuse du Crabe et un gain de $\sim 50\%$ sur le rapport signal sur bruit pour ces mêmes observations par rapport aux deux méthodes appliquées individuellement.

3.3.5.2 Jeu de coupures utilisé

Du fait de ce gain de sensibilité, cette analyse combinée est utilisée par la suite pour l'étude d'associations potentielles d'accélérateur de particules et de nuages moléculaires. La figure 3.8 représente la distribution de la variable combinée pour des hadrons et des candidats γ . La coupure utilisée sur la variable combinée est située à 0.7. Cette valeur a été optimisée pour la recherche de sources faibles. Pour des sources plus fortes, comme la nébuleuse du Crabe, cette coupure peut être relâchée à 0.9 (gain de rayons γ sans détérioration du rapport signal sur bruit).

Plusieurs autres coupures sont utilisées afin d'augmenter les performances du rejet du bruit de fond hadron. La hauteur de première interaction des hadrons est plus variable que celle des rayons γ . La figure 3.9 *gauche* représente la distribution des hauteurs de première interaction, dans une région où un signal γ est présent (région On), une région exempte de signal (région Off) et la distribution de rayons γ (On - Off). Le comportement différent des hadrons et rayons γ permet d'utiliser cette variable pour parfaire le rejet du fond. Une coupure sur cette hauteur de première interaction est donc réalisée entre -1 et 4 longueurs de radiation.

L'intensité des images est elle aussi soumise à une coupure. Seules les gerbes dont l'intensité de l'image dépasse 60 photo-électrons sont retenues lors de l'analyse. Cette coupure limite le seuil en énergie des télescopes mais écarte les gerbes pour lesquelles la reconstruction est inefficace du fait des fluctuations statistiques. Lors de la recherche de sources, la robustesse du signal est vérifiée en appliquant une coupure plus sévère à 200 photo-électrons. Une telle coupure augmente le seuil en énergie de l'analyse, mais dans la mesure où l'indice spectral des émissions n'est pas trop mou comparé à celui du fond de hadrons ($\Gamma \approx 2.6 - 2.7$), la significativité du signal de rayons γ peut être augmentée.

La dernière coupure réalisée porte sur la distance séparant le centre de gravité des images au centre du champ de vue. La figure 3.9 *droite* illustre les problèmes que peut engendrer la détection d'images en bordure du champ de vue. Lorsque le barycentre ajusté de l'image se situe hors du champ de vue de la caméra, la reconstruction peut amener à une direction d'incidence du rayon γ erronée. Les images dont le barycentre est à plus de 2.5 degrés sont de ce fait écartées de l'analyse.

3.4 Le bruit de fond résiduel

3.4.1 Méthodes de soustraction du fond résiduel

Les différentes méthodes de rejet du bruit de fond hadron ne permettent pas la discrimination sans ambiguïté entre une nature hadronique et électromagnétique des gerbes détectées. Une partie des hadrons, considérés comme candidats γ , est donc conservée. La soustraction de ce

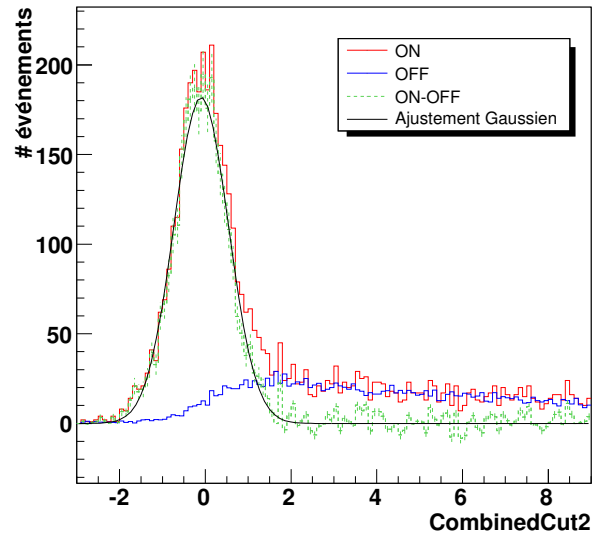


FIG. 3.8 – Distribution de la variable combinée CC2 pour une région où un signal γ est présent (région On), une région exempte de signal (région Off) et la distribution de rayons γ (On - Off).

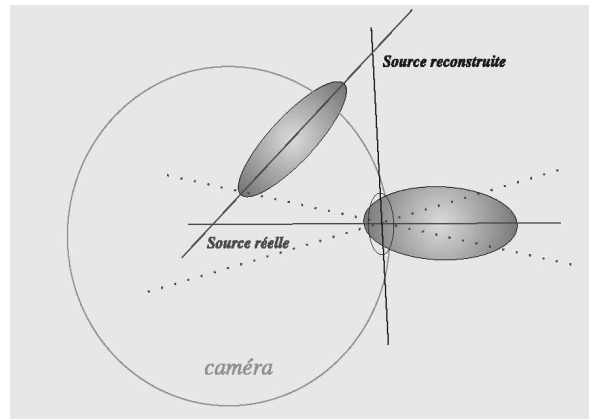
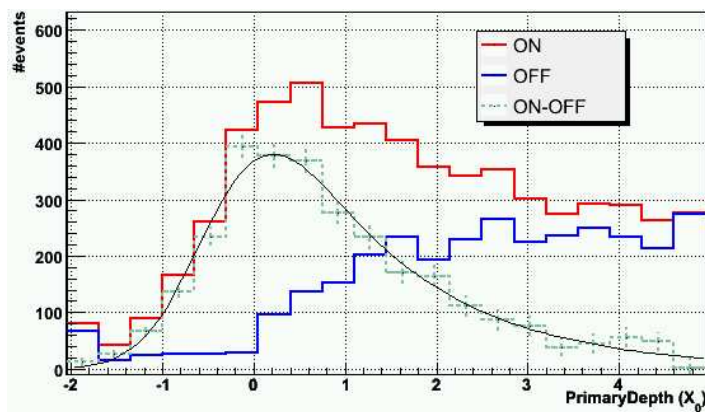


FIG. 3.9 – *Gauche* : Distribution de la hauteur de première interaction reconstruite pour une région où un signal γ est présent (région On), une région exempte de signal (région Off) et la distribution de rayons γ (On - Off). *Droite* : Illustration du problème lié aux images trop excentrées par rapport au centre du champ de vue. Le modèle ajusté sur l'image du bas a un axe principal incompatible avec le véritable axe et conduit à une direction de l'événement erronée. Cette figure est tirée de [58].

fond résiduel de hadrons est réalisée selon plusieurs techniques. Toutes ces techniques découlent d'une hypothèse : le flux de hadrons à l'origine de ce fond résiduel est isotrope sur la voûte céleste. La figure 3.10 est la distribution du signal en fonction du carré de la distance angulaire à la position de la nébuleuse du Crabe. L'excès de rayons γ est obtenu après soustraction du bruit de fond estimé par la méthode des régions Off multiples détaillée plus bas.

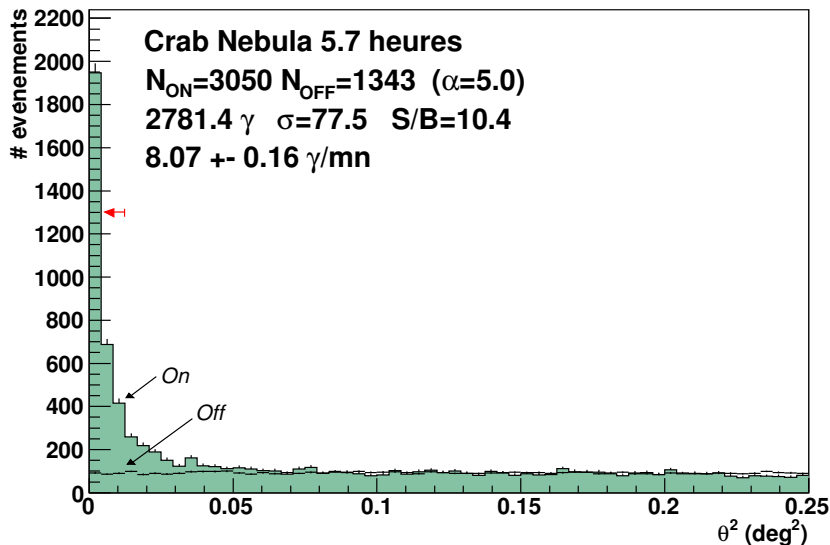


FIG. 3.10 – Distribution des événements en fonction du carré de l'angle à la position de la nébuleuse du Crabe. Les informations (nombre d'événements On, Off ...) reportés sur la figure ont été intégrés à l'intérieur d'une région de 0.11 degrés (flèche rouge).

3.4.1.1 Méthode On-Off

Cette méthode consiste en l'observation d'un objet en pointant les télescopes dans sa direction (figure 3.11 *gauche*). Le bruit de fond est estimé par une seconde observation après ou avant l'observation de la région d'intérêt. Elle est effectuée afin que les deux observations soient réalisées dans les mêmes conditions de pointé (angles zénithal et azimuthal). Pour cela, les télescopes suivent la même trajectoire dans le ciel, décalée de la durée de la première acquisition. Cette technique permet l'analyse de sources étendues couvrant une grande partie du champ de vue. L'inconvénient majeur de cette méthode est qu'elle nécessite deux acquisitions pour une seule d'observation effective. Cette méthode fut utilisée lors du fonctionnement en mode mono-télescope avant la construction du réseau complet et l'est encore pour l'observation de sources de plusieurs degrés d'extension.

3.4.1.2 Méthode des régions Off multiples

La sensibilité aux rayons γ , ou acceptation (détaillée plus tard), décroît lorsque la source s'écarte de l'axe optique. Le grand champ de vue de HESS permet toutefois d'avoir une acceptation faiblement décroissante jusqu'à des angles hors axe de l'ordre de 1 degré. Les trois méthodes présentées par la suite profitent de cette faible décroissance. La majorité des observations effectuées par HESS depuis son démarrage en mode complet, a été réalisée en mode dit

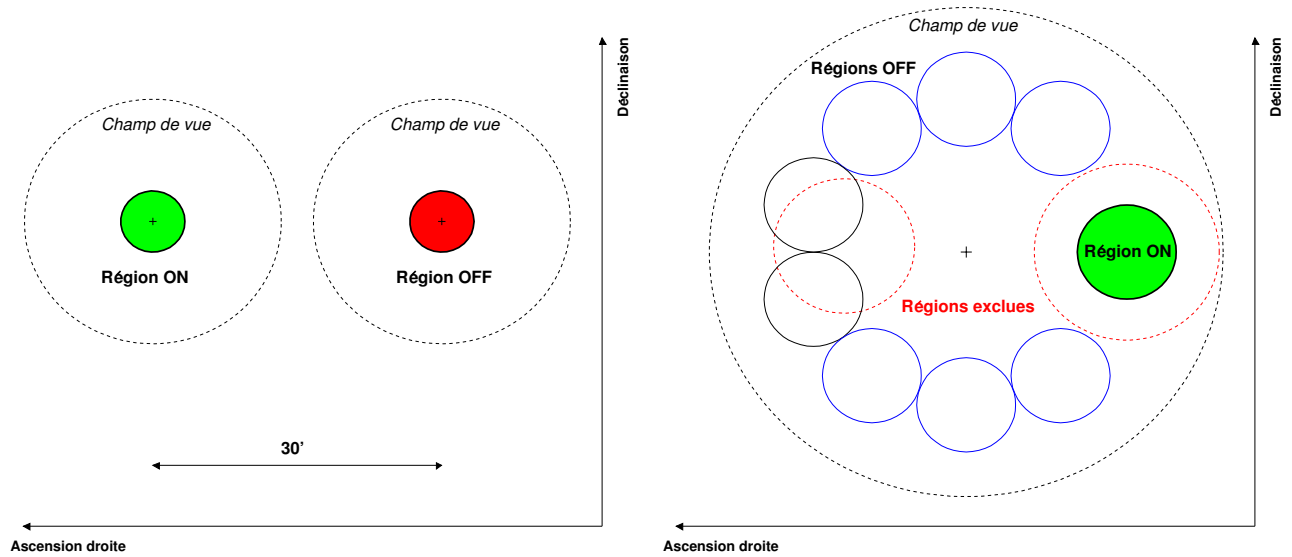


FIG. 3.11 – *Gauche* : Méthode de soustraction du fond dite de On-Off. Une première acquisition est réalisée directement dans la direction de l'objet. Une seconde acquisition est réalisée en suivant un pointé décrivant la même trajectoire que la première acquisition. *Droite* : Méthode de soustraction du fond dite des régions Off multiples. Les régions off sont choisies de même forme et à même angle hors-axe que la région où le signal est extrait. Les régions chevauchant une région exclue de l'analyse ne sont pas prises en compte.

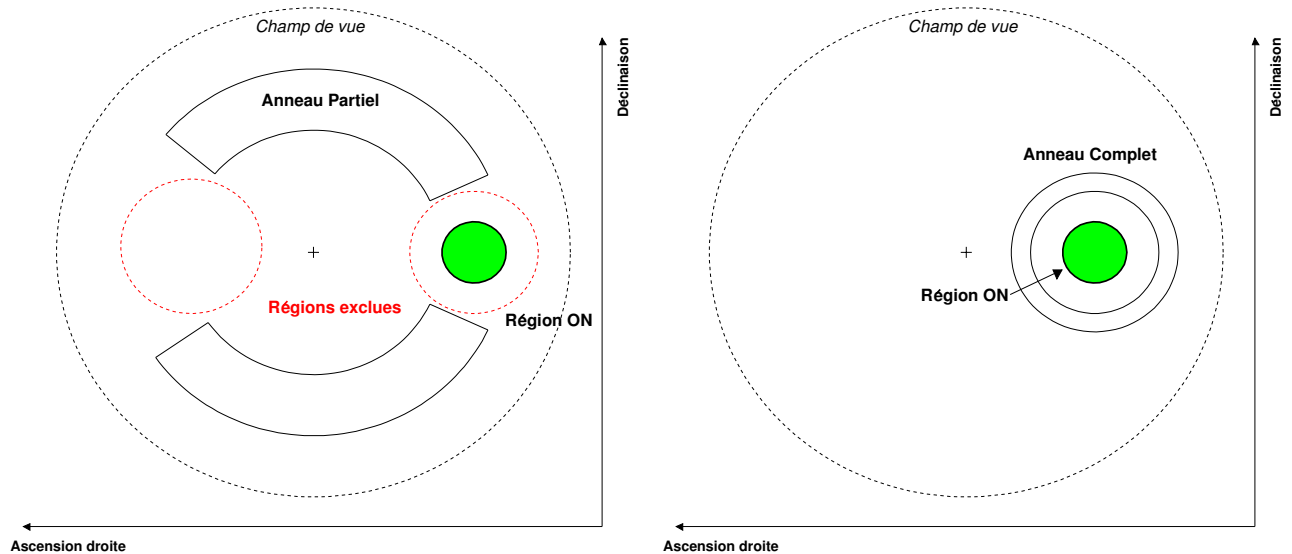


FIG. 3.12 – *Gauche* : Méthode de soustraction du fond dite du segment d'anneau. Le fond est intégré sur un anneau de même largeur que le diamètre de la région où le signal est extrait, centré sur le pointé du télescope. *Droite* : Méthode de soustraction dite de l'anneau complet. Le fond est estimé à partir d'un anneau centré sur la région où le signal est extrait.

wobble. Les télescopes ne sont pas pointés directement sur les objets mais à une distance comprise entre 0.5 degré et 0.7 degré de ceux-ci. Ce pointé permet de définir plusieurs régions où est estimé le bruit de fond. Elles sont choisies à même angle hors-axe que la région d'intérêt (région On) et donc ont une acceptation sensiblement identique à celle-ci (figure 3.11 *droite*). L'intérêt de l'observation en mode *wobble* est que, bien que l'acceptation aux rayons γ soit légèrement réduite, le temps d'observation de la source est multiplié par deux (il n'y a plus besoin d'une seconde acquisition pour définir le fond). Un second avantage réside dans le fait que plusieurs estimations du bruit de fond peuvent être réalisées et moyennées. Les régions Off chevauchant une région exclue de l'analyse (présence d'une source de rayons γ) ne sont pas utilisées pour l'estimation du fond.

3.4.1.3 Méthode du segment d'anneau

La méthode du segment d'anneau est une méthode alternative à la précédente (figure 3.12 *gauche*). Le bruit de fond est estimé à l'intérieur d'un segment d'anneau de même largeur que le diamètre de la région On et de rayon moyen égal à l'angle hors axe de cette région. De même que précédemment, l'acceptation aux rayons γ est sensiblement identique dans la région On et la région Off.

3.4.1.4 Méthode de l'anneau complet

La détermination du bruit de fond par la méthode de l'anneau complet est réalisée dans un anneau centré sur la région On. Cette technique, contrairement aux autres, ne permet pas d'obtenir le niveau de bruit de fond à acceptation équivalente et nécessite donc la connaissance de la distribution d'acceptation dans le champ de vue. Cette technique est utilisée pour la génération des cartes d'excès de rayons γ .

3.4.1.5 Méthode *template*

Cette méthode utilise une variable discriminante pour définir deux populations d'événements : les candidats γ et les candidats hadrons. L'estimation du fond est réalisée en comparant ces deux populations sur l'ensemble du champ de vue. Connaissant les acceptations relatives pour les candidats γ et pour les hadrons, le nombre d'événements γ et hadrons peut être mesuré pour chaque position test du champ de vue. Une normalisation moyenne est alors estimée en tenant compte des zones exclues où un signal de rayons γ est attendu. Cette normalisation peut ensuite être utilisée pour la région On afin de prédire le nombre d'événements attendus et d'estimer l'excès de rayons γ .

3.4.2 Estimation de la significativité des excès de rayons γ

Les excès de rayons γ obtenus ne sont donc que relatifs, après soustraction du niveau moyen de bruit de fond mesuré dans des régions supposées indemnes de signal. Les incertitudes concernant cet excès proviennent de deux sources, le nombre d'événements détectés dans la région On et celui de ceux détectés dans la ou les régions Off. Une méthode d'évaluation de la significativité des excès détectés en astronomie γ a été développée par Li & Ma en 1983 [59]. Cette méthode permet de prendre en compte le fait que le bruit de fond est généralement estimé en astronomie γ avec un temps d'exposition différent de celui consacré à la source de rayon γ . Le nombre d'événements détectés est dans ce cas $N_{\text{On}} - \alpha N_{\text{Off}}$ où N_{On} et N_{Off} sont les nombres d'événements détectés dans les régions On et Off, et α est le rapport des temps d'observation

de la région On et de la région Off. La méthode proposée par ces auteurs est basée sur le rapport de deux fonctions de vraisemblance, l'une testant l'hypothèse où le nombre d'événements détectés est une fluctuation, l'autre testant l'hypothèse où le signal détecté est significatif. La significativité de l'excès N_σ s'écrit comme

$$N_\sigma = \sqrt{2} \left[N_{\text{On}} \ln \left\{ \frac{1 + \alpha}{\alpha} \left(\frac{N_{\text{On}}}{N_{\text{On}} + N_{\text{Off}}} \right) \right\} + N_{\text{Off}} \ln \left\{ (1 + \alpha) \left(\frac{N_{\text{Off}}}{N_{\text{On}} + N_{\text{Off}}} \right) \right\} \right]^{1/2}$$

3.5 Analyse morphologique des sources de rayons γ

3.5.1 Résolution angulaire du système

La majorité des sources potentielles de rayons γ dans la Galaxie sont étendues comparées aux résolutions angulaires des expériences. Connaître avec précision la fonction d'étalement de l'instrument (étalement typique du signal provenant d'une source ponctuelle) est de ce fait indispensable pour étudier la morphologie des émissions et en déduire l'origine. Cette fonction d'étalement (PSF) est proche d'une fonction Gaussienne dans la partie proche de la source et présente une queue de distribution à plus grand angle. La figure 3.10 est la distribution de signal autour de la position de la nébuleuse du Crabe. Cette source de rayons γ est ponctuelle pour la résolution de HESS. L'étalement du signal traduit la résolution angulaire de ces observations. La figure 3.13 représente le rayon à l'intérieur duquel est intégré 68 % de l'émission d'une source ponctuelle, pour différentes analyses. Cette résolution est relativement constante autour de quelques TeV pour des valeurs comprises entre 0.05 degré et 0.1 degré. A plus basse énergie, la réduction des tailles des images rend la mesure moins efficace et moins précise. A plus haute énergie, la taille importante des images par rapport au champ de vue provoque un étalement des images hors de la caméra et engendre une imprécision. Cet effet est en partie supprimé en appliquant une coupure sur la distance séparant le barycentre de l'image du centre du champ de vue.

La précision de l'analyse peut être augmentée par l'application de contraintes plus importantes sur la sélection des événements. L'observation d'une même gerbe par 3 ou 4 télescopes augmente la résolution angulaire. De même une coupure plus sévère sur l'intensité des images permet de s'affranchir d'une partie des événements de basse énergie qui sont mal mesurés.

3.5.2 Analyse morphologique

La méthode d'analyse morphologique des excès de rayons γ est basée sur la comparaison de la distribution des événements observés à celle prédite par une morphologie prédéfinie [47]. Le nombre d'événements attendus est donné par

$$\begin{aligned} n_\gamma &= \int \int dx' dy' \frac{dN}{dx' dy'} \\ &= \int \int dx' dy' \int \int dx dy PSF(r') \times \Phi(x, y) \end{aligned}$$

où $PSF(r')$ est la fonction d'étalement de l'instrument pour la distance angulaire r' séparant l'intervalle considéré de celui de coordonnées (x, y) en direction duquel un flux $\Phi(x, y)$ est reçu.

La probabilité d'observer des nombres d'événements N_{On} et N_{Off} alors que n_γ et n_h sont attendus est donnée par

$$P(N_{\text{On}}, N_{\text{Off}} | n_\gamma, n_h) = \frac{(n_\gamma + \alpha n_h)^{N_{\text{On}}}}{N_{\text{On}}!} e^{-(n_\gamma + \alpha n_h)} \times \frac{n_h^{N_{\text{Off}}}}{N_{\text{Off}}!} e^{-n_h}$$

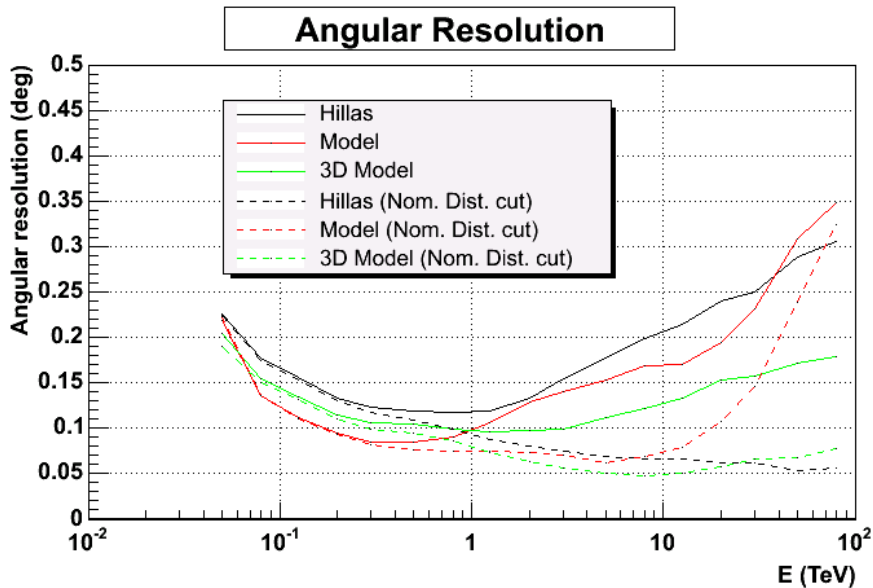


FIG. 3.13 – Résolution angulaire des trois méthodes d'analyse présentées précédemment en fonction de l'énergie. Le rayon de la région incluant 68 % du signal provenant d'une source ponctuelle est représenté en ordonnée. Les courbes continues et les tirets sont obtenues respectivement sans et avec coupure sur la distance nominale (distance du barycentre de l'image au centre de la caméra). Cette figure est tirée de [57].

La probabilité d'obtenir la distribution d'événements observée est le produit des probabilités des intervalles de la carte. Une fonction de vraisemblance $\ln \mathcal{L}$ est alors déterminée comme

$$\ln \mathcal{L} = \ln \left(\prod_{\text{pixel } i} P_i \right)$$

La maximisation de cette fonction de vraisemblance donne les paramètres ajustés de la morphologie supposée.

3.5.3 Génération des cartes du ciel

Du fait de la résolution angulaire moyenne des expériences d'astronomie γ , les cartes d'excès obtenues sont difficilement interprétables telles quelles. La mise en évidence d'un signal impose un échantillonnage des cartes du même ordre de grandeur que la résolution angulaire. Un échantillonnage trop fin a pour conséquence, d'une part de réduire la significativité des excès observés et d'autre part de faire apparaître une morphologie qui est uniquement le fait de la résolution angulaire de l'instrument. Il est toutefois complexe avec un échantillonnage de l'ordre de 0.1 degré de comparer efficacement les cartes d'excès de rayons γ avec celles obtenues à d'autres longueurs d'ondes. Différentes techniques sont employées pour réduire les dimensions de l'échantillonnage du signal tout en conservant et en ne dénaturant pas la morphologie de l'émission observée.

Ces techniques consistent à sur-échantillonner le signal. Les cartes sont échantillonnées plus finement que la résolution angulaire de l'instrument. Deux manières de procéder sont ensuite possibles. La première consiste à intégrer pour un intervalle donné l'ensemble du signal entourant celui-ci à l'intérieur d'un certain rayon. Ce rayon est choisi pour correspondre à la

résolution angulaire de l'instrument. Cette technique dite du *top-hat* est utilisée pour l'estimation de la significativité du signal. La significativité d'un échantillon correspond ainsi à celle du signal intégré dans un rayon donné. La seconde manière de procéder consiste en un lissage de la carte. Pour ce faire, le contenu d'un échantillon est réparti selon une distribution Gaussienne bidimensionnelle dont le sigma est équivalent au rayon contenant 68 % de la fonction d'étalement de l'instrument (PSF). La carte peut aussi être lissée avec la PSF correspondant à l'analyse. La queue de distribution de la PSF induit toutefois un étalement excessif du signal qui l'est déjà par l'analyse des événements. L'utilisation d'une fonction Gaussienne 2D est un bon compromis afin de limiter la présence de structures non significatives et permettre de comparer efficacement la morphologie des sources aux autres longueurs d'ondes.

3.6 Analyse spectrale

3.6.1 Résolution en énergie

La figure 3.14 représente l'évolution de la résolution en énergie du détecteur pour un jeu de coupures standard et pour différentes conditions d'observation. Cette résolution présente un minimum autour du TeV, compris entre 10 % et 15 %. Elle est réduite lorsque l'énergie des rayons γ augmente en raison de l'extension importante des gerbes au plan focal, dont une partie est hors de la caméra. Du fait du seuil de déclenchement, le biais de reconstruction est positif à basse énergie (les fluctuations positives permettant un déclenchement). Il est par contre négatif à plus haute énergie. Les images ne sont plus contenues entièrement dans la caméra et la partie manquante provoque une sous-estimation de l'intensité des gerbes.

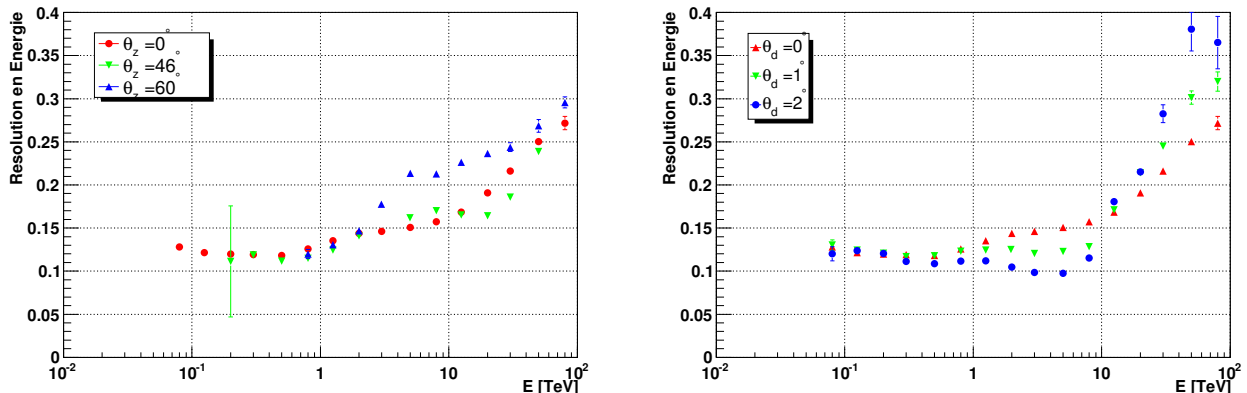


FIG. 3.14 – Résolution en énergie de l'instrument pour un jeu de coupures standard en fonction de l'énergie du rayon γ incident. La figure de *gauche* est obtenue pour une source dans l'axe optique, celle de *droite* pour une source au zénith.

3.6.2 Méthode de détermination du spectre en énergie

Une des deux méthodes de détermination du spectre en énergie utilisées par la collaboration HESS est une adaptation de la méthode développée par la collaboration CAT [60]. Elle est basée sur un maximum de vraisemblance obtenu par comparaison du spectre en énergie avec celui prédit par une forme spectrale prédéfinie. Elle nécessite la connaissance de la réponse du

détecteur en fonction de l'énergie et des conditions de prise de données (angle zénithal, angle à l'axe optique), à savoir l'acceptance du détecteur aux rayons γ et la résolution en énergie.

L'acceptance est définie comme

$$A(E, \theta, \delta) = \int dS \times \epsilon(\vec{r}, E, \theta, \delta)$$

où $\epsilon(\vec{r}, E, \theta, \delta)$ est l'efficacité de collection des rayons γ d'énergie E en fonction de la position \vec{r} du paramètre d'impact, de l'angle zénithal d'observation θ et de l'angle à l'axe optique δ . Elle est calculée à partir de simulations et dépend du jeu de coupures utilisé. La figure 3.15 illustre la dépendance de l'acceptance en fonction de l'énergie du rayon γ incident pour différentes conditions d'observation.

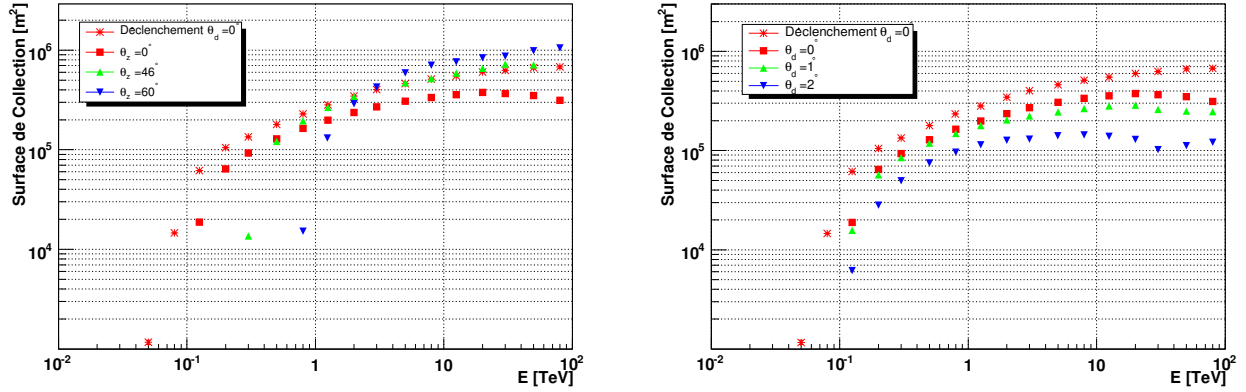


FIG. 3.15 – Surface de collection de l'instrument pour un jeu de coupures standard en fonction de l'énergie du rayon γ incident. La figure de *gauche* est obtenue pour une source dans l'axe optique, celle de *droite* pour une source au zénith. Les distributions en étoiles rouges correspondent à un acceptance sans application de coupures pour une observation au zénith.

Le lot de données est divisé en intervalles en angle zénithal dans la gamme $[\theta_{i_z}^{\min} - \theta_{i_z}^{\max}]$ ($\Delta \cos \theta = 0.02$), en angle hors axe dans la gamme $[\delta_{i_d}^{\min} - \delta_{i_d}^{\max}]$ ($\Delta \delta = 0.5^\circ$) et en énergie reconstruite dans la gamme $[\tilde{E}_{i_e}^{\min} - \tilde{E}_{i_e}^{\max}]$ ($\Delta \ln \tilde{E} = 0.25$). L'énergie minimale de l'ajustement spectral est l'énergie pour laquelle l'acceptance du détecteur dépasse 20 % de son maximum. Ce seuil est choisi afin de réduire au maximum le seuil en énergie et ne pas introduire de biais de reconstruction, prépondérants à basse énergie. Dans chacun de ces intervalles, le nombre de rayons γ observés vaut

$$S_{\gamma, i_z i_d i_e}^{\text{obs}} = n_{i_z i_d i_e} - \alpha_{i_z i_d} \times p_{i_z i_d i_e}$$

où $n_{i_z i_d i_e}$ est le nombre d'événements On, $p_{i_z i_d i_e}$ le nombre d'événements Off et $\alpha_{i_z i_d}$ le rapport des temps d'observation On et Off. Le nombre de rayons γ attendus est quant à lui exprimé comme

$$S_{\gamma, i_z i_d i_e}^{\text{th}} = \tau_{\text{On}} \int_{\tilde{E}_{i_e}^{\min}}^{\tilde{E}_{i_e}^{\max}} d\tilde{E} \int_0^\infty dE \times \left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{th}} \times A(E, \theta_{i_z}, \delta_{i_d}) \times \text{PDF}(\theta_{i_z}, \delta_{i_d}, E, \tilde{E})$$

où $\text{PDF}(\theta_{i_z}, \delta_{i_d}, E, \tilde{E})$ est la distribution de probabilité de mesure d'une énergie \tilde{E} en fonction de l'énergie vraie E et $\left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{th}}$ est la forme supposée du spectre en énergie. Une fonction de vraisemblance est construite à partir des probabilités poissonniennes d'obtention des nombres d'événements $n_{i_z i_d i_e}$ et $p_{i_z i_d i_e}$. La maximisation de la fonction de vraisemblance permet d'obtenir les paramètres ajustés de la forme spectrale supposée.

3.6.3 Courbes de luminosité

Le contrôle de la variabilité d'une source de rayons γ est effectué au travers des courbes de luminosité. Celles-ci sont déterminées une fois les paramètres de la forme spectrale choisie ajustés sur l'ensemble du jeu de données. Le découpage du lot de données en énergie et angles zénithaux et hors axe est conservé. Un découpage temporel est réalisé selon l'échelle de temps choisie. Lorsque la statistique est suffisante, un découpage en minutes voire en secondes peut être possible. Lorsque les sources sont faibles, un découpage en acquisitions ou en nuit d'observation est choisi. Seule la normalisation de la forme spectrale est laissée libre et ajustée par maximisation de la fonction de vraisemblance pour chacun des intervalles de temps.

Chapitre 4

Recherche d'associations (accélérateurs de hadrons/cibles)

Sommaire

4.1	Observation directe de vestiges de supernova : limitations	66
4.1.1	Détection de vestiges de supernova avec H.E.S.S.	66
4.1.2	Ambiguïté sur la nature des particules	67
4.2	Associations restes de supernova / nuages moléculaires	69
4.2.1	Observation à plus basse énergie	69
4.2.2	Augmenter les pertes énergétiques des électrons	69
4.2.3	Densifier la cible des protons : nuages moléculaires	71
4.3	Recherche de nuages moléculaires	72
4.3.1	Traceurs CO & CS	72
4.3.2	Estimation des masses	72
4.3.3	Estimation des distances	74
4.4	Indicateurs d'associations	75
4.4.1	Masers OH	75
4.4.2	Élargissement de raies	78
4.5	Problèmes inhérents et incertitudes	79
4.5.1	Caractérisation des nuages moléculaires	79
4.5.2	Contraintes sur l'émission leptonique	80
4.5.3	Accélération de rayons cosmiques dans les nuages moléculaires	80
4.6	Perspectives	80

4.1 Observation directe de vestiges de supernova : limitations

4.1.1 Détection de vestiges de supernova avec H.E.S.S.

Les vestiges de supernova furent parmi les premiers objets observés lors du démarrage de H.E.S.S. en 2002. Une des premières grandes découvertes fut la détection de la coquille du vestige de supernova RX J1713.7-3946 en rayons γ d'énergie supérieure au TeV [61]. D'autres vestiges de supernova ont été intensivement observés et détectés. Les deux sous sections suivantes détaillent les résultats obtenus pour deux exemples typiques de vestiges de supernova.

4.1.1.1 RX J1713.7-3946

Le vestige de supernova RX J1713.7-3946 est un des objets les plus étudiés en rayons γ de très haute énergie. La coquille du vestige, d'un diamètre angulaire proche de 1 degré, a pour la première fois été observée en rayons X en 1996. L'âge tout comme la distance du vestige ne sont pas clairement établis mais un consensus se dessine autour de 1000 ans et 1 kpc respectivement. Une émission de rayons γ de très haute énergie en direction d'une partie du vestige fut détectée par la Collaboration CANGAROO. Cette première détection par CANGAROO fut à l'origine des observations de H.E.S.S..

Des observations effectuées en 2003 lorsque le détecteur était en cours de construction révélèrent une coquille brillante [61]. La statistique a été largement augmentée au cours des trois années suivantes. La figure 4.1 *gauche* représente la carte d'excès obtenue où la morphologie en coquille du reste est nettement visible [62]. Les observations en rayons X menées par le satellite ROSAT révèlent une émission non thermique provenant de la coquille du vestige. Les deux émissions sont particulièrement bien corrélées et le maximum de l'émission X est situé dans la même région nord-ouest que l'émission γ .

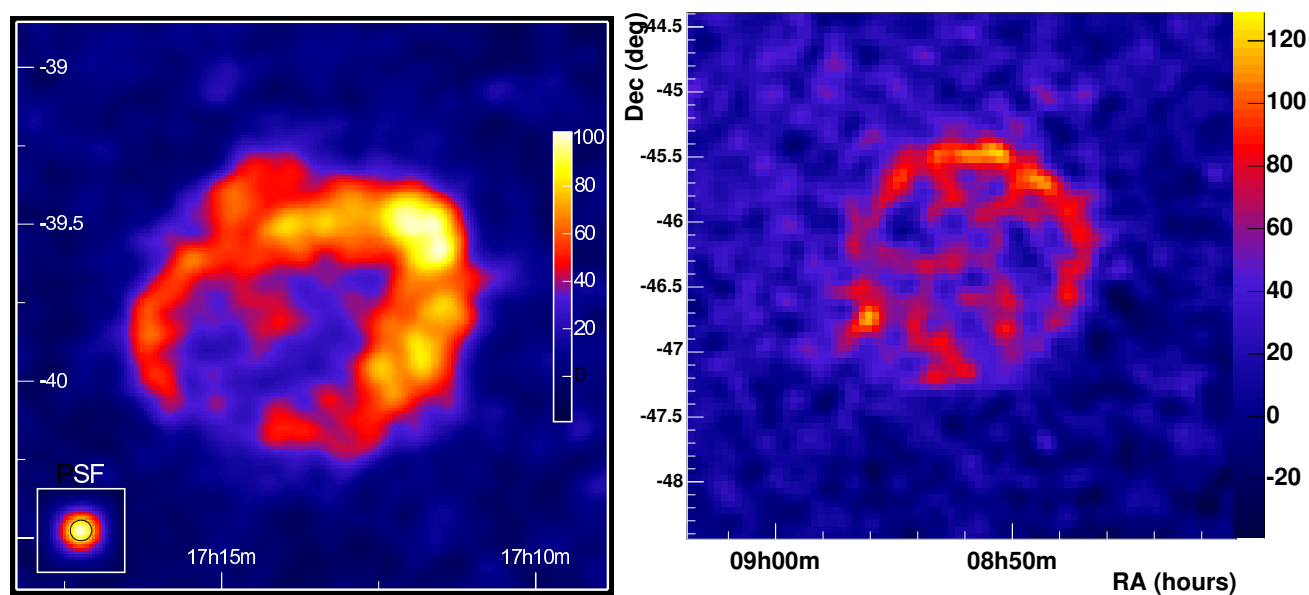


FIG. 4.1 – *Gauche* : Carte d'excès de la région de RX J1713.7-3946 obtenue par H.E.S.S.. Cette figure est tirée de [62]. *Droite* : Carte d'excès de la région de RX J0852.0-4622 (Vela Junior) obtenue par H.E.S.S.. Cette figure est tirée de [63].

Le spectre en énergie de l'émission H.E.S.S. est proche d'une loi de puissance avec une coupure exponentielle. L'indice spectral obtenu, 2.04 ± 0.04 , est proche de la valeur canonique prédite par les modèles d'accélération par onde de choc. Le spectre présente une coupure à 17.9 ± 3.3 TeV.

4.1.1.2 RX J0852.0-4622

Le vestige de supernova RX J0852.0-4622, connu sous le nom de Vela Junior, est situé en bordure du vestige de supernova de Vela. La coquille, de très grand diamètre (~ 2 degrés), a été pour la première fois observée en rayons X en 1998. Les estimations de distance et âge pour ce vestige divergent davantage que pour le vestige précédent. Un âge de ~ 700 ans pour une distance de 200 pc ont tout d'abord été proposés. Des mesures plus précises en rayons X suggèrent que le vestige pourrait être plus ancien, jusqu'à 1400 ans et plus distant de l'ordre de 500 pc.

L'observation de cet objet par H.E.S.S. révèle une émission étendue en direction de la coquille (figure 4.1 *droite*) [63]. L'émission en rayons X du vestige est également corrélée avec l'émission γ bien que l'accord soit moins évident que pour RX J1713.7-3946.

Le spectre en énergie des photons détectés est compatible avec une loi de puissance d'indice 2.24 ± 0.04 . L'ajustement de la loi de puissance n'est pas optimal, particulièrement à haute énergie. Il n'y a toutefois pas d'indication de coupure franche du spectre. L'indice spectral observé est comme pour RX J1713.7-3946 compatible avec les prédictions théoriques.

4.1.2 Ambiguïté sur la nature des particules

4.1.2.1 Observations à plusieurs longueurs d'onde

L'observation de coquilles de vestiges en rayons γ de très haute énergie confirme l'accélération par ces objets de particules jusqu'à des énergies au moins égales à quelques dizaines de TeV. Les spectres en énergie des photons détectés dans la gamme du TeV par H.E.S.S. sont en accord avec les prédictions théoriques de spectres émis lors de l'accélération de rayons cosmiques par des vestiges de supernova jeunes [66]. Toutefois l'émission de rayons γ de haute énergie peut provenir d'une population de hadrons ou d'une population d'électrons, voire d'un mélange des deux espèces que le vestige de supernova aurait accéléré. L'émission observée a été comparée aux modèles théoriques afin de distinguer la nature des particules accélérées.

Des observations de ces objets à d'autres longueurs d'onde permettent d'apporter des contraintes supplémentaires sur la nature des particules accélérées. Une population d'électrons relativistes engendre une émission synchrotron du fait de leur propagation dans le champ magnétique ambiant. Celui-ci est au moins équivalent aux valeurs moyennes mesurées dans la Galaxie ($\sim 3 \mu\text{G}$). Dans un tel champ magnétique, le spectre en énergie du rayonnement synchrotron d'une distribution d'électrons en loi de puissance entre quelques GeV et plusieurs dizaines de TeV s'étend des ondes radio aux rayons X. Le rapport entre la luminosité en rayons X et rayons γ d'une même population d'électrons permet d'estimer l'intensité du champ magnétique régnant dans cette région.

Une population de protons accélérés n'émet pas de rayonnement synchrotron pour des champs magnétiques de l'ordre du μG ou du mG. En revanche, la production de pions neutres dans les interactions proton-proton s'accompagne d'une production en quantité équivalente de pions chargés. Ces pions produisent après plusieurs désintégrations des électrons secondaires. Lorsque les protons ont une énergie supérieure au TeV, les électrons relativistes produits émettent un rayonnement synchrotron dans la même gamme en énergie que les électrons

primaires. La luminosité en rayons X attendue pour ces électrons est toutefois plus faible que celle émise par une population d'électrons primaires responsable de l'émission de rayons γ .

4.1.2.2 Comparaisons aux modèles

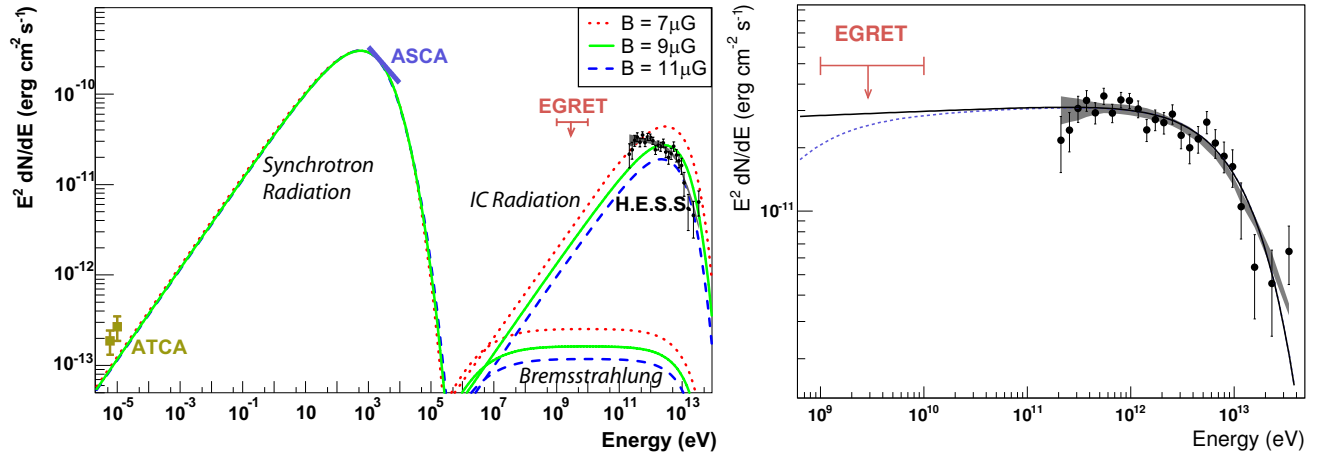


FIG. 4.2 – Modèles d'émission leptonique (*gauche*) et hadronique (*droite*) de rayons γ de très haute énergie pour le vestige de supernova RX J1713.7-3946. Sont représentées sur cette figure les mesures radio (ATCA), rayons X (ASCA), la limite supérieure en rayons γ obtenue par EGRET pour ce vestige de supernova et les mesures de H.E.S.S. entre 200 GeV et 30 TeV. Les modèles leptoniques superposés aux données (figure de *gauche*) sont ajustés par rapport aux observations en rayons X. Ces figures sont tirées de [65].

Des modèles d'émission leptoniques et hadroniques de rayons γ ont été ajustés sur les observations radio, rayons X et rayons γ de ces vestiges de supernova en coquille. La figure 4.2 représente les résultats d'ajustement de modèles leptonique (*gauche*) et hadronique (*droite*) sur l'émission de RX J1713.7-3946 observée par H.E.S.S.. Les deux modèles sont compatibles avec l'émission observée. Dans le cas d'un scénario leptonique, le rapport entre la luminosité en rayons X et en rayons γ nécessite un champ de l'ordre de $10 \mu\text{G}$. Cette valeur est tout à fait probable compte tenu des valeurs typiques de la Galaxie.

Un scénario hadronique pourrait aussi être à l'origine de l'émission observée dans la gamme du TeV. La répartition de matière autour du vestige pourrait expliquer la dissymétrie observée. Si les protons suivent une même loi de puissance au delà de $\sim 1 \text{ GeV}$ jusqu'à $\sim 100 \text{ TeV}$, une continuité du spectre en énergie des rayons γ est attendue en deçà de 100 GeV . La limite supérieure obtenue par EGRET représentée sur la figure 4.2 n'exclut pas une telle continuité. Les observations en ondes radio et rayons X seraient dues au rayonnement synchrotron d'une population d'électrons présents en quantité plus faible que les protons. Le champ magnétique devrait donc être beaucoup plus intense pour produire l'émission synchrotron observée sans induire une émission dans la gamme en énergie du TeV par diffusion Inverse Compton. Plusieurs modèles théoriques prédisent un tel accroissement du champ magnétique au niveau de la coquille. Au niveau énergétique, la densité de rayons cosmiques impliquée par l'émission de rayons γ en supposant une densité de matière de l'ordre de $\sim 1 \text{ cm}^{-3}$ est tout à fait compatible avec les 10 % d'efficacité théorique de conversion de l'énergie cinétique d'explosion d'une supernova en rayons cosmiques.

4.1.2.3 Conclusions sur la nature des particules

Les observations effectuées par H.E.S.S. du jeune vestige de supernova en coquille RX J1713.7-3946 ne permettent pas de conclure sans ambiguïtés sur la nature des particules accélérées. Des comparaisons pour le vestige de supernova RX J0852.0-4622 mènent aux mêmes conclusions. Les modèles d'émission électronique et hadronique sont tous deux possibles et les paramètres du milieu (champ magnétique, densité de matière) ajustés au travers des modèles sont compatibles avec les valeurs moyennes observées dans la Galaxie ou sont aisément expliqués par des modèles théoriques. Les mesures réalisées dans la gamme actuelle (100 GeV - 40 TeV) ne semblent pas suffisantes pour apporter des contraintes efficaces sur l'accélération de hadrons à partir d'observation directe de vestiges de supernova.

4.2 Associations restes de supernova / nuages moléculaires

La mise en évidence de l'accélération de rayons cosmiques hadroniques semble très difficile par l'observation directe de vestiges de supernova jeunes (durant leur phase d'accélération de particules). La gamme en énergie couverte actuellement par les imageurs Tcherenkov n'est pas suffisamment large pour permettre de distinguer entre deux populations d'électrons et de protons dans des conditions de milieu interstellaire standards. Cette constatation amène à trouver des démarches alternatives pour contraindre de manière plus importante les modèles.

4.2.1 Observation à plus basse énergie

Les mécanismes à l'origine de l'émission de rayons γ à partir d'électrons et de protons présentent des caractéristiques très différentes sur une gamme en énergie plus large. Le processus Compton inverse présente un pic d'émission dans la gamme du TeV et une coupure du spectre en énergie à plus haute et plus basse énergie pour une population d'électrons suivant une loi de puissance entre quelques GeV et quelques dizaines de TeV. L'émission de rayons γ par la désintégration de pions neutres présente quant à elle une continuité du spectre à plus basse énergie. Le spectre en énergie suit en effet un spectre de même nature (même indice spectral) que la distribution en énergie des protons primaires. Ces différences sont très clairement visibles sur la figure 4.2. Alors que l'observation dans la gamme du TeV est ambiguë, l'observation à plus basse énergie devrait permettre de distinguer efficacement la nature des particules ou tout au moins le rapport entre densité d'électrons et de protons. Le satellite GLAST qui observera dans la gamme 100 MeV - 300 GeV et qui commencera à prendre des données au deuxième semestre de 2008 permettra une observation continue de ces objets entre 100 MeV et 100 TeV. Ces observations apporteront des contraintes intéressantes sur la nature des particules accélérées. Toutefois, la sensibilité réduite de cette expérience autour de 100 GeV ne permettra pas de contraindre rapidement les modèles.

4.2.2 Augmenter les pertes énergétiques des électrons

Les démarches visant à mettre en évidence sans ambiguïté la présence de hadrons doivent s'appuyer sur deux constats. Le premier concerne le vieillissement des populations de particules accélérées. Les électrons souffrent en effet de pertes radiatives plus importantes que les hadrons, notamment les pertes synchrotron, dominantes à haute énergie (figure 4.3). Le temps typique

de refroidissement d'un électron dans un champ magnétique B est donné par :

$$t_{\text{sync.}} \approx 1.3 \times 10^{10} \left(\frac{B}{1\mu\text{G}} \right)^{-2} \left(\frac{E}{1\text{GeV}} \right)^{-1} \text{ ans}$$

Pour un électron de 100 TeV dans un champ magnétique moyen de $6 \mu\text{G}$, ce temps typique est de l'ordre de 3600 ans. Il est comparable aux âges des supernova observés et indique qu'une population d'électrons accélérés jusqu'à ces énergies est affectée par le vieillissement. Deux démarches permettent de profiter du vieillissement des électrons pour mettre en évidence l'accélération de hadrons. L'observation à très haute énergie ($E > 10 \text{ TeV}$) des vestiges de supernova signerait la présence de protons, non affectés par les pertes radiatives. De plus, l'observation de vestiges de supernova anciens (âge $\geq 10^4$ ans) offrirait aussi une réduction de la contribution des électrons à l'émission de rayons γ respectivement de celle des protons du fait du vieillissement des électrons.

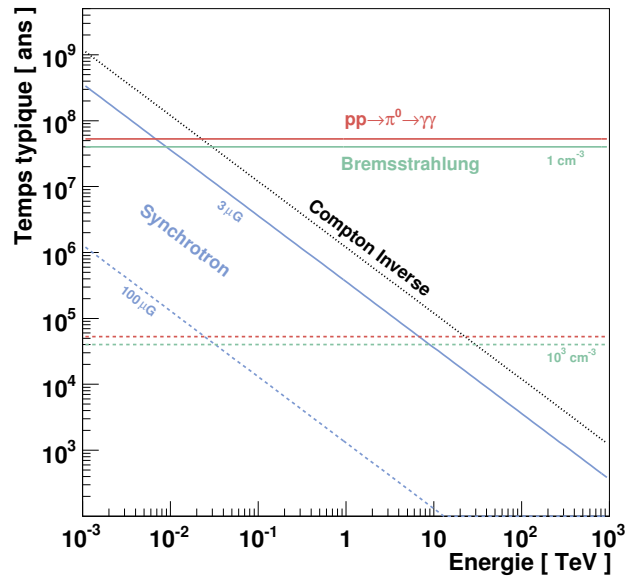


FIG. 4.3 – Évolution des temps caractéristiques de différents processus de production de rayons γ en fonction de l'énergie des particules primaires [26]. La courbe pointillés noirs est le rayonnement Compton inverse sur le fond cosmologique à 3 K. Les courbes bleues continues et tirets sont le rayonnement synchrotron dans un champ magnétique uniforme respectivement de $6 \mu\text{G}$ et $100 \mu\text{G}$. Les courbes vertes continues et tirets sont le rayonnement Bremsstrahlung dans une densité de matière respectivement de $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ et $n = 10^3 \text{ cm}^{-3}$. Les courbes rouges continues et tirets correspondent à l'interaction proton-proton dans une densité de matière respectivement de $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ et $n = 10^3 \text{ cm}^{-3}$.

Ces démarches observationnelles présentent toutefois des inconvénients. Les détecteurs Tche-renkov actuels ont une sensibilité très limitée au delà de quelques dizaines de TeV par manque de statistique. L'observation à haute énergie est de ce fait peu intéressante. Les vestiges de supernova anciens présentent un désavantage majeur. Les protons accélérés sont en effet diffusés du fait du confinement plus faible au niveau du choc lorsque celui-ci ralentit. Le flux de protons au niveau du vestige est de ce fait plus faible et plus difficilement détectable. Un autre effet porte sur la distribution en énergie des protons. Les particules de haute énergie, plus faiblement confinées au sein du vestige, s'en échappent plus rapidement que les particules de basse énergie.

L'indice spectral de la distribution en énergie des protons devient plus doux, c'est à dire plus faible d'un facteur δ , typiquement 0.3-0.6. L'observation de vestiges de supernova anciens ne semble pas non plus être la démarche la plus adaptée pour mettre en évidence sans ambiguïté l'accélération de hadrons.

4.2.3 Densifier la cible des protons : nuages moléculaires

Un second constat concerne la dépendance des différents processus de création de rayons γ à l'égard des caractéristiques du milieu extérieur. Le processus Compton inverse, dominant à haute énergie pour les électrons, est indépendant de la densité de matière environnante (figure 4.3). Seule la densité de photons sources interagissant avec les électrons intervient dans l'intensité rayonnée au travers de ce processus. La production de photons γ par interaction hadronique est au contraire totalement dépendante de la densité de matière cible pour les protons.

Une démarche prometteuse pour la mise en évidence de hadrons est la recherche de vestiges de supernova dont le choc frontal se propage à proximité d'une concentration plus importante de matière. Les nuages moléculaires dont la densité peut excéder 10^3 cm^{-3} sont les candidats idéaux pour accroître la densité de protons cibles. Dès 1994, des calculs théoriques de flux de rayons γ émis par des vestiges de supernova montrèrent que leur mise en évidence serait difficile dans des milieux interstellaires typiques ($n_{\text{H}} \sim 1 \text{ cm}^{-3}$), que ce soit dans la gamme en énergie du GeV ou dans la gamme du TeV [67]. Ils montrèrent que la présence de nuages moléculaires denses dans le voisinage du choc pourrait rendre observable l'émission gamma provenant des vestiges. Leur prédiction de flux de rayons γ dans la gamme du TeV pour une distribution de protons en $E^{-2.3}$ est :

$$F_{\gamma}(> 1 \text{ TeV}) \approx 0.19 \times 10^{-10} A \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

où $A = \theta \left(\frac{E_{\text{SN}}}{10^{51} \text{ erg}} \right) \left(\frac{d}{1 \text{ kpc}} \right) \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)$ où θ est l'efficacité de conversion de l'énergie mécanique de la supernova en rayons cosmiques, d la distance au vestige de supernova et n la densité du milieu. En supposant une efficacité de l'ordre de 10 %, l'énergie typique d'explosion d'une supernova 10^{51} erg et une distance moyenne de 7.5 kpc, le flux de rayons gamma correspondant à 1 % du flux émis par la Nébuleuse du Crabe équivaldrait à $A \approx 0.012$ et à une densité de matière de l'ordre de 7 cm^{-3} . Ces prédictions sont toutefois optimistes car elles supposent que l'ensemble du vestige est plongé dans cette densité de matière. Lorsque seule une partie du choc est associée avec une densité plus importante, le flux attendu est plus faible.

Deux possibilités sont envisageables pour observer une association de vestige de supernova avec un nuage moléculaire. L'explosion de la supernova peut se produire à l'intérieur même d'un nuage moléculaire. La concentration de matière au sein de nuages est à l'origine de la formation d'étoiles dont les plus massives évoluent en supernovae. Le choc créé par les éjectas en expansion se propage au sein du nuage moléculaire. De telles associations posent toutefois un problème pour l'accélération des rayons cosmiques. La vitesse de propagation du choc de même que l'ionisation du milieu sont modifiés lorsque la densité de matière est importante [68]. L'efficacité d'accélération de rayons cosmiques est dans ce cas vraisemblablement affectée. Le second scénario présente un nuage moléculaire, de dimension réduite par rapport au vestige, au sein duquel se déplace le choc frontal. Si le nuage est suffisamment compact, les propriétés du choc ne sont modifiées que sur une surface réduite et l'accélération de rayons cosmiques n'est pas remise en cause. L'utilisation de tels nuages moléculaires dans le voisinage de vestiges de supernova en tant que sondes pour quantifier la présence de protons accélérés au sein du vestige semble prometteur.

4.3 Recherche de nuages moléculaires

Les nuages moléculaires sont une des composantes majeures de la Galaxie. Environ la moitié du milieu interstellaire de la Galaxie est contenue dans des nuages dont la densité s'échelonne entre quelques 10 cm^{-3} jusqu'à plus de 10^6 cm^{-3} pour des masses pouvant atteindre 10^6 masses solaires voire plus. Ils sont composés majoritairement d'hydrogène sous forme moléculaire H_2 et d'hélium.

4.3.1 Traceurs CO & CS

L'observation des nuages moléculaires et leur caractérisation sont effectuées au travers de l'observation des raies moléculaires. Ces raies correspondent aux transitions entre niveaux rotationnels, vibrationnels et atomiques des molécules. Du fait de l'absorption des ondes lumineuses de longueur d'onde inférieure au millimètre par l'atmosphère, la détection de nuages moléculaires se fait principalement en onde radio. Les transitions entre états vibrationnels et atomiques étant situées respectivement dans les gammes infrarouge et optiques, seules les transitions entre niveaux rotationnels sont situées dans la gamme des ondes radio.

Le principal constituant des nuages moléculaires est la molécule diatomique de H_2 . Comme toute molécule diatomique constituée d'un seul élément, elle ne présente pas de moment électrique dipolaire. La molécule n'émet de ce fait pas de spectre de rotation pure [27]. L'émission radio des nuages est due à la présence de molécules autres que H_2 . A partir des années 1965, de nombreuses observations ont permis de déceler l'existence de molécules diverses principalement composées des éléments H C N et O. Deux molécules sont utilisées pour caractériser les nuages moléculaires : CO et CS.

La raie du ^{12}CO ($J=1 \rightarrow 0$) à 115 GHz (2.6 mm) est une des raies moléculaires les plus intenses émises par les nuages moléculaires et a été pour la première fois observée en 1969 [69][70]. Ces observations mirent en évidence une corrélation entre la densité d'hydrogène ionisé H_{II} et l'intensité de la raie du CO. Des études plus détaillées de celle-ci ont permis de mettre en évidence son intérêt en tant que traceur de l'hydrogène moléculaire dans les nuages de densité $n_{\text{H}_2} \geq 300 \text{ cm}^{-3}$ [73]. L'excitation des niveaux rotationnels du CO est provoquée par des chocs avec des molécules de H_2 . L'intensité de la raie du CO est de ce fait proportionnelle à la quantité de H_2 dans le nuage et à la température du nuage. La figure 4.4 représente la masse des nuages moléculaires telle que déduite à partir du théorème du Viriel en fonction de l'intensité de la raie du CO. La corrélation entre l'intensité de la raie du CO et la masse des nuages est nette.

La raie de la molécule de CS ($J=1 \rightarrow 0$) à 48.99 GHz (6.1 mm) est également utilisée pour évaluer la quantité d'hydrogène moléculaire puisqu'elle est excitée à partir de chocs avec les molécules de H_2 . Elle est utilisée en complément de la raie du ^{12}CO dans le cas de nuages moléculaires géants dont $n_{\text{H}_2} \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ [74]. Pour des densités importantes, des effets de saturation ont été observés à partir des rapports d'intensité des raies rotationnelles du ^{12}CO et du ^{13}CO présent en concentration plus faible. Le CS se présentant en concentration plus faible que le ^{12}CO au sein des nuages, le milieu reste optiquement mince pour cette raie même pour des densités importantes alors qu'il devient optiquement épais pour la raie du ^{12}CO . La raie du CS permet donc de caractériser les nuages moléculaires de densité élevée.

4.3.2 Estimation des masses

La quantité directement dérivée d'observations radio à une longueur d'onde est la température d'antenne T_A correspondante. Elle est reliée à la puissance reçue par l'antenne P_ν par la

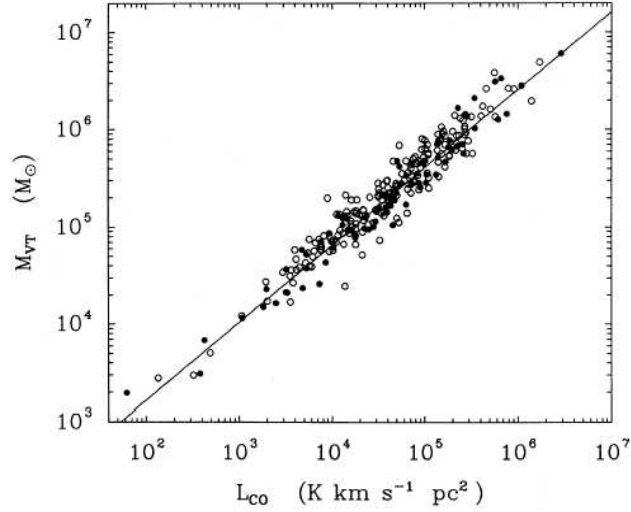


FIG. 4.4 – Masse de nuages moléculaires déduites à partir du théorème du Viriel en fonction de l'intensité de la raie du CO intégrée sur la surface du nuage. Cette figure est tirée de [73].

relation :

$$P_\nu = k_B T_A$$

L'intensité intégrée de la raie du CO, W_{CO} exprimée en K km s^{-1} est estimée pour une vitesse radiale donnée à partir de cette température d'antenne :

$$W_{CO} = \int T_A(CO) dv$$

Comme décrit précédemment, l'intensité de cette raie est proportionnelle à la densité de colonne de H_2 . Ces deux quantités sont reliées par le facteur X :

$$N_{\text{H}_2} = X \times W_{CO}$$

L'étalonnage du facteur X est réalisé à partir d'estimations de masses de nuages proches du centre de la Galaxie ($R < 8.5$ kpc) [73]. Le théorème du Viriel permet en effet de retrouver la masse du nuage M à partir de sa dynamique interne. Celle-ci est estimée au travers de la dispersion en vitesse de la raie du CO au sein du nuage. La figure 4.4 illustre la corrélation entre masses des nuages et intensités du CO.

Plusieurs études montrent que ce facteur est dépendant de la distance R au centre de la Galaxie. Les mesures de rapport d'abondances d'éléments comme O et H ont par exemple prouvé que la concentration de CO au sein de nuage moléculaire est une fonction de sa distance au centre de la Galaxie [75]. Cette variabilité a aussi été suggérée par l'ajustement de modèles pour expliquer l'excès de rayons gamma diffus observé par EGRET [76]. Nous supposons pour les estimations suivantes une valeur moyenne constante pour le ^{12}CO de $1.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ [77].

Pour une surface Σ sur laquelle est intégrée la raie du CO, la quantité de H_2 est donnée par :

$$n_{\text{H}_2} \approx \left(\frac{d}{\text{cm}} \right)^2 \times \frac{\Sigma}{\text{rad}^2} \times X \times \frac{W_{CO}}{\text{K km s}^{-1}}$$

où d est la distance au nuage, Σ la surface angulaire sur laquelle W_{CO} est intégrée. Les abondances relatives des différents éléments au sein des nuages étant prises en compte, le poids

moléculaire moyen par molécule de H_2 est $2.72 m_H$. La masse du nuage est alors :

$$\frac{M}{\text{kg}} = 4.54 \times 10^{-27} \left(\frac{d}{\text{cm}} \right)^2 \times \frac{\Sigma}{\text{rad}^2} \times X \times \frac{W_{\text{CO}}}{\text{Kkms}^{-1}}$$

Une fois la distance exprimée en kpc, la masse par unité de masse Solaire devient :

$$\frac{M}{M_{\odot}} = 6.64 \times 10^{-18} \times \left(\frac{d}{\text{kpc}} \right)^2 \times \frac{\Sigma}{\text{deg}^2} \times X \times \frac{W_{\text{CO}}}{\text{Kkms}^{-1}}$$

4.3.3 Estimation des distances

L'estimation des distances nous séparant des nuages moléculaires est effectuée au travers des vitesses de rotation autour du centre de la Galaxie. La figure 4.5 *gauche* représente le profil de vitesse de rotation en fonction de la distance au centre de la Galaxie. La paramétrisation utilisée suppose une distance de 8.5 kpc nous séparant du centre de la Galaxie [71]. Des mesures plus récentes de vitesses de rotation d'étoiles massives proches du centre de la Galaxie ont permis de réévaluer cette position à 7.6 kpc [72]. Cette imprécision sur la distance nous séparant du centre de la Galaxie peut induire des erreurs importantes lors de l'estimation des distances.

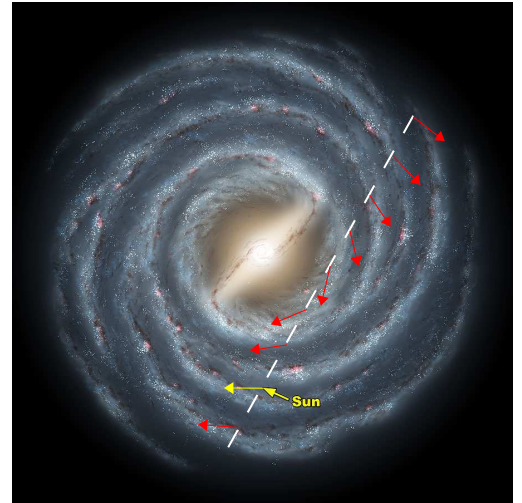
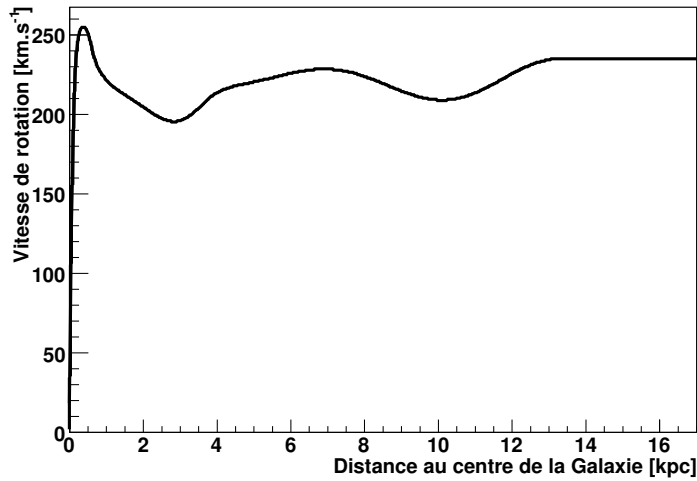


FIG. 4.5 – *Gauche* : Évolution de la vitesse de rotation autour du centre de la Galaxie en fonction de la distance au système Solaire. La paramétrisation est tirée de [71]. *Droite* : Vue schématique de la Voie Lactée telle qu'observée au travers des mesures d'abondance de l'hydrogène neutre H_I . La répartition de vitesses de rotation autour du centre de la Galaxie le long d'une ligne de visée arbitraire est représentée. La longueur des flèches est arbitraire.

La projection de la vitesse de rotation des objets le long de la ligne de visée, appelée vitesse radiale est une fonction de la distance nous séparant des objets. La figure 4.5 *droite* représente la distribution de vitesses arbitraire le long d'un ligne de visée. Connaissant la dépendance de la vitesse de rotation par rapport à la distance au centre de la Galaxie, la projection de la vitesse selon la ligne de visée soustraite à la vitesse propre du système Solaire est une fonction connue de la distance au système Solaire.

$$V_r(l, b, R) = \left[\frac{R_0}{R} V(R) - V_0 \right] \sin l \cos b$$

où V_0 est ici la vitesse de rotation du système Solaire, R_0 la distance le séparant du centre de la Galaxie, $V(R)$ est la vitesse de rotation à une distance R du centre de la Galaxie et (l,b) les coordonnées galactiques de la ligne de visée. Deux exemples de distributions de vitesse radiale en fonction de la distance au système Solaire pour deux lignes de visée différentes sont présentés sur la figure 4.6. La première pointe une direction proche du centre de la Galaxie. Lorsque comme dans ce cas présent, la ligne de visée est distante de moins de 90 degrés du centre de la Galaxie, une valeur de vitesse radiale peut correspondre à deux distances différentes. Cette dégénérescence peut être levée par la connaissance des positions des bras de la Galaxie et par des mesures d'absorption au travers de ces bras de l'émission des objets considérés. Lorsque le pointé est dirigé vers l'anti-centre de la Galaxie, la relation distance vitesse radiale ne présente pas d'ambiguïté (figure 4.6 *droite*).

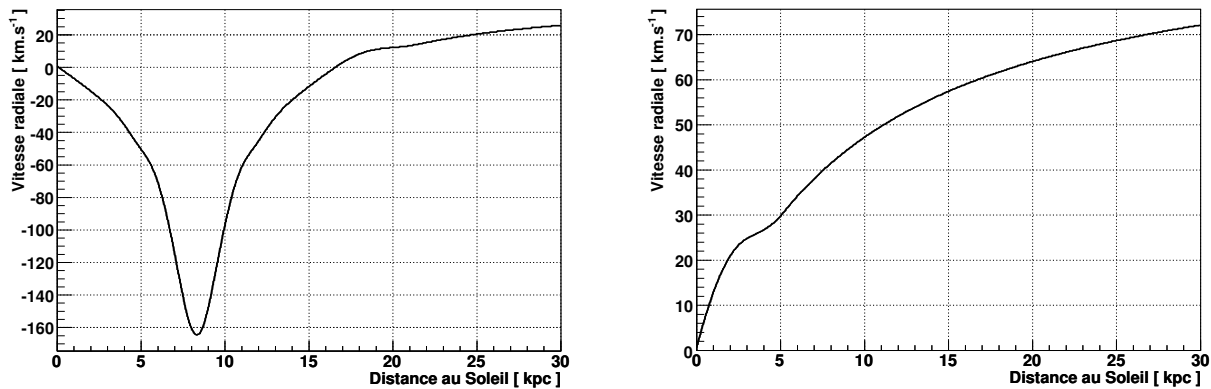


FIG. 4.6 – Deux exemples de distribution de vitesse radiale en fonction de la distance au système Solaire, en direction du complexe de vestiges de supernova CTB 37 ($l=348.5, b=0.1$; *gauche*) et de la constellation de Monoceros ($l=205.5, b=0.5$; *droite*).

4.4 Indicateurs d'associations

4.4.1 Masers OH

4.4.1.1 Maser : définition

Le peuplement des niveaux d'énergie d'une population d'atomes ou de molécules est défini par les coefficients d'Einstein et la température T du milieu [27]. A l'équilibre thermodynamique, le rapport des densités d'occupation n_1 et n_2 de deux états d'énergie E_1 et E_2 ($E_2 - E_1 = h\nu$) est défini par :

$$\frac{n_2 g_1}{n_1 g_2} = \exp\left(\frac{-h\nu}{kT}\right) < 1$$

où g_1 et g_2 sont les poids statistiques des deux états. Ce rapport étant inférieur à 1, les densités de populations satisfont la relation :

$$\frac{n_1}{g_1} > \frac{n_2}{g_2}$$

Lorsque que le système est hors de l'équilibre thermodynamique et qu'un mécanisme (pompage) provoque le surpeuplement du niveau d'énergie supérieure, le rapport précédent est inversé :

$$\frac{n_1}{g_1} < \frac{n_2}{g_2}$$

Il résulte de cette inversion de population que le coefficient d'absorption pour la fréquence ν devient négatif et correspond à une émission stimulée. L'émission de photons par le système est alors amplifiée. Ce phénomène est appelé maser, pour "microwave amplification by stimulated emission of radiation".

4.4.1.2 Inversions de populations de la molécule OH

Différentes inversions de populations sont observées pour la molécule OH. Nous ne traiterons ici que des raies à 1720 MHz et 1612 MHz. La figure 4.7 représente les premiers niveaux d'énergie rotationnels et vibrationnels de la molécule OH. Les dédoublements de structure fine (doublet- $\Lambda^{+/-}$) et de structure hyperfine (nombre quantique F) sont représentés sans respect de l'échelle en énergie. Le nombre k est ici l'ordonnancement en énergie des différents états. Les inversions de population sont provoquées par le pompage de l'état fondamental ${}^2\Pi_{3/2}(J=3/2)$ vers les niveaux vibrationnels - rotationnels d'énergie supérieure [78]. L'émission à 1720 MHz est due à une transition entre les niveaux $k=4$ et $k=1$ alors que l'émission à 1612 MHz est due à une transition entre les niveaux $k=3$ et $k=2$. Les règles de sélection dipolaire interdisent les transitions entre états de même parité. De ce fait, seules les transitions pour lesquelles $\Delta F = \pm 1$ ou 0 sont autorisées.

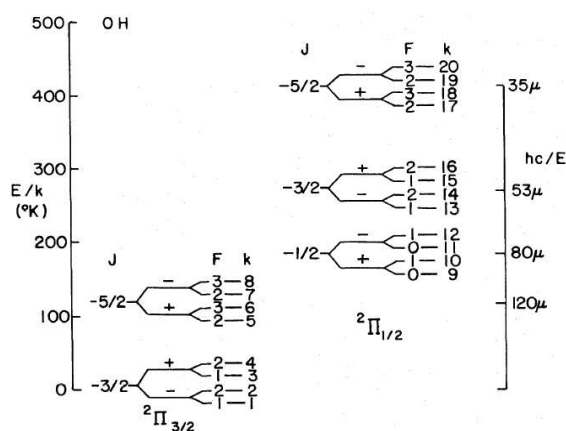


FIG. 4.7 – Représentation schématique du niveau fondamental et des premiers niveaux rotationnels et vibrationnels de la molécule OH. Les dédoublements de doublet- Λ et de structure hyperfine sont également représentés mais sans respect de l'échelle en énergie. Cette figure est tirée de [78].

Le surpeuplement du niveau $k = 4$ est généré par une cascade à partir du premier niveau rotationnel ${}^2\Pi_{3/2}(J=5/2)$. Les niveaux $F = 2$ de ${}^2\Pi_{3/2}(J=3/2)$ vont pouvoir en effet se coupler aux niveaux $F = 2, 3$ de ${}^2\Pi_{3/2}(J=5/2)$ alors que les niveaux ${}^2\Pi_{3/2}(J=3/2)$ $F = 1$ ne vont se coupler qu'aux niveaux ${}^2\Pi_{3/2}(J=5/2)$ $F = 2$. Le surpeuplement du niveau $k=3$ est généré par une cascade à partir de l'état vibrationnel ${}^2\Pi_{1/2}(J=1/2)$. Les états ${}^2\Pi_{1/2}(J=1/2)$ $F = 0$ et $F = 1$ vont en effet se coupler plus favorablement aux états $F = 1$ qu'aux états $F = 2$ de ${}^2\Pi_{3/2}(J=3/2)$.

4.4.1.3 Origine de ces inversions de populations

Il existe différents mécanismes possibles de pompage dont le pompage collisionnel et le pompage radiatif. L'émission à 1720 MHz nécessite d'exciter exclusivement le niveau rotationnel $^2\pi_{3/2}(J=5/2)$. La multiplicité des états favorise en effet le surpeuplement du niveau $k=3$ soit une inversion de la raie à 1612 MHz lorsque le niveau vibrationnel $^2\pi_{1/2}(J=1/2)$ est excité. La collision à basse température avec les molécules de H_2 est le moyen naturel de peupler ce niveau. Des calculs numériques ont permis de déterminer les conditions requises pour l'inversion de la raie à 1720 MHz [78]. Des calculs plus récents, incluant des taux de collisions plus précis et la présence de poussières, confirment les conditions d'inversion de la raie à 1720 MHz [79]. La température doit être comprise entre 50 K et 125 K pour une densité de H_2 comprise entre 10^4 cm^{-3} et 5.10^5 cm^{-3} . La suppression de l'inversion de population intervient à haute température si la densité de OH est telle que le milieu soit optiquement épais. Lorsque la température excède 150 K, le taux de collision au niveau des états du doublet Λ de $^2\pi_{3/2}(J=5/2)$ devient suffisant pour entrer en compétition avec les désexcitations radiatives et réduit de ce fait l'efficacité du pompage. Par ailleurs, lorsque la température augmente, le niveau vibrationnel $^2\pi_{1/2}(J=1/2)$ est excité et permet l'inversion de population à 1612 MHz.

Le pompage radiatif permet lui aussi de mener à une inversion de population. Il existe toutefois une différence entre le pompage radiatif et le pompage collisionnel. Le pompage radiatif ne peut pas s'effectuer entre le seul état fondamental et le premier niveau d'excitation rotationnel. Le taux d'excitation et de désexcitation de ce niveau étant proportionnels, tout pompage radiatif intervenant entre l'état fondamental et le premier niveau excité entre en compétition avec l'inversion de population du fondamental. Il n'est donc pas possible d'inverser les populations du niveau inférieur si au moins un niveau supplémentaire n'est pas impliqué. De ce fait le niveau vibrationnel $^2\pi_{1/2}(J=1/2)$ est obligatoirement impliqué dans un pompage radiatif induisant une émission maser et autre conséquence, la raie à 1720 MHz est beaucoup moins efficacement inversée que la raie à 1612 MHz.

La compréhension des mécanismes d'inversion de populations amène à trois remarques :

- Seul le pompage collisionnel à basse température est suffisamment efficace pour permettre un inversion de la raie à 1720 MHz.
- La présence d'émission maser à 1720 MHz signe la présence de choc dans des nuages dont la densité comprise entre 10^3 cm^{-3} et 10^5 cm^{-3} est significativement supérieure aux valeurs moyennes du milieu interstellaire.
- Les conditions très spécifiques nécessaires à l'inversion de la raie à 1720 MHz impliquent que l'inversion n'est pas systématique lorsque le milieu subit un choc.

4.4.1.4 Masers OH 1720 MHz & vestiges de supernova

La nature collisionnelle du pompage à l'origine de cette inversion de population fait de ces masers un indicateur fiable de nuages moléculaires choqués. De plus les conditions requises pour leur formation sont compatibles avec les mesures attendues dans un nuage après passage d'un choc frontal typique de vestige de supernova. Des mesures de densité et de température ont été réalisées en direction des nuages moléculaires associées aux vestiges de supernova IC 443 et W28, deux exemples connus de vestiges interagissant avec des nuages moléculaires. Elles ont révélées des températures de l'ordre de 80 K et des densités de l'ordre de 10^{4-5} cm^{-3} , totalement compatibles avec les gammes requises par les modèles théoriques. La confirmation apportée par ces résultats de la fiabilité de ce traceur d'interaction et la découverte à partir des années 1996 d'émissions masers à 1720 MHz provenant de plus de 20 vestiges de supernova en font un indicateur privilégié pour la recherche d'associations effectives ([80] à [84]).

Deux remarques concernent la répartition spatiale des masers, en particulier dans le cas de collisions de coquilles de vestiges de supernova avec des nuages moléculaires. La nature stimulée de l'émission maser nécessite d'une part une densité de colonne importante pour atteindre une amplification perceptible. D'autre part, l'amplification a lieu dans les zones où la cohérence des vitesses au sein du gaz est maximale [79][85]. Ces caractéristiques expliquent pourquoi les masers sont préférentiellement observés sur le pourtour des vestiges de supernova. Le gradient des vitesses du gaz est en effet minimal lorsque le choc se déplace perpendiculairement à la ligne de visée. Les conditions nécessaires à la formation du maser ne sont vraiment satisfaites que pour une mince région derrière le choc. Les lignes de visée tangentielles au choc offrent donc les colonnes densités les plus intéressantes pour l'amplification de l'émission.

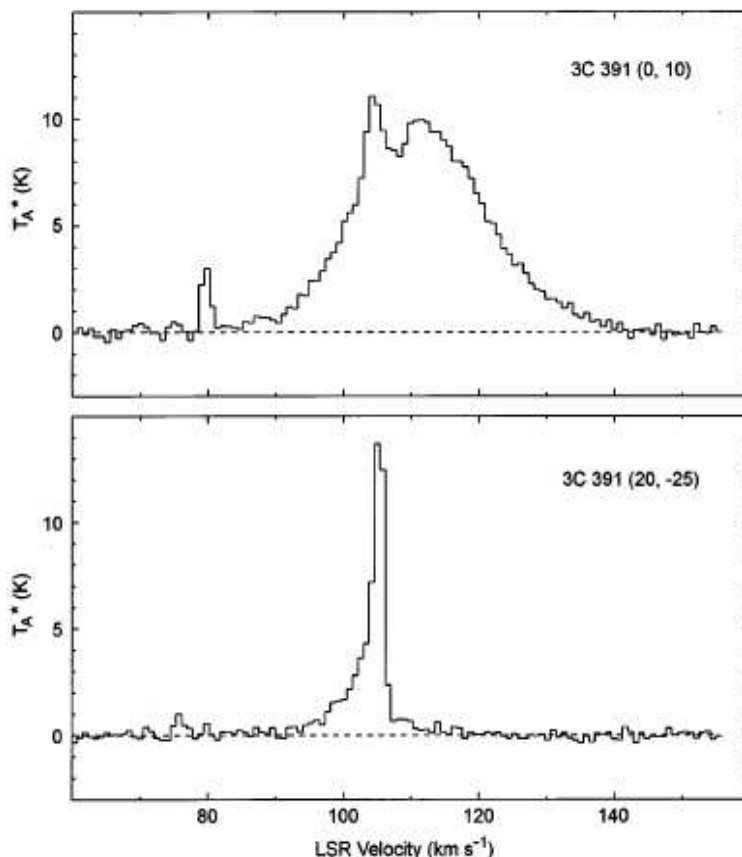


FIG. 4.8 – Exemple d'élargissement d'une raie moléculaire du CO en direction du vestige de supernova 3C391 (G31.9+0.0). Les profils ont été réalisés pour différentes directions dans la région du vestige. Cette figure est tirée de [86].

4.4.2 Élargissement de raies

Les raies spectrales moléculaires ne présentent jamais un profil de type fonction de Dirac. Différents mécanismes contribuent à élargir le profil d'une raie. L'un d'eux est lié à la nature quantique de l'émission et aux relations d'incertitudes de Heisenberg. L'énergie d'un niveau atomique peut en effet varier de ΔE pendant un intervalle de temps Δt tel que $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$. La transition vers un état d'énergie inférieure peut ainsi être affectée et ce quel que soit l'état du milieu. La collision entre deux atomes ou molécules va perturber légèrement les niveaux

atomiques de ces atomes et induire un décalage des transitions entre niveaux. Un autre effet naturel est l'effet Doppler qui rend compte de la dispersion de vitesse des molécules émettrices au sein du milieu. Pour les systèmes en équilibre, les molécules suivent une distribution en vitesse de type Maxwellienne et le profil peut être calculé analytiquement. A l'exception des nuages galactiques proches du centre de la Galaxie, les dispersions de vitesses radiales des raies moléculaires n'excèdent pas 10 km.s^{-1} . Les nuages proches du centre de la Galaxie font figure d'exception du fait des gradients de vitesses de rotation importants dans ces régions qui induisent des dispersions de vitesses bien supérieures à 10 km.s^{-1} .

Une autre source d'élargissement de raie provient des collisions de nuages moléculaires avec d'autres objets tels que le choc frontal d'un vestige de supernova. Des dispersions importantes de l'ordre de $\Delta V \sim 30 - 50 \text{ km.s}^{-1}$ ont été détectées pour des nuages moléculaires associés à des chocs frontaux [86]. Les fractions de nuages où sont observées ces dispersions coïncident pour la plupart avec les positions de masers OH à 1720 MHz. Ces associations indiquent clairement que le choc est en expansion aux abords ou à l'intérieur des nuages moléculaires. La figure 4.8 représente le profil d'une raie du CO dans la direction d'un nuage moléculaire associé avec le vestige de supernova 3C391 (G31.9+0.0). Le profil du haut correspond à la direction d'un des masers OH. Celui du bas correspond à un pointé décalé par rapport à la position des masers. L'élargissement de la raie visible sur la figure du haut indique la présence du choc à cet endroit.

La coïncidence avec la position de masers OH confirme que les élargissements de raies spectrales moléculaires sont des indicateurs de la présence de chocs au niveau des nuages moléculaires. L'analyse des profils des raies du CO peut donc permettre de tracer la présence de chocs dans d'autres nuages moléculaires, particulièrement lorsque les conditions ne sont pas requises pour la formation de masers OH à 1720 MHz et qu'une émission à cette fréquence n'est pas observée.

4.5 Problèmes inhérents et incertitudes

4.5.1 Caractérisation des nuages moléculaires

4.5.1.1 Incertitude sur la distance

L'utilisation des nuages moléculaires en tant que sonde pour l'accélération de hadrons nécessite de savoir si l'association entre accélérateur et cible est effective. Les estimations de distances réalisées au travers de paramétrisations de courbes de rotation comportent quelques incertitudes. Des fluctuations importantes par rapport aux ajustements sont observées, de l'ordre de 5 km.s^{-1} (RMS de la distribution des résidus de l'ajustement). Elles peuvent atteindre 15 km.s^{-1} pour certaines régions. Cette erreur sur la vitesse radiale peut conduire à des erreurs importantes sur la distance nous séparant de ces objets. De plus, les estimations de distance à partir de vitesses radiales sont entièrement dépendantes de la distance nous séparant du centre de la Galaxie. Les incertitudes sur l'estimation de cette distance vont être à l'origine d'une source d'erreurs supplémentaires. Des mesures récentes soutiennent en effet qu'il se situerait plus proche du système Solaire que l'estimation utilisée pour la paramétrisation de la figure 4.5 ($7.62 \pm 0.32 \text{ kpc}$ [72]).

4.5.1.2 Incertitude sur la masse et densité

Les erreurs commises sur l'estimation des masses sont de deux ordres. D'une part la résolution spatiale et en vitesse radiale des données ne permet généralement pas de définir avec précision les contours du nuage et son extension en vitesse radiale. Les profils de la raie du

CO comportent de nombreuses structures se chevauchant et la détermination de l'extension du nuage en terme de vitesse radiale est difficile. Il en résulte une erreur sur l'intensité intégrée de la raie CO. Une difficulté réside également pour définir avec précision les contours et les profils de densité des nuages. La densité estimée s'en trouve très incertaine.

D'autre part, la conversion entre l'intensité de la raie du CO et la densité de colonne dépend du facteur X . Ce coefficient est très variable, sa détermination pour un point particulier de la Galaxie est complexe. Par ailleurs, il évolue avec la distance au centre de la Galaxie. Un facteur 4 serait observé entre les valeurs mesurées en direction du centre de la Galaxie et des régions plus lointaines. La contrainte de ce facteur et de ses dépendances est un sujet d'actualité en radio-astronomie.

4.5.2 Contraintes sur l'émission leptonique

La présence de nuages moléculaires dans le voisinage d'accélérateurs augmente la visibilité d'une population de hadrons de haute énergie au regard d'une population d'électrons. Toutefois le rayonnement Bremsstrahlung dont le temps caractéristique est très supérieur à celui de la diffusion Compton inverse pour une densité du milieu ambiant faible ($\sim 1 \text{ cm}^{-3}$) devient comparable et inférieur en deçà de quelques dizaines de TeV pour une densité de l'ordre de 10^3 cm^{-3} (figure 4.3). Le temps caractéristique de ce processus est par ailleurs du même ordre de grandeur que celui de l'interaction proton-proton. Une contribution à l'émission γ de très haute énergie par des électrons corrélée avec la densité de matière est de ce fait possible.

Les champs magnétiques présents à l'intérieur des nuages sont plus intenses que dans le milieu interstellaire standard [87]. Les mesures d'effet Zeeman sur plusieurs raies de masers OH à 1720 MHz montrent que les champs magnétiques dans les nuages moléculaires après passage d'un choc sont de l'ordre de $100 \mu\text{G}$ voire quelques mG. Dans un tel champ magnétique, une population d'électrons accélérés vieillit très rapidement.

Certains nuages moléculaires abritent aussi des régions de formation d'étoiles. Le champ de photons présent au niveau du nuage moléculaire est dans ce cas intensifié et peut contribuer à rendre le processus Compton inverse performant. La diffusion Compton inverse est en première approximation proportionnelle à la densité d'énergie du champ de photon. La présence d'un amas d'étoiles ou d'une région de formation d'étoiles peut contribuer à l'augmentation de la diffusion Compton inverse des électrons.

4.5.3 Accélération de rayons cosmiques dans les nuages moléculaires

Les nuages moléculaires ne constituent pas des sondes passives. En effet, la propagation d'un choc frontal de vestige de supernova à l'intérieur d'une zone de matière dense a plusieurs conséquences. Le choc lui-même est ralenti et réduit par conséquent l'efficacité d'accélération. Par ailleurs, la quantité de matière balayée par le choc augmente beaucoup plus rapidement que dans le milieu interstellaire standard. Le fait que la densité de matière et la température augmente au niveau du choc provoque un passage plus rapide du choc dans le stade radiatif où les pertes par radiations deviennent prédominantes. L'accélération des rayons cosmiques n'est plus aussi efficace dans ces conditions.

4.6 Perspectives

L'observation d'associations de nuages moléculaires avec des vestiges de supernova semble être la sonde idéale pour mettre en évidence l'accélération de hadrons au sein de ces objets.

Bien que n'étant pas une sonde passive, la présence d'un nuage compact de dimension réduite par rapport au vestige de supernova devrait rendre visible une population de hadrons sans modification majeure des capacités d'accélération.

L'observation d'une grande partie des vestiges de supernova répertoriés dans la raie à 1720 MHz correspondant à un des masers OH a été réalisée par plusieurs études ([80] à [84]). Une émission maser à cette fréquence a été détectée en provenance de plus de vingt vestiges de supernova. Ces détections confirment la présence d'associations de vestiges de supernova avec des nuages moléculaires.

L'observation systématique du plan de la Galaxie proche du centre Galactique par H.E.S.S. procure un temps d'observation suffisant pour rechercher une émission de rayons γ de très haute énergie provenant d'associations potentielles. Une analyse de plusieurs sources de rayons γ sera présentée dans la suite de cette étude ainsi que l'interprétation de l'émission en tant qu'interaction de rayons cosmiques dans des nuages moléculaires.

Chapitre 5

Une nouvelle source de rayons γ dans la constellation de Monoceros

Sommaire

5.1	Analyse des données HESS	84
5.1.1	Une nouvelle source HESS J0632+057	84
5.1.2	Analyse morphologique	85
5.1.3	Analyse spectrale	85
5.2	Recherche d'associations possibles	89
5.2.1	La source EGRET 3EG J0634+0521	89
5.2.2	Le vestige de supernova de Monoceros	89
5.2.3	La source de rayons X ROSAT	90
5.2.4	L'étoile de type Be MWC 148	91
5.3	Association du vestige de supernova avec un nuage moléculaire . .	92
5.3.1	Recherche de nuages moléculaires	92
5.3.2	Observations du CfA 1.2 millimeter-wave radio telescope	93
5.3.3	Implication sur la densité de rayons cosmiques dans le nuage	94
5.3.4	Observations du télescope NANTEN	94
5.4	Conclusion et perspectives	95

5.1 Analyse des données HESS

5.1.1 Une nouvelle source HESS J0632+057

La région du vestige de supernova de Monoceros a été couverte par HESS dès mars 2004. Un système binaire, SAX J0635.2+0533, est présent dans cette région. Il a été observé durant plus d'une heure en 2004. Aucun signal n'a été détecté en direction de ce système binaire. Une source peu étendue a par contre été révélée dans le champ de vue, significativement distante de la position du système binaire [88]. L'excès a été observé durant les deux années suivantes et un total de 31 séries d'acquisitions sont disponibles après application des critères de sélection définis précédemment. Ce jeu de données correspond à un temps d'observation de 12.1 heures après correction du temps mort du détecteur.

Du fait de la localisation de la constellation de Monoceros proche de l'anti-centre de la Galaxie, les conditions d'observation optimales de cette source sont satisfaites dans l'hémisphère nord. L'observation par HESS est donc réalisée lors de l'hiver de l'hémisphère nord et pour des angles zénithaux importants compris entre 29 degrés et 59 degrés, avec pour valeur moyenne 39 degrés. Le seuil en énergie résultant de ces conditions est de 370 GeV pour une coupure sur l'intensité des images à 60 photo-électrons et 550 GeV pour une coupure à 200 photo-électrons.

Une recherche de source ponctuelle a été réalisée dans le champ de vue (figure 5.1). Les données supplémentaires confirment la présence de l'excès d'évènements qui est toujours présent avec l'application d'une coupure plus stricte sur l'intensité des images à 200 photo-électrons (figure 5.1 *droite*). Une fluctuation statistique est exclue à 7.3σ et l'excès compte 170 γ à l'intérieur d'une région de 0.1 degrés de rayon. Le nombre de positions tests dans le champ de vue est de l'ordre de 10^4 . En tenant compte de la probabilité d'avoir une fluctuation dans l'ensemble du champ de vue, une fluctuation statistique est exclue à 5.6σ .

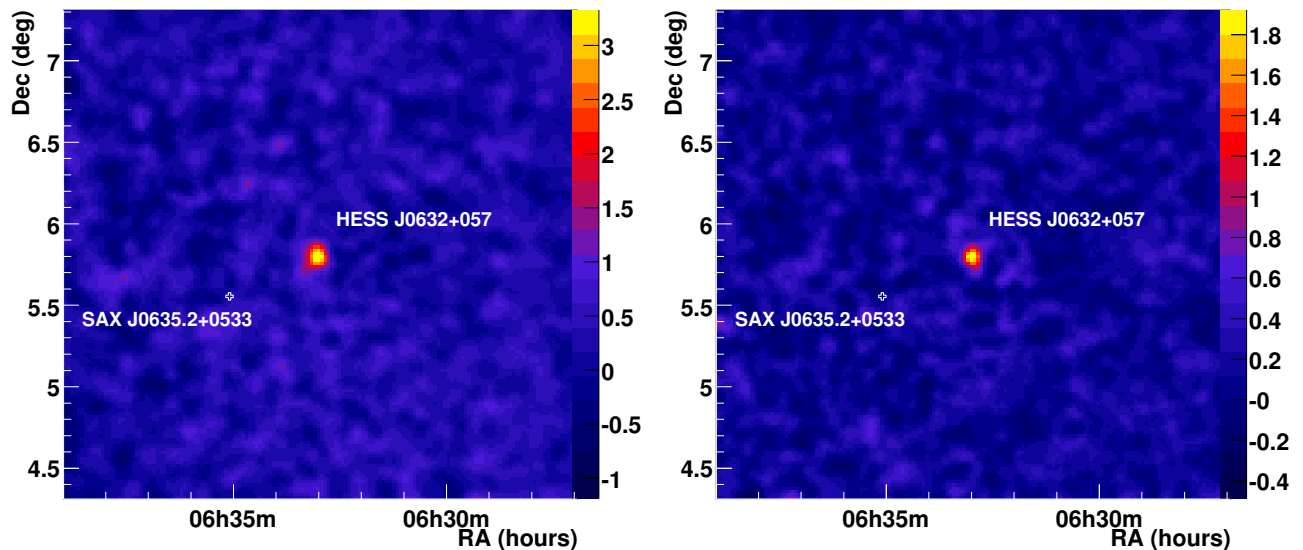


FIG. 5.1 – *Gauche* : Carte d'excès obtenue par HESS autour du système binaire SAX J0635.2+0533 (croix blanche) avec une coupure sur l'intensité des images à 60 photo-électrons. La carte est lissée avec la fonction d'étalement de l'instrument. *Droite* : Carte d'excès de la même région obtenue avec une coupure à 200 photo-électrons sur l'intensité des images.

5.1.2 Analyse morphologique

Le signal observé est visuellement très peu étendu au regard de la fonction d'étalement de l'instrument (PSF). La figure 5.2 est la distribution des évènements autour du centroïde de l'émission. La distribution du signal est compatible avec la PSF représentée par la courbe continue rouge. Un ajustement de source ponctuelle convoluée par la PSF a été réalisé sur les données. La position ajustée de cette nouvelle source est $06^{\text{h}}33^{\text{min}}01.1^{\text{s}}$ en ascension droite et $05^{\circ}48'08''$ en déclinaison. Les erreurs statistiques sur cette position sont de $28''$ sur chaque axe, et les erreurs systématiques sont estimées à $20''$.

L'extension de la source a été étudiée. L'ajustement d'une distribution avec un profil Gaussien convoluée avec la PSF n'en améliore pas la qualité. Le χ^2 est identique à celui obtenu par l'ajustement d'une source ponctuelle pour un degré de liberté supplémentaire. L'extension de la source (sigma de la Gaussienne) ajustée est compatible avec 0. Une limite supérieure a été déduite de cet ajustement et contraint l'extension à être inférieure à $2'$ à 95 % de confiance.

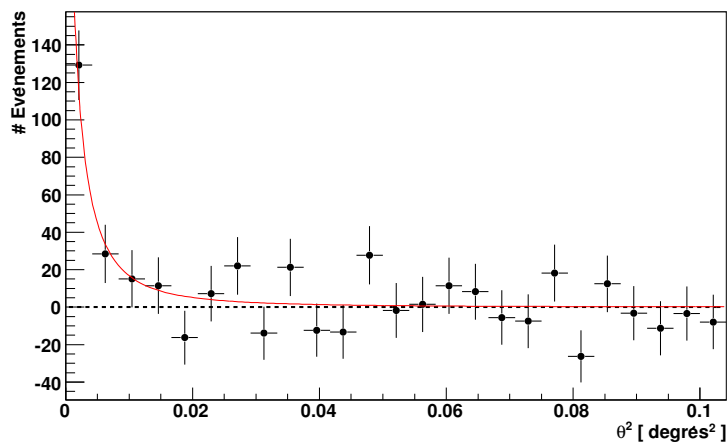


FIG. 5.2 – Distribution des évènements en fonction du carré de la distance angulaire au centre de la sources HESS J0632+057. La courbe rouge est la fonction d'étalement de l'appareil mise à l'échelle de la distribution de signal.

5.1.3 Analyse spectrale

Le spectre en énergie de l'émission a été obtenu pour le signal intégré à l'intérieur d'une région de 0.1 degrés de rayon autour de la position ajustée de la source. Une loi de puissance a été ajustée sur ce spectre (figure 5.3). Le χ^2 de l'ajustement est de 24.3 pour 22 degrés de liberté, correspondant à une probabilité de 0.33. Les paramètres ajustés de la loi de puissance sont un indice spectral de $2.60 \pm 0.22_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{sys}}$ et une normalisation de $9.2 \pm 1.4_{\text{stat}} \pm 2.8_{\text{sys}} \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. Le flux intégré au delà de 1 TeV correspond à 2.6 % du flux observé en provenance de la nébuleuse du Crabe au delà de la même énergie. Un ajustement de loi de puissance avec une coupure exponentielle à haute énergie a été testé. Il ne converge pas vers des valeurs physiques des paramètres du modèle et le χ^2 n'est pas amélioré (26.7 pour 21 degrés de liberté).

Un des détecteurs Tcherenkov au sol de génération précédente, HEGRA, observa la région où se situe l'excès détecté par HESS. Il obtint une limite supérieure sur le flux au delà de 800 GeV. Le flux observé par HESS est compatible avec cette limite supérieure (figure 5.6).

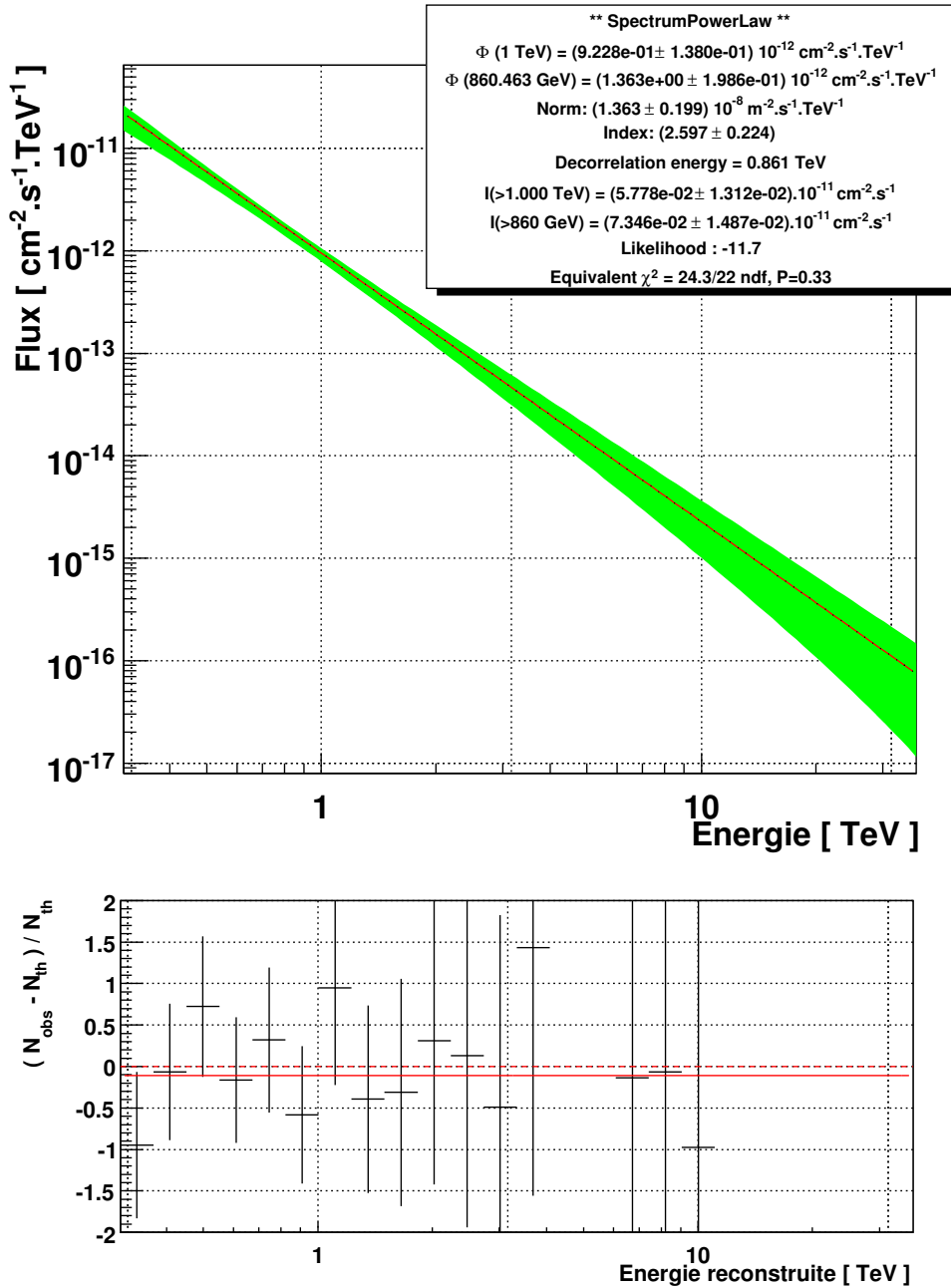


FIG. 5.3 – *Haut* : Ajustement de loi de puissance sur le spectre en énergie de la source HESS J0635+057. *Bas* : Résidus de l'ajustement.

La nature ponctuelle de la source est très intéressante si celle-ci appartient à notre Galaxie. La connaissance de la variabilité de l'émission est dans ce cas cruciale pour contraindre la nature de la source. La courbe de lumière de l'émission est représentée sur la figure 5.4 *haut*. Chaque point correspond à une acquisition. Un ajustement de constante donne un χ^2 de 19.23 pour 28 degrés de liberté, correspondant à une probabilité de 0.89. Du fait de l'émission faible (proche de la limite de sensibilité du détecteur), les erreurs statistiques relatives sont très importantes. Par ailleurs, les observations de cette source ne pouvant être réalisées que lors de l'été de l'hémisphère sud, les données sont éparpillées au sein de quatre mois chaque année. Il est difficile dans ces conditions de contraindre efficacement la variabilité de la source. Il n'y a pas de variabilité significative visible sur la figure 5.4 *haut*. Une variabilité à long terme a été testée. Les acquisitions ont été regroupées par années. La courbe de lumière correspondante est présentée sur la figure 5.4 *bas*. Le χ^2 de l'ajustement d'une constante est de 2.55 pour deux degrés de liberté et correspond à une probabilité de 0.28. Le premier point de cette courbe de lumière ne correspond qu'à 1 heure de donnée. Il n'y a pas non plus de variabilité significative de la source à long terme.

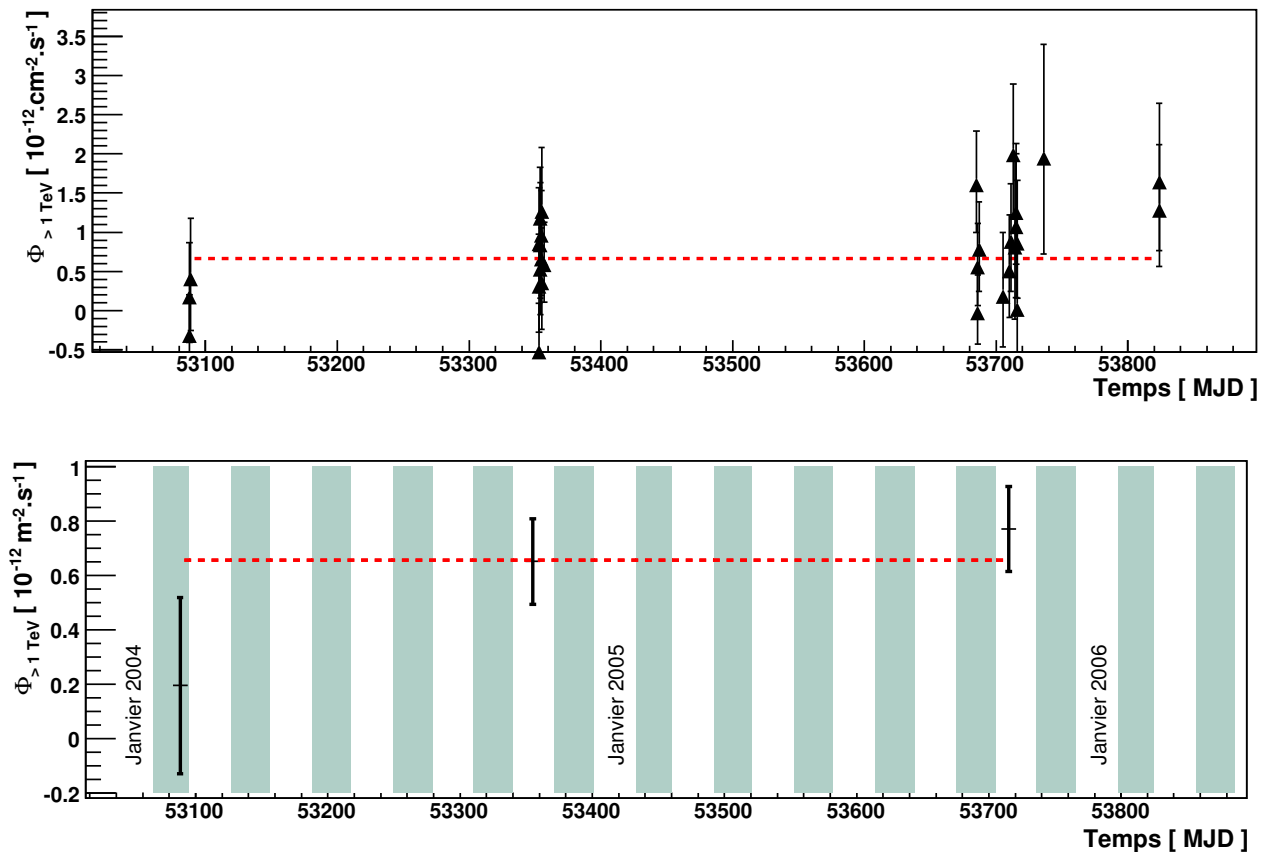


FIG. 5.4 – *Haut* : Courbe de lumière de la source HESS J0632+057. La droite rouge pointillée est un ajustement de constante. Chaque point est une acquisition. *Bas* : Chaque point correspond à une année. La droite rouge pointillée est un ajustement de constante.

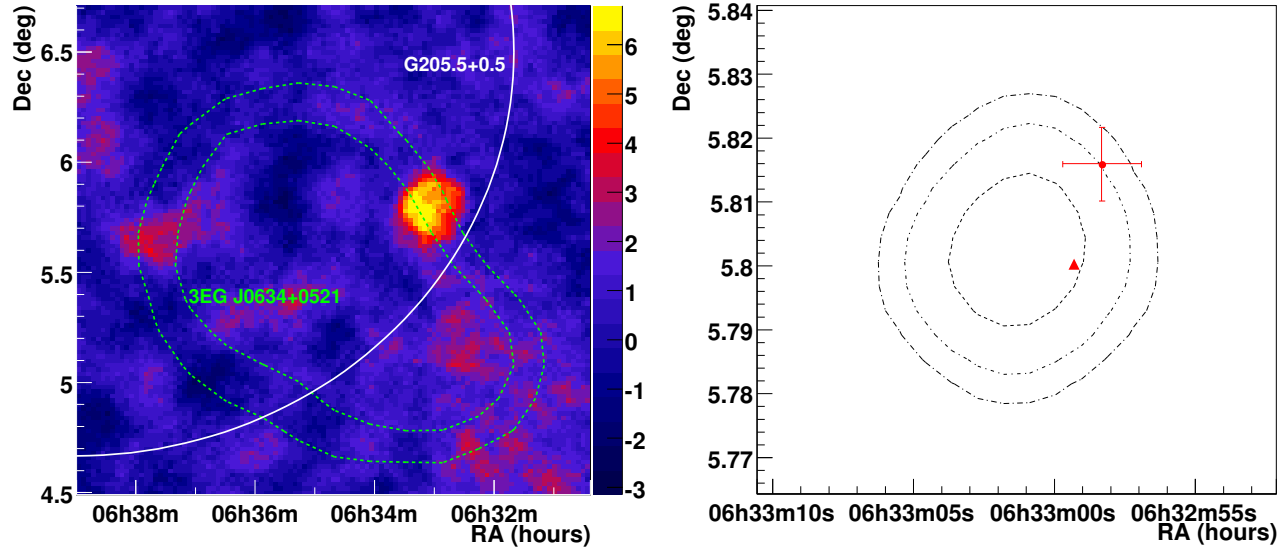


FIG. 5.5 – *Gauche* : Carte de significativité de la source HESS J0632+057 obtenue avec un sur-échantillonnage de 0.076 degrés de rayon (correspondant à 68 % de la fonction d'étalement). Les courbes vertes en pointillés sont les contours de 95 % et 99 % de la source EGRET 3EG J0634+0521. L'arc de cercle blanc est l'extension de la coquille du vestige de supernova G205.5+0.5. *Droite* : Intervalle de confiance de la position de la source HESS J0632+057 (68 %, 95 %, 99 %). Le triangle rouge marque la position de l'étoile de type Be MWC 148. La croix rouge indique la position de la source de rayons X 1RXS J063258.3+054857 et son incertitude.

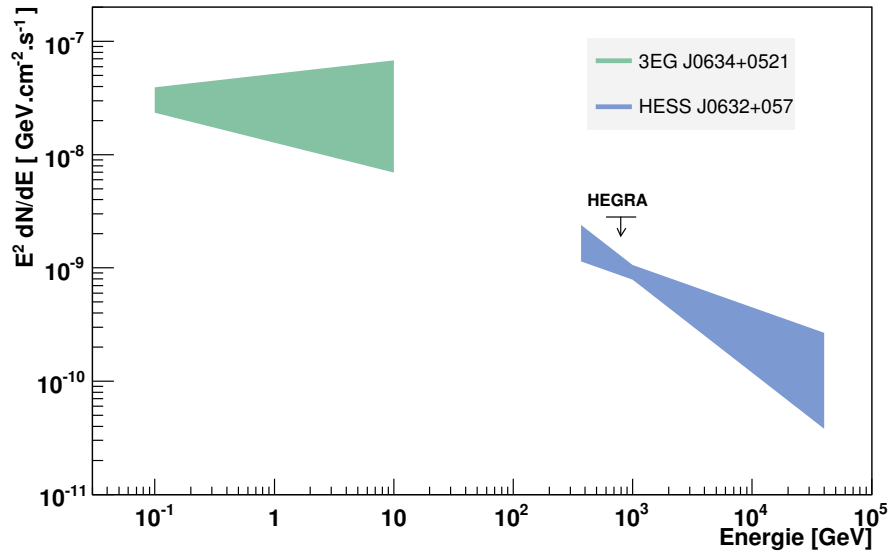


FIG. 5.6 – Spectre en énergie en E^2 de la source HESS J0632+057 et de la source EGRET 3EG J03634+0521. La limite supérieure obtenue par l'expérience HEGRA au delà de 800 GeV est représentée, convertie en flux différentiel avec l'indice spectral de HESS J0632+057 [89].

5.2 Recherche d'associations possibles

5.2.1 La source EGRET 3EG J0634+0521

Une contrepartie possible de la nouvelle source de rayons γ est la source EGRET 3EG J0634+0521 (figure 5.5) bien que la coïncidence entre les deux émissions ne soit pas sans ambiguïté. L'excès observé par H.E.S.S. se situe entre les contours à 95 % et 99 % de confiance de la position de la source EGRET. Compte tenu de la résolution angulaire de l'expérience EGRET et du fait que cette source est considérée comme compliquée, une association ne peut être exclue. La comparaison des spectres en énergie des deux émissions étaye cette hypothèse. La figure 5.6 représente les lois de puissances ajustées sur les deux spectres en énergie. Le spectre en énergie de la source EGRET est représenté par une loi de puissance d'indice spectral 2.03 ± 0.26 et de flux intégré au delà de 100 MeV $(25.5 \pm 5.1) \times 10^{-8} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Cette loi de puissance est visuellement compatible avec une extrapolation du spectre observé par HESS à plus basse énergie. Un ajustement obtenu en supposant que les flux intégrés sont issus d'une même loi de puissance donne un indice spectral de 2.41 ± 0.06 . Cet indice est compatible avec ceux obtenus pour les deux émissions (1.5σ de déviation pour la source EGRET et 0.9σ pour la source HESS).

La continuité du spectre en énergie à plus basse énergie telle qu'elle est suggérée par cette possible association avec la source EGRET a des conséquences importantes pour contraindre la nature de l'émission de rayons γ . Comme évoqué précédemment, une continuité du spectre en énergie est attendue dans le cas d'une émission de rayons γ par l'interaction de rayons cosmiques hadroniques alors qu'une coupure doit être présente dans le cas d'une émission leptonique. L'association avec la source EGRET, si elle est confirmée étaye l'hypothèse d'une origine hadronique.

5.2.2 Le vestige de supernova de Monoceros

Le vestige de supernova de Monoceros a été identifié pour la première fois en 1963 [91]. Il s'agit d'un vestige de grand diamètre, proche de 3.5 degrés, situé entre l'amas d'étoile NGC 264 et une région d'hydrogène ionisé H_{II}, la nébuleuse de Rosette. L'émission radio de cette région montre une structure complexe. Une structure filamenteuse non thermique est observée dans la partie sud-ouest de la coquille où a lieu une superposition apparente avec la nébuleuse de Rosette (figure 5.7).

A partir d'observations en longueur d'onde optique, la vitesse de propagation de la coquille a été estimée à 50 km s^{-1} [92]. Ces observations permirent aussi d'estimer la vitesse radiale du vestige à $12 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$. Des observations radio plus précises montrèrent que l'émission non thermique filamenteuse est vraisemblablement absorbée par la nébuleuse de Rosette [93]. Le vestige se situerait donc en arrière de la nébuleuse. Celle-ci renferme un amas d'étoile NGC 2244, dont la distance a pu être déterminée avec précision à $1.39 \pm 0.1 \text{ kpc}$ [94]. La vitesse radiale déterminée à partir de mesures optiques coïncide bien avec cette distance (figure 4.6). A une distance de 1.4 kpc - 1.6 kpc, le diamètre du vestige est de l'ordre de 80 pc - 90 pc.

La vitesse de propagation de la coquille du vestige indique que celui-ci a un âge avancé. En supposant une vitesse actuelle de 50 km s^{-1} , les modèles d'évolution prédisent un âge de 1.5×10^5 ans [95]. L'absence d'absorption au travers du vestige en infrarouge lointain démontre l'absence de matière chauffée et ionisée au niveau de la coquille et confirme que le vestige est dans une phase d'évolution avancée. La comparaison de mesures en rayons X réalisée avec le satellite Einstein avec des modèles d'évolution permet de déduire un âge moindre de 3×10^4 ans [96]. Bien que ces estimations soient différentes, elle tendent toutefois à indiquer que le vestige est

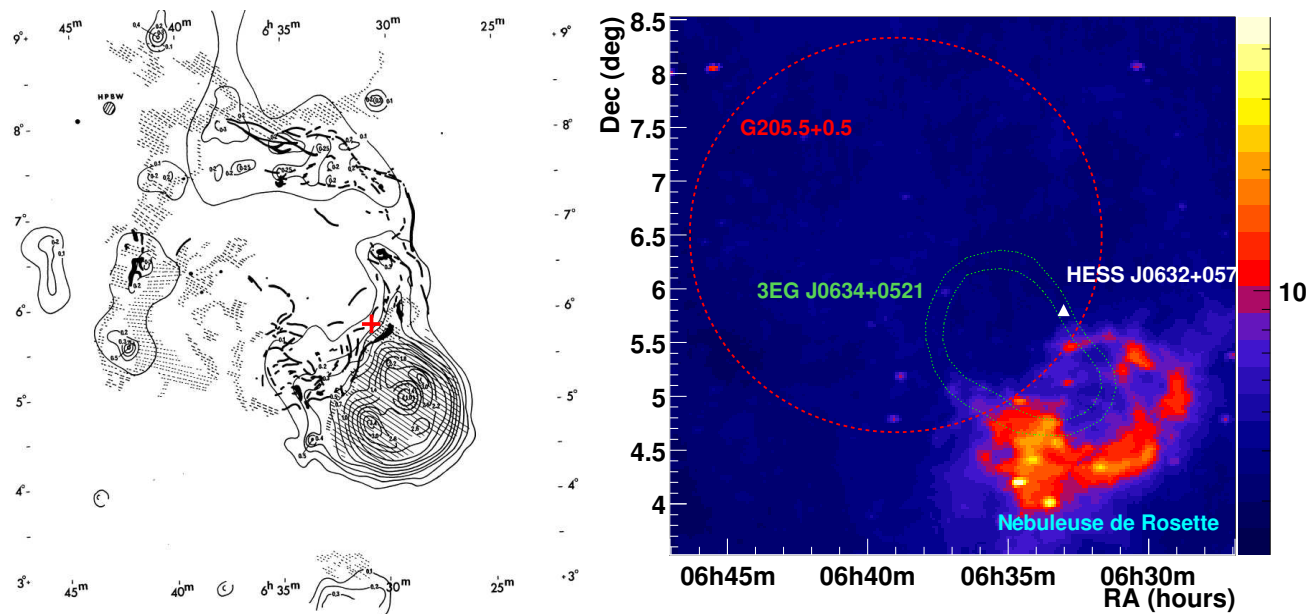


FIG. 5.7 – *Gauche* : Schéma représentant les structures diffuses et filamenteuses de l'émission $\text{H}\alpha$ et N_{II} (traits noirs épais) superposées aux contours de l'émission radio à 2650 MHz. Les zones grisées sont les régions d'émission diffuse. Le vestige de supernova de Monoceros est visible dans la partie nord-est. La nébuleuse de Rosette est elle visible dans la partie sud-ouest. La croix rouge est la position de la source HESS J0632+057. Les coordonnées de cette carte sont exprimées en RA/Dec B1950. Cette figure est tirée de [90]. *Droite* : Observations de l'observatoire spatial infrarouge IRAS à 12 μm . Le cercle rouge pointillé est l'extension du vestige de supernova G205.5+0.5. Les contours de 95 % et 99 % de confiance de la position de la source EGRET 3EG J03634+0521 sont représentés en vert. La position de la source HESS est représentée avec un triangle blanc.

en fin de phase de Sedov ou en phase radiative. L'accélération de particules à un tel stade d'évolution du vestige n'est plus attendue.

La présence de filaments d'émission non thermique dans la partie sud-ouest du vestige suggère que la coquille est en interaction avec le milieu environnant. Une majorité de ces filaments est présente dans la partie du vestige en superposition avec la nébuleuse de Rosette (figure 5.7 *gauche*). Compte tenu des distances comparables entre les deux objets, il a été suggéré que le vestige est en interaction avec la nébuleuse [90]. L'émission de rayons γ observée dans la gamme en énergie du GeV pourrait de ce fait être le produit d'interaction de hadrons accélérés par le vestige dans la nébuleuse, dont la densité a été estimée à 40 cm^{-3} [1]. La source EGRET décrite précédemment est localisée dans cette région et étaye cette hypothèse.

5.2.3 La source de rayons X ROSAT

Une source faible de rayons X a été détectée par ROSAT dans cette région, cataloguée sous le nom de 1RXS J063258.3+054857. Sa position est compatible avec celle de la source HESS compte tenu de l'erreur de $21''$ sur sa position et de celle sur la position de la source HESS (figure 5.5 *droite*). En tenant compte de ces mêmes erreurs et du nombre de sources dans le champ de vue, la probabilité d'une coïncidence d'une source de ce type avec la source HESS

est de 0.1 %.

Cette source est toutefois trop faible pour contraindre la nature de l'émission. La densité d'énergie de l'émission en rayons X est de l'ordre de 10^{-13} erg cm⁻² s⁻¹. Si l'émission observée en rayons X est l'émission synchrotron d'électrons relativistes rayonnant dans la gamme du TeV par diffusion Compton inverse sur les photons du CMB, alors la densité d'énergie des rayons X est reliée à la densité d'énergie en rayons γ par la relation :

$$\frac{w_\gamma}{w_X} \approx 0.1 \times \xi \times \left(\frac{B}{10\mu\text{G}}\right)^2$$

où w_X et w_γ sont les densités d'énergie en rayons X et γ , B est le champ magnétique et ξ correspond au rapport des extensions des deux émissions (dans le cas présent $\xi \sim 1$) [134]. La densité d'énergie des rayons X comparée à celle observée par HESS, de l'ordre de 10^{-12} erg cm⁻² s⁻¹, implique un champ magnétique $< 1 \mu\text{G}$, ce qui semble peut probable compte tenu des valeurs moyennes mesurées dans la Galaxie (entre $3 \mu\text{G}$ et $6 \mu\text{G}$).

Deux hypothèses permettraient d'expliquer le faible flux observé par ROSAT s'il est associé à la source HESS. L'émission en rayons X peut avoir été absorbée par le milieu interstellaire de manière plus importante que les rayons γ . Par ailleurs, une distribution de protons de haute énergie interagissant avec le milieu environnant produit des pions neutres se désintégrant en rayons γ de très haute énergie mais aussi des pions chargés aboutissant à la création d'électrons et positrons. Ces leptons secondaires peuvent émettre un rayonnement synchrotron dans la gamme des rayons X. La densité d'énergie de ce rayonnement est plus faible que celle des rayons γ . Ces deux effets pourraient ainsi expliquer la faible densité d'énergie des rayons X comparée aux rayons γ .

5.2.4 L'étoile de type Be MWC 148

Un autre objet est potentiellement associé à l'émission de rayons γ . Il s'agit d'une étoile de type Be, MWC 148 (HD 259440). Sa position est compatible avec celle de la source HESS (figure 5.5 *droite*). Trois étoiles de ce type sont présentes dans le champ de vue des observations. En prenant en compte l'erreur sur la position de la source HESS, la probabilité d'obtenir une coïncidence d'une telle étoile avec la source HESS dans le champ de vue est de l'ordre de 7×10^{-5} .

Les étoiles de type Be sont des étoiles en rotation très rapide. Elles éjectent de grandes quantités de matière formant un disque de matière sur leur plan équatorial. Un champ magnétique très intense pourrait être à l'origine de ces expulsions de matière sous forme de disque, pouvant atteindre des vitesses de 1000 km s^{-1} et des quantités de l'ordre de 10^{-7} masses solaires par an. Une émission intrinsèque de rayons γ de très haute énergie par une étoile de ce type semble peu probable. Toutefois, elles réunissent tous les ingrédients nécessaires pour une émission de rayons γ de très haute énergie si elles appartiennent à un système binaire. En effet, le vent d'électrons relativistes d'un pulsar compagnon, orbitant autour de cette étoile, peut interagir avec le vent stellaire lors de son passage au travers du disque équatorial pour former une onde choc. Une émission de rayons γ peut ainsi être produite par diffusion Compton inverse des électrons sur le champ de photons de l'étoile. Un système binaire de ce type a déjà été observé par HESS. La source de rayons γ de haute énergie HESS J1302-638 est issue de l'interaction du pulsar PSR B1259-63 sur une étoile de type Be [98]. De même une émission de rayons γ est attendue dans le cas de μ -quasars (trou noir orbitant autour d'une étoile). Aucun compagnon n'a toutefois été observé à d'autres longueurs d'onde. De même l'émission d'un tel système est très vraisemblablement variable. Il n'a pas été rapporté de variabilité dans d'autres longueurs d'onde.

5.3 Association du vestige de supernova avec un nuage moléculaire

Le vestige de supernova de Monoceros est, du fait de sa possible interaction avec la nébuleuse de Rosette, un candidat potentiel d'association d'accélérateur de particules avec un nuage moléculaire. La nature ponctuelle de la source observée dans cette région pose toutefois un problème si on souhaite l'associer au vestige de supernova. Seule la présence d'un nuage moléculaire compact, de dimension faible par rapport à la précision angulaire de l'expérience, pourrait expliquer cette morphologie.

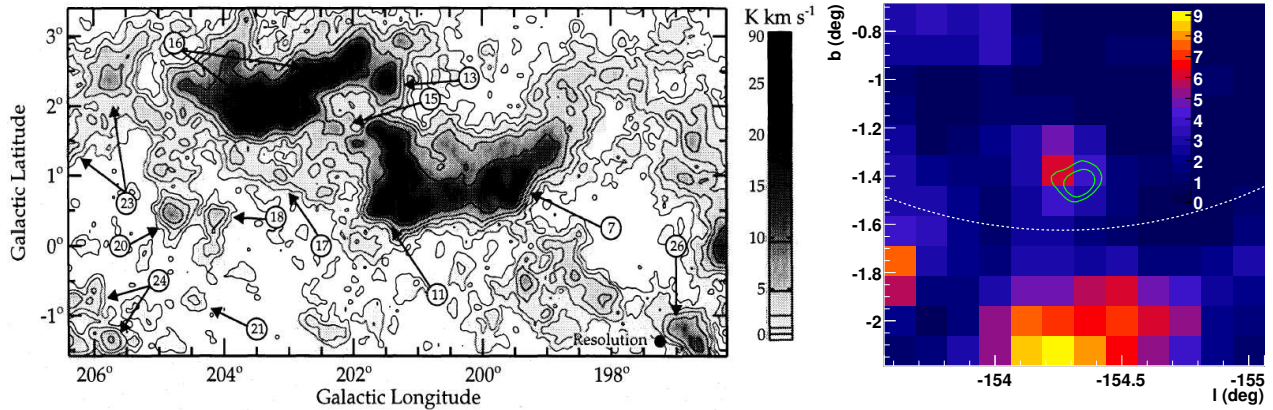


FIG. 5.8 – *Gauche* : Carte de la raie du CO intégrée entre 0 km s^{-1} et $+15 \text{ km s}^{-1}$ de la région de Monoceros. Cette figure est tirée de [100]. *Droite* : Carte de l'intensité de la raie du CO intégrée sur l'ensemble des vitesses radiales en direction de HESS J0632+057. Les contours verts correspondent aux contours d'excès de la source HESS J0632+057. L'arc de cercle blanc en pointillés correspond à l'extension de la coquille du vestige de supernova G205.5+0.5.

5.3.1 Recherche de nuages moléculaires

Une recherche de nuage moléculaire compact a été menée dans les cartographies de matière réalisées à partir d'observations de la raie du CO. Un nuage correspondant est observé dans la cartographie réalisée par le CfA 1.2 millimeter-wave radio telescope [100]. Ces observations s'étendent entre 196 degrés et 206.5 degrés de longitude et -1.5 degré et 3.5 degré de latitude. Elles couvrent la région de Monoceros et plus particulièrement celle où se situe la nouvelle source HESS. La figure 5.8 *gauche* représente la carte de l'intensité du CO correspondante. Le nuage considéré est reporté comme le nuage 24 dans le coin en bas à gauche. La figure de *droite* est un agrandissement de la région du vestige de supernova où sont superposés les contours de significativité de la source HESS. Le nuage est en apparente coïncidence avec l'émission HESS et constitue de ce fait un candidat intéressant pour l'origine de la source de rayons γ .

La vitesse radiale moyenne de ce nuage, 13.8 km s^{-1} , est compatible avec celle obtenue par des mesures optiques pour le vestige de supernova, $12 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$ [92]. Le nuage se situe donc à proximité du vestige. Étant en projection à l'intérieur du vestige (figure 5.8 *droite*), la possibilité que le nuage soit en contact avec la coquille ou à l'intérieur de la coquille (dépassé par le choc frontal) n'est pas exclue. La masse du nuage a été estimée à 3.6×10^3 masses solaires. Cette masse est vraisemblablement surestimée étant donné qu'elle inclut les deux composantes du

nuage mis en évidence dans le coin bas gauche de la figure 5.8 *gauche*. La coïncidence spatiale en distance radiale et la quantité de matière contenue dans ce nuage renforcent l'hypothèse que ce nuage est à l'origine de l'émission de rayons γ de très haute énergie. Une analyse plus détaillée de ces observations dans la raie du CO est présentée par la suite.

5.3.2 Observations du CfA 1.2 millimeter-wave radio telescope

Les observations du Harvard Smithsonian CfA (Center for Astrophysics) 1.2 millimeter-wave radio telescope dans la raie du CO à 115 GHz ($J=1\rightarrow 0$), présentées précédemment, ont été menées entre janvier et mai 1993. Une recherche de nuage coïncident avec la position de la source HESS a été réalisée. La figure 5.9 *gauche* représente le profil de l'intensité de la raie du CO en direction de la position ajustée de la source HESS. La droite rouge en pointillés représente 3σ de la distribution du bruit des données. Le nuage reporté dans la littérature correspond au pic observé. L'émission sort significativement du bruit de fond et a pour vitesse radiale moyenne $12.8 \pm 0.9 \text{ km s}^{-1}$. La carte correspondant à la bande de vitesse radiale de 10 km s^{-1} à 20 km s^{-1} centrée sur la position du nuage est représentée sur la figure 5.9 *droite*. Un ajustement de double Gaussienne permet de définir un centroïde pour le nuage. La qualité de l'ajustement est très médiocre du fait de la résolution des données et de la dissymétrie du nuage. La position ajustée et son erreur sont représentées sur la figure avec une croix noire, la position de la source HESS est, elle, représentée avec une croix blanche. La probabilité que les centroïdes soient coïncidents est de 0.38. Le calcul de la masse du nuage donne 2.2×10^3 masses solaires. Cette estimation confirme que la masse du nuage évoquée précédemment est surestimée par la prise en compte de nuages adjacents.

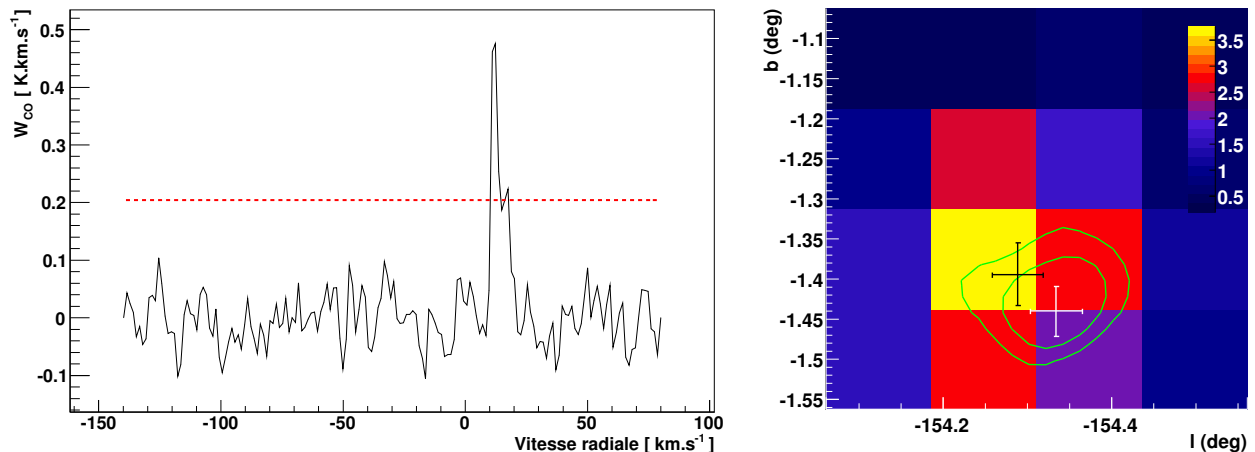


FIG. 5.9 – *Gauche* : Profil de l'intensité de la raie du CO dans la direction de HESS J0632+057. La droite rouge en pointillés correspond à 3σ de la distribution du bruit de l'antenne. *Droite* : Carte de l'intensité de la raie du CO intégrée entre 10 km s^{-1} et 20 km s^{-1} . Les contours verts correspondent aux contours d'excès de la source HESS J0632+057. La croix noire indique la position du nuage et son incertitude estimées par un ajustement d'une fonction Gaussienne deux dimensions. La croix blanche est la position de la source HESS J0632+057 et son incertitude.

La résolution moyenne de cette cartographie de la raie du CO ne permet pas d'exclure une association de la source HESS avec ce nuage. Étant donné que les distances au vestige

de supernova et au nuage sont compatibles, celui-ci constitue une sonde intéressante pour les rayons cosmiques potentiellement accélérés par le vestige. Deux questions doivent toutefois être abordées, à savoir si la quantité de matière au sein du nuage est suffisante pour rendre visible les hadrons accélérés et si des observations plus précises confirment la coïncidence du nuage avec l'émission de rayons γ .

5.3.3 Implication sur la densité de rayons cosmiques dans le nuage

La densité de rayons cosmiques au niveau du nuage peut être estimée à partir de la masse de matière et du flux observé de rayons γ . Lors de la production de pions neutres π^0 créés par des collisions proton-proton, le π^0 emporte une fraction moyenne $\kappa_\pi \sim 0.17$ de l'énergie cinétique du proton dans le référentiel du nuage (cible fixe). Le photon observé suite à la désintégration du pion neutre emporte en moyenne la moitié de l'énergie du π^0 . La gamme en énergie des observations de HESS, 370 GeV - 40 TeV correspond à la gamme en énergie pour les protons 4.2 TeV - 470 TeV. La densité d'énergie des rayons cosmiques dans cette gamme en énergie $w(4.2 - 470 \text{ TeV})$ est obtenue à partir de la luminosité en rayons γ de la source $L_\gamma(0.37 - 40 \text{ TeV})$ par la relation :

$$w(4.2 - 470 \text{ TeV}) \approx t_{\text{pp} \rightarrow \pi^0} \times L_\gamma(0.37 - 40 \text{ TeV}) \times (V/\text{cm}^3)^{-1} \text{ eV cm}^{-3}$$

où $t_{\text{pp} \rightarrow \pi^0} \approx 4.5 \times 10^{15} (n/\text{cm}^{-3})^{-1}$ est le temps caractéristique de l'interaction proton-proton en secondes, n la densité du nuage en cm^{-3} et V le volume du nuage [101]. Cette relation peut être reformulée pour ne plus tenir compte que de la masse du nuage, pour laquelle les incertitudes sont plus faibles. Elle devient :

$$w(4.2 - 470 \text{ TeV}) \approx 3.8 \times 10^{-42} \times (M_{\text{nuage}}/M_\odot)^{-1} \times L_\gamma(0.37 - 40 \text{ TeV})$$

En supposant que le flux détecté est émis par le nuage distant de 1.4 kpc, la luminosité en rayons γ est $L_\gamma(0.37 - 40 \text{ TeV}) = 6 \times 10^{44} \text{ eV s}^{-1}$. La densité de rayons cosmiques dans la gamme en énergie correspondante est donc $w(4.2 - 470 \text{ TeV}) \approx 1.1 \text{ eV cm}^{-3}$. Dans le cas d'une émission de rayons γ par une population de hadrons, la distribution en énergie des photons émis suit une distribution de même caractéristique, dans le cas présent une loi de puissance de même indice. Pour un indice spectral supérieur à 2, la densité énergétique des rayons cosmiques est dominée par les hadrons de basse énergie. On extrapole alors la distribution de protons à plus basse énergie (typiquement 1 GeV) pour estimer la densité d'énergie totale : $w(1 \text{ GeV} - 470 \text{ TeV}) \approx 38 \text{ eV cm}^{-3}$.

En supposant que ces rayons cosmiques remplissent uniformément le vestige de diamètre 80 pc, l'énergie totale qu'ils contiennent est estimée à $3.8 \times 10^{51} \text{ erg}$. Cette énergie est supérieure à l'énergie typique d'explosion d'une supernova (10^{51} erg). Même en supposant que les rayons cosmiques accélérés ne soient pas uniformément répartis à l'intérieur du vestige mais plus concentrés au niveau de la coquille du fait du confinement, il semble difficile de concilier la densité de rayons cosmiques observée avec la valeur canonique de 10 % d'efficacité de conversion de l'énergie d'explosion de la supernova. Par ailleurs, étant donné l'âge avancé du vestige et la faible vitesse de propagation de sa coquille, il semble peu vraisemblable que les rayons cosmiques soient encore confinés au niveau de la coquille.

5.3.4 Observations du télescope NANTEN

Le télescope NANTEN est un radio télescope japonais installé à Las Campanas Observatory au Chili composé d'une antenne de 4 mètres. Son principal objectif est la cartographie des

nuages moléculaires dans notre Galaxie et ses galaxies satellites au travers de la raie du ^{12}CO . La couverture du plan de la Galaxie a démarré en 1996 et inclut la région de Monoceros. La figure 5.10 *gauche* est la carte de l'intensité de la raie du ^{12}CO provenant de cette région, intégrée entre 0 km s^{-1} et 30 km s^{-1} . Un pic d'émission est présent dans la même région que celui observé dans les données du télescope CfA. La figure de *droite* est un agrandissement de cette zone intégrée entre 10 km s^{-1} et 20 km s^{-1} . Le nuage apparaît sur cette figure significativement décalé par rapport à la position de la source de rayons γ . La croix noire représente la position du nuage et son erreur obtenue avec un ajustement de fonction Gaussienne. Compte tenu des barres d'erreurs des deux émissions, la probabilité que les centroïdes soient coïncidents est de 1.5×10^{-4} . Ce décalage entre les émissions, ajouté au fait que le vestige ne peut pas expliquer l'augmentation de la densité de rayons cosmiques nécessaire, rend l'hypothèse de l'association du nuage moléculaire avec le vestige et la source HESS très peu probable.

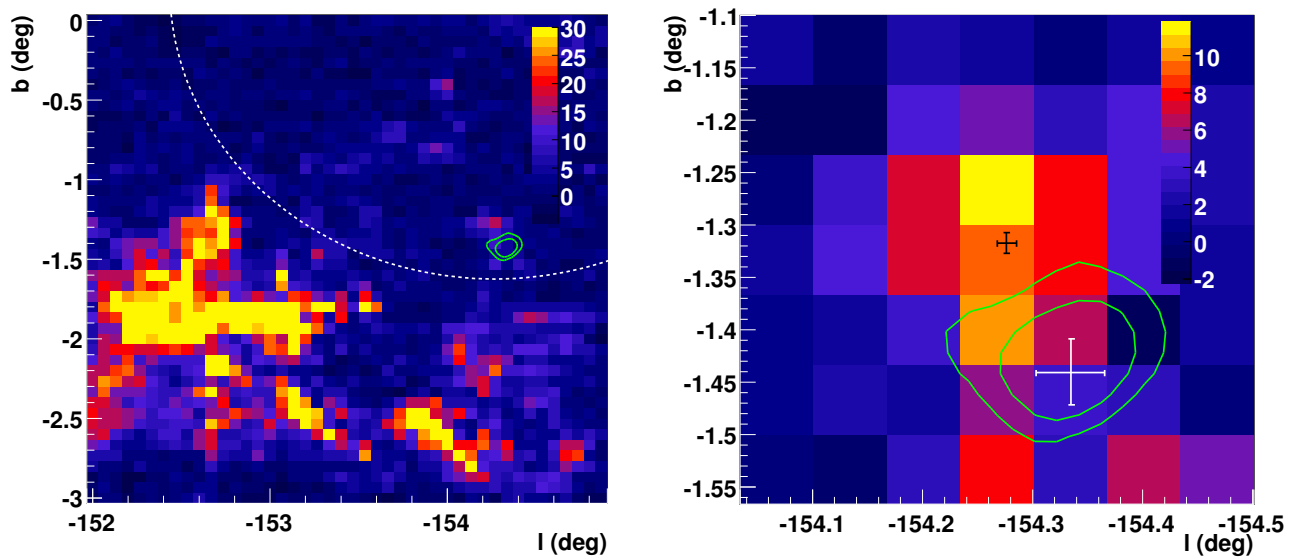


FIG. 5.10 – *Gauche* : Carte de l'intensité de la raie du CO intégrée entre 0 km s^{-1} et 30 km s^{-1} . Les contours verts correspondent aux contours d'excès de la source HESS J0632+057. L'arc de cercle blanc en pointillés est l'extension de la coquille du vestige de supernova G205.5+0.5. L'échelle de couleur est saturée à 30 K km s^{-1} pour rendre visible le nuage moléculaire proche de la source HESS J0632+057. *Droite* : Carte de l'intensité de la raie du CO intégrée entre 10 km s^{-1} et 20 km s^{-1} . Les contours verts correspondent aux contours d'excès de la source HESS J0632+057. La croix noire indique la position du nuage et son incertitude estimées par un ajustement de fonction Gaussienne. La croix blanche est la position de la source HESS J0632+057 et son incertitude.

5.4 Conclusion et perspectives

Cette nouvelle source de rayons γ de très haute énergie est énigmatique. Il n'y a pas de contreparties évidentes à d'autres longueurs d'onde. La nature ponctuelle de l'émission est de ce fait atypique. C'est la première source de rayons γ ponctuelle non identifiée détectée à ces énergies. Une association de cette source avec le vestige de supernova de Monoceros et

un nuage moléculaire semble peu probable. L'association avec l'étoile de type Be MWC 148 est envisageable mais pose toutefois plusieurs problèmes. Soit l'étoile fait partie d'un système binaire et serait une origine naturelle pour la source de rayons gamma. Aucun compagnon de cette étoile n'a pour le moment été identifié. Soit l'émission est due à l'étoile elle même. Or aucun mécanisme n'explique à l'heure actuelle une émission non thermique de photons jusqu'à une dizaine de TeV par ces objets.

Des observations plus précises en rayons X devraient être menées sur cet objet et apporteront des contraintes supplémentaires sur la nature de cette source et sur l'origine leptonique ou hadronique de l'émission de rayons γ . De nouvelles observations de cette source sont en cours et une étude plus détaillée de la variabilité de cet source à moyen et long terme sera possible et devrait permettre de contraindre là aussi le mécanisme d'émission.

Chapitre 6

HESS J1745-303 & SNR G359.1-0.5

Sommaire

6.1	Introduction	98
6.1.1	Le centre de la Galaxie	98
6.1.2	Une source non identifiée : HESS J1745-303	98
6.2	Nouvelle analyse de HESS J1745-303	99
6.2.1	Nouvelles observations par HESS	99
6.2.2	Morphologie de la source	100
6.2.3	Analyse spectrale	101
6.3	Associations possibles	103
6.3.1	Source EGRET	103
6.3.2	Nébuleuse de pulsar	104
6.3.3	Interaction du vestige de supernova G359.1-0.5 avec des nuages moléculaires	104
6.4	Analyse des observations dans la raie du CO	106
6.4.1	Données utilisées	106
6.4.2	Recherche de nuages coïncidents avec HESS J1745-303	107
6.5	Observations de cette région en rayons X	107
6.6	Interprétation de l'émission observée	108
6.6.1	Scénario leptonique	110
6.6.2	Scénario hadronique	111
6.6.3	Discussion	111
6.7	Conclusion et perspectives	112

6.1 Introduction

6.1.1 Le centre de la Galaxie

La région de quelques degrés autour du centre de la Galaxie est une région riche pour l'astronomie γ de haute énergie. Un grand nombre d'accélérateurs potentiels de rayons cosmiques y sont répartis. La figure 6.1 représente deux cartes d'excès de rayons γ de très haute énergie de cette région obtenues par H.E.S.S.. Deux sources ponctuelles ont rapidement été détectées. La plus brillante, HESS J1745-290, coïncide avec le centre de la Galaxie [102]. Elle est très probablement associée au trou noir actif Sagittarius A* ou au vestige de supernova récemment détecté G359.95-0.04 [103]. La seconde source ponctuelle est produite par l'interaction d'électrons accélérés par la nébuleuse de pulsar du vestige de supernova composite G0.9+0.1 [104].

Une émission diffuse a été mise en évidence par la soustraction de ces sources ponctuelles [105]. Elle s'étend sur environ 2.5 degrés le long du plan de la Galaxie. Or un complexe de nuages moléculaires géants est présent à moins de 200 pc du centre de la Galaxie. La densité de matière, tracée à l'aide de la raie du CS, montre une corrélation nette entre les maxima de l'émission de rayons γ et les maxima de la densité des nuages moléculaires (figure 6.1 *bas*). Une corrélation entre densité de matière et émission de rayons γ sur de telles distances suggère fortement une origine hadronique pour cette émission. Le spectre en énergie de rayons γ provenant de cette émission diffuse est compatible avec une loi de puissance d'indice spectral 2.29 ± 0.07 . Ce spectre en énergie dur ne peut vraisemblablement pas être attribué au flux de rayons cosmiques moyen baignant la Galaxie dont l'indice spectral est proche de 2.75 à ces énergies. L'énergie contenue dans les rayons cosmiques à l'origine de l'émission γ a été estimée à 10^{50} erg et de ce fait un seul vestige de supernova suffirait à expliquer l'excès de rayons cosmiques induit par l'émission observée. Plusieurs candidats pourraient en être l'origine comme le vestige de supernova Sgr A East ou le trou noir actif Sgr A*.

6.1.2 Une source non identifiée : HESS J1745-303

La soustraction des sources ponctuelles proches du centre de la Galaxie met en évidence une source étendue à l'ouest du centre de la Galaxie HESS J1745-303, décalée sous le plan de la Galaxie (figure 6.1 *bas*). Cette source a rapidement été dévoilée malgré la faiblesse du flux émis puisqu'elle est dans le champ de vue d'une majorité des observations réalisées autour du centre de la Galaxie.

Elle fut détectée lors du survol du plan de la Galaxie entrepris au cours de l'été 2004. Une première analyse fut réalisée avec un total de 35 heures de données [106]. Cette source de forme ellipsoïdale et de ~ 0.21 degrés d'extension était coïncidente avec la source EGRET non identifiée 3EG J1744-3011. La position du centroïde était totalement compatible avec la position de la source EGRET. Le spectre en énergie de l'émission était reproduit par une loi de puissance d'indice spectral 1.82 ± 0.29 et un flux intégré au delà de 1 TeV correspondant à 5 % du flux observé en provenance de la nébuleuse du Crabe.

La source est restée non identifiée. En effet, hormis la source EGRET, elle aussi non identifiée, le seul objet pouvant être associé à cette émission semblait être un pulsar, PSR B1742-30. Or émettre l'intégralité de la source H.E.S.S. équivaudrait pour le pulsar à convertir approximativement 40 % de sa perte d'énergie de rotation en rayons γ dans la gamme en énergie du TeV. Les efficacités déduites de l'observation par HESS de pulsars très énergétiques ne sont que de l'ordre de quelques 0.1 %. Il semblait donc peu probable que le pulsar soit suffisant pour expliquer l'émission observée.

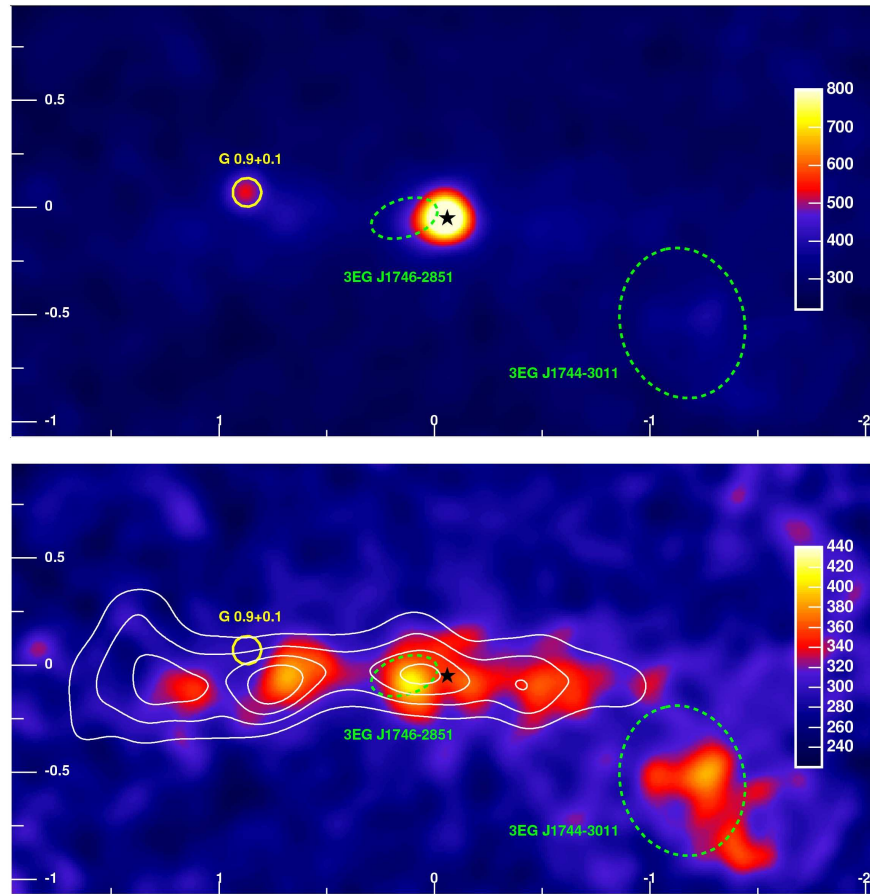


FIG. 6.1 – *Haut* : Carte d'excès obtenues par H.E.S.S., lissées avec la fonction d'étalement de l'appareil. L'étoile noire est la position de la source HESS J1745-290. Le cercle jaune représente l'extension de la coquille du vestige de supernova G0.9+0.1. Les contours verts en pointillés sont les contours à 95 % de confiance de la position de deux sources. *Bas* : Carte du même champ de vue que la figure du *haut* après soustraction des sources ponctuelles HESS J1745-290 et HESS J1747-281. L'intensité de la raie du CS est représentée par les contours blancs. Ces cartes sont extraites de [105].

Les télescopes H.E.S.S. ont observé cette région régulièrement depuis 2004 et la statistique accumulée autour de HESS J1745-303 permet de faire une étude plus détaillée de sa morphologie et de rechercher plus efficacement de possibles contreparties.

6.2 Nouvelle analyse de HESS J1745-303

6.2.1 Nouvelles observations par HESS

La région du centre de la Galaxie est observée régulièrement chaque printemps et été (période d'observation optimale) depuis 2004 afin d'élucider la nature de la source ponctuelle HESS J1745-290. Celle-ci est dans le champ de vue de la majorité de ces observations. Seules les acquisitions dont le pointé est à moins de 2 degrés du centre de la source ont été retenues. Un total de 225 séries d'acquisition complètes en mode 4 télescopes ont été réalisées entre 2004 et 2006. La durée totale de ces observations est d'environ 93 heures après correction du temps

mort du détecteur et sélection des données comme décrit précédemment.

Les observations ont été effectuées entre 5 degrés et 68 degrés d'angle zénithal avec une valeur moyenne de 24 degrés. L'angle hors axe moyen est de 1.6 degré. Ces conditions induisent un seuil en énergie de l'ordre de 160 GeV pour des coupures sur la taille des images à 60 photo-électrons et 300 GeV pour des coupures à 200 photo-électrons.

La région du centre de la Galaxie étant riche en sources de rayons γ de très haute énergie, une attention particulière a dû être portée sur l'exclusion de l'ensemble de ces sources lors de l'estimation du bruit de fond résiduel. De ce fait l'ensemble du plan de la Galaxie (latitude ± 0.3 degrés) et l'ensemble des sources HESS déjà détectées ont été exclues.

La figure 6.2 est la carte d'excès obtenue lors de cette analyse. Les contours de significativité à 4, 5 et 6 σ ont été superposés pour mettre en évidence les structures réelles. La carte a été sur-échantillonnée avec un rayon de 0.076 degrés (correspondant aux 68 % de la fonction d'étalement de l'instrument). Le signal intégré à l'intérieur d'une région de 0.4 degrés de rayon centré sur le centroïde de l'émission compte 2600 photons et exclut à 11.3 σ une fluctuation statistique.

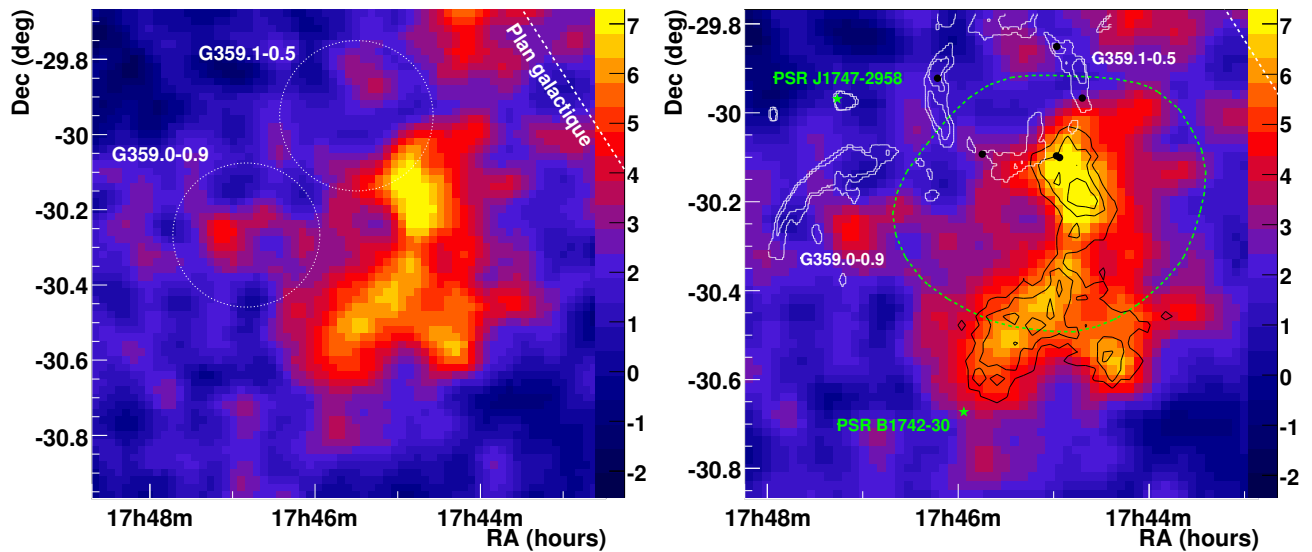


FIG. 6.2 – Carte d'excès de la région de HESS J1745-303. La carte a été lissée avec la fonction d'étalement de l'instrument. Les courbes noires sont les contours à 4, 5 et 6 σ de significativité du signal (obtenus avec un rayon d'intégration de 0.076 degrés.). La courbe verte en pointillés est la région de 95 % de confiance de la position de la source EGRET 3EG J1744-3011. Les étoiles vertes représentent la position de deux pulsars. Les disques noirs représentent les positions de maser OH à 1720 MHz. Les courbes blanches sont les contours à 0.05 et 0.1 Jy/faisceaux des observations en onde radio du survol du plan de la Galaxie par le télescope Molonglo [107].

6.2.2 Morphologie de la source

L'augmentation du temps d'observation permet de faire une analyse morphologique plus détaillée. La forme ellipsoïdale suggérée par l'analyse préliminaire des observations de l'été 2004 laisse place à une forme plus complexe. Deux sous-structures principales apparaissent sur la figure 6.2, une première sous-structure au nord et une au sud plus étendue qui pourrait

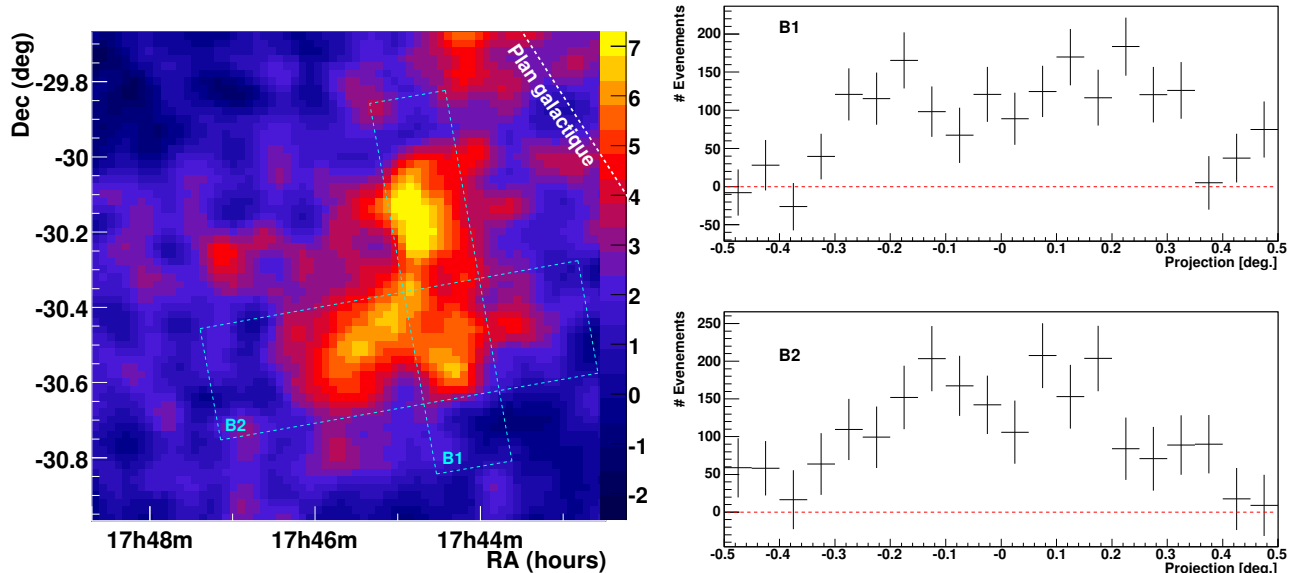


FIG. 6.3 – Projection des événements le long de deux boîtes représentées sur la figure de *gauche*.

elle même être subdivisée. La possibilité que cette source soit multiple a donc été envisagée et testée.

La figure 6.3 est la projection des événements selon l'axe principal de deux boîtes représentées sur la figure de *gauche*. Les distributions observées de signaux sur les figures de *droite* ne permettent pas de conclure à une multiplicité de la source étant donné l'absence de candidats évidents pour la production de l'émission de rayons γ .

6.2.3 Analyse spectrale

6.2.3.1 Spectre en énergie

Le spectre en énergie de l'émission a été obtenu pour le signal intégré autour du centroïde de l'émission (R.A. = $17^{\text{h}}45^{\text{m}}02^{\text{s}}$, Dec. = $-30^{\circ}22'14''$), à l'intérieur d'une région de 0.4 degrés de rayon. Plusieurs formes spectrales ont été ajustées sur le spectre en énergie. La plus vraisemblable est une loi de puissance pure. La figure 6.4 représente le spectre en énergie ajusté par la loi de puissance. Étant donné la méthode employée pour l'ajustement (cf. chapitre 2), les points spectraux sont calculés après ajustement et servent seulement d'indication visuelle. Un minimum de 3σ de signification est requis pour chacun des points. Le χ^2 de l'ajustement est de 19.3 pour 23 degrés de liberté et correspond à une probabilité de 0.68. La loi de puissance ajustée a pour paramètre un indice spectral de 2.56 ± 0.07 et un flux différentiel à 1 TeV de $(2.75 \pm 0.15) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. Le flux intégré au delà de 1 TeV correspond à 5.5 % du flux émis par la nébuleuse du Crabe.

6.2.3.2 Recherche de variabilité spatiale du spectre en énergie

La possibilité que l'émission observée soit due à une superposition de plusieurs sources a été testée. Une variabilité du spectre sur l'ensemble de la source pourrait apparaître. Une étude spectrale des deux sous-structures a été menée (régions A et B de la figure 6.5). Une loi de puissance a été ajustée sur chacun des spectres. Les paramètres ajustés pour chacune des régions

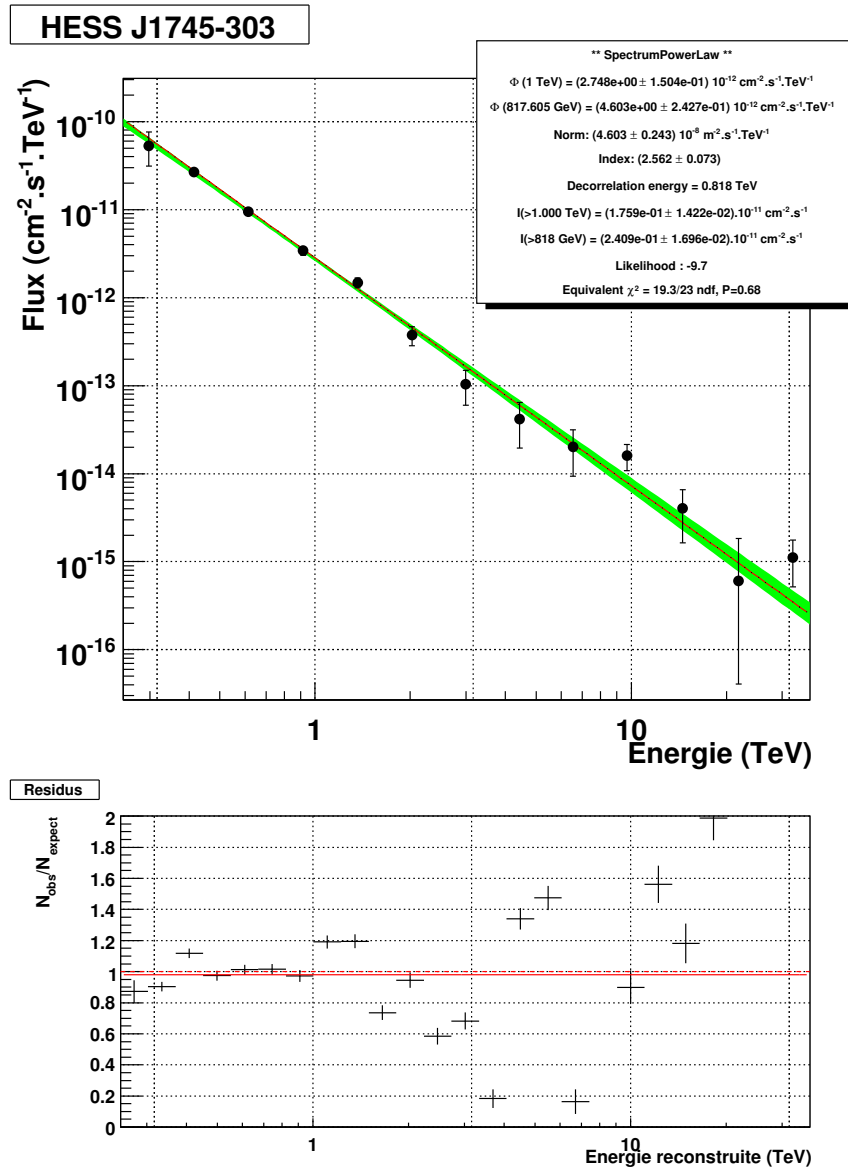


FIG. 6.4 – Ajustement d’une loi de puissance sur le spectre en énergie de l’ensemble de la source HESS J1745-303. Les points spectraux sont calculés après ajustement. *Bas* Résidus de l’ajustement.

sont reportés dans le tableau 6.1. Il n’y a pas de déviations significatives du spectre obtenu sur ces régions par rapport à une loi de puissance. L’adjonction d’une coupure exponentielle à haute énergie sur la loi de puissance n’améliore pas la qualité des ajustements. Les indices spectraux des deux sous-structures ne présentent pas de différences significatives. La comparaison des spectres ne permet donc pas de conclure à une multiplicité de cette source.

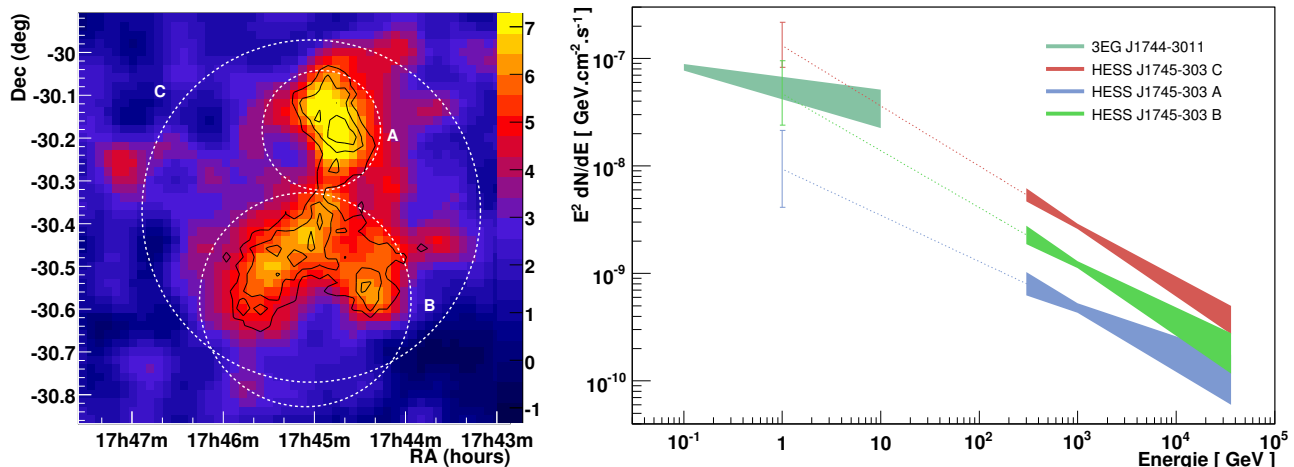


FIG. 6.5 – *Gauche* : Carte d’excès de HESS J1745-303. Les trois régions pour lesquelles un spectre a été extrait sont représentées avec des cercles blancs. *Droite* : Comparaison des spectres en E^2 de la source HESS J1745-303 et des régions A et B avec le spectre en énergie de la source EGRET 3EG J1744-3011. Les barres d’erreurs correspondent aux flux obtenus par une extrapolation à 1 GeV des lois de puissances extrêmes autorisées par les erreurs de l’ajustement des spectres de HESS.

Région	Γ	$\Phi_0 [10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}]$	χ^2/ndf
Ensemble de la source - Région C	2.56 ± 0.07	2.75 ± 0.15	19.3/23
Région A	2.43 ± 0.13	0.48 ± 0.05	29.6/23
Région B	2.53 ± 0.10	1.21 ± 0.09	19.8/23

TAB. 6.1 – Résultats d’ajustements de lois de puissance sur les spectres en énergie des différentes régions de HESS J745-303 (figure 6.5). Γ est l’indice spectral et Φ_0 est le flux différentiel à 1 TeV. Le χ^2 du fit est donné avec le nombre de degrés de liberté.

6.3 Associations possibles

6.3.1 Source EGRET

La source EGRET 3EG J1744-3011 est vraisemblablement l’association à plus basse énergie la plus évidente pour la source HESS. Il s’agit d’une source dite confuse et non identifiée. La position du centroïde de la source HESS est totalement compatible avec la position de la source EGRET compte tenu de la résolution de cette expérience.

Le spectre en énergie entre 100 MeV et 10 GeV est reproduit par une loi de puissance d'indice 2.17 ± 0.08 [28]. Le flux intégré au delà de 100 MeV est de $(63.9 \pm 7.1) \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Le spectre de la source EGRET est représenté sur la figure 6.5 *droite* avec le spectre de l'ensemble de la source HESS et celui des régions A et B.

La coïncidence avec une source EGRET et sa possible association avec la source au TeV est un argument important pour interpréter l'émission observée par HESS comme l'interaction de hadrons avec le milieu ambiant. Si on suppose que l'émission en rayons gamma est due à une population de protons suivant une loi de puissance entre quelques GeV et une centaine de TeV, alors l'émission gamma doit se prolonger à plus basse énergie selon la même loi de puissance observée par HESS. L'extrapolation à plus basse énergie de l'ensemble de la source HESS donne un flux plus important que celui observé par EGRET. L'extrapolation des lois de puissance extrêmes autorisées par les erreurs de l'ajustement du spectre de HESS montrent que l'extrapolation à 1 GeV du spectre de HESS est à environ 1.6σ du flux observé par EGRET. En se limitant à la région A qui coïncide avec le centroïde de la source EGRET, une extrapolation dans la gamme du GeV donne un flux plus faible que celui observé par EGRET, à environ 3σ . Bien que l'ajustement d'une loi de puissance commune entre la source EGRET et tout ou part de la source HESS semble peu vraisemblable, une association des sources n'est pas exclue. Une loi de puissance avec une coupure exponentielle aux alentours de 1 TeV pourrait ainsi accorder les deux spectres en énergie.

6.3.2 Nébuleuse de pulsar

Un des candidats possible à l'origine de la source de rayons γ est le pulsar PSR J1742-30. Il s'agit d'un vieux pulsar ($\sim 546 \times 10^3$ ans) situé en bordure de la partie sud de la source HESS (figure 6.2 *droite*). Les pulsars peuvent être à l'origine d'une émission de rayons γ de très haute énergie. Le vent d'électrons relativistes qu'ils émettent peut interagir avec le milieu environnant et créer une onde de choc. Les électrons y sont accélérés, diffusent dans le milieu interstellaire et émettent dans la gamme en énergie du TeV par rayonnement Compton inverse. L'émission est alors observée non pas à la position du pulsar mais à la position et autour de la nébuleuse en rayons X. Cette caractéristique explique le fait que la plupart des émissions de rayons γ de très haute énergie associées à des nébuleuses de pulsars sont décalées par rapport à la position des pulsars. La partie sud de la source pourrait de ce fait être associée à la nébuleuse du pulsar PSR J1742-30.

La perte d'énergie rotationnelle du pulsar est estimé à $8.5 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ [109]. Si l'émission de rayons γ est produite à la même distance que le pulsar, soit 2.07 kpc, la luminosité de l'ensemble de la source HESS entre 1 TeV et 10 TeV correspondrait à 34 % de la perte d'énergie rotationnelle du pulsar. En se limitant à la région B, 15 % de cette perte en énergie serait nécessaire. Une efficacité de cet ordre est invraisemblable. Des efficacités de l'ordre de seulement quelques 0.1 % sont observées sur les candidats les plus probables de nébuleuses de pulsars associées à des sources de rayons γ . Il semble donc très peu probable qu'une nébuleuse de pulsar associée à PSR J1742-30 soit responsable de plus qu'une faible fraction de la source HESS J1745-303.

6.3.3 Interaction du vestige de supernova G359.1-0.5 avec des nuages moléculaires

6.3.3.1 Le vestige de supernova G359.1-0.5

Le vestige de supernova G359.1-0.5 fut pour la première fois identifié comme tel en 1979 à partir d'observations du Westerbork Synthesis Radio Telescope et du radio télescope de 100 m

de Bonn [110]. Des observations plus récentes effectuées avec le Very Large Array (VLA par la suite) mirent en évidence une coquille non thermique en émission radio [111]. Par ailleurs, à partir de mesures d'absorption de la raie à 21 cm de l'hydrogène neutre H_I , il a été prouvé que ce vestige est localisé à quelques centaines de parsecs du centre de la Galaxie. A une distance de 7.6 kpc du système Solaire, le diamètre angulaire de $24'$ du vestige correspond à un diamètre de l'ordre de 53 pc. Cette taille induit un âge intermédiaire du vestige $\geq 10^4$ ans. Des observations en rayons X du vestige avec ASCA mirent en évidence une émission thermique provenant du centre du vestige [112]. Aucune émission de rayons X provenant de la coquille entre 3.2 keV et 10 keV n'a été révélée.

6.3.3.2 Une coquille de matière autour du vestige

Des observations de la raie du ^{12}CO effectuées avec le télescope du Laboratoire Bell mirent en évidence une coquille de matière autour du vestige de supernova (figure 6.6 [113]). La dispersion de la vitesse radiale de cette coquille entre -190 km s^{-1} et -60 km s^{-1} est cohérente avec une localisation proche du centre de la Galaxie. Les gradients de vitesse de rotation dans ces régions induisent en effet des dispersions plus importantes de vitesse que dans des régions plus lointaines. Cette coquille pourrait avoir été produite par l'accumulation de vents stellaires d'environ 200 étoiles massives de type O concentrées dans cette région. Un tel amas d'étoiles massives serait un lieu de naissance naturel pour le vestige de supernova G359.1-0.5. Des simulations ont permis de montrer que la morphologie de la coquille de matière pouvait être expliquée aisément par le cisaillement opéré sur une coquille sphérique en expansion. La masse totale de la coquille a été estimée à 2.6×10^6 masses Solaires à partir de l'intensité de la raie du ^{12}CO . Des estimations obtenues à partir de la raie du ^{13}CO donnent une masse similaire [113].

6.3.3.3 Interaction du vestige avec la coquille de matière

Une corrélation est observée entre l'émission radio non thermique du vestige et la densité de matière révélée par la raie du CO. L'émission radio des coquilles de supernova est généralement plus intense au niveau des zones d'interaction du vestige avec le milieu extérieur. La corrélation observée étaye l'hypothèse d'une association entre la partie ouest du vestige et la coquille de matière. Il n'y a aucun signe d'interaction au niveau des profils de la raie du CO. Cette absence peut être expliquée par le fait que la coquille est en expansion du fait de la poussée de vents stellaires ou d'éventuelles anciennes explosions de supernova. Le choc peut aussi avoir été lissé par l'apparition de précurseurs magnétiques en aval du choc.

Un indicateur plus fiable de l'interaction du vestige avec la coquille de matière est la présence de maser OH à 1720 MHz en provenance du vestige (figure 6.2 *droite*). Des observations effectuées avec le VLA montrent la présence de six émissions maser à cette fréquence répartis sur le pourtour du vestige [114]. La vitesse radiale de l'ensemble de ces émissions est proche de -5 km s^{-1} , nettement distincte de la gamme en vitesse de la coquille de matière (-190 km s^{-1} à -60 km s^{-1}). Cette différence de vitesse radiale a été longement discutée par les auteurs de cette découverte. Les émissions maser sont provoquées par le passage du choc au travers d'un nuage dense et sont donc formées en amont du choc. Une des hypothèses est que la vitesse radiale observée pour les maser ne correspond pas à la vitesse radiale du nuage avant le choc mais à celle de la matière entraînée par le choc. Ces émissions maser étant observées à la périphérie du vestige, la vitesse radiale du gaz en amont du choc équivaldrait dans ce cas à la vitesse radiale du vestige lui-même.

Un argument supplémentaire pour l'association des maser avec le vestige de supernova et la coquille de matière est la répartition des maser OH. Il est très peu probable que la corrélation

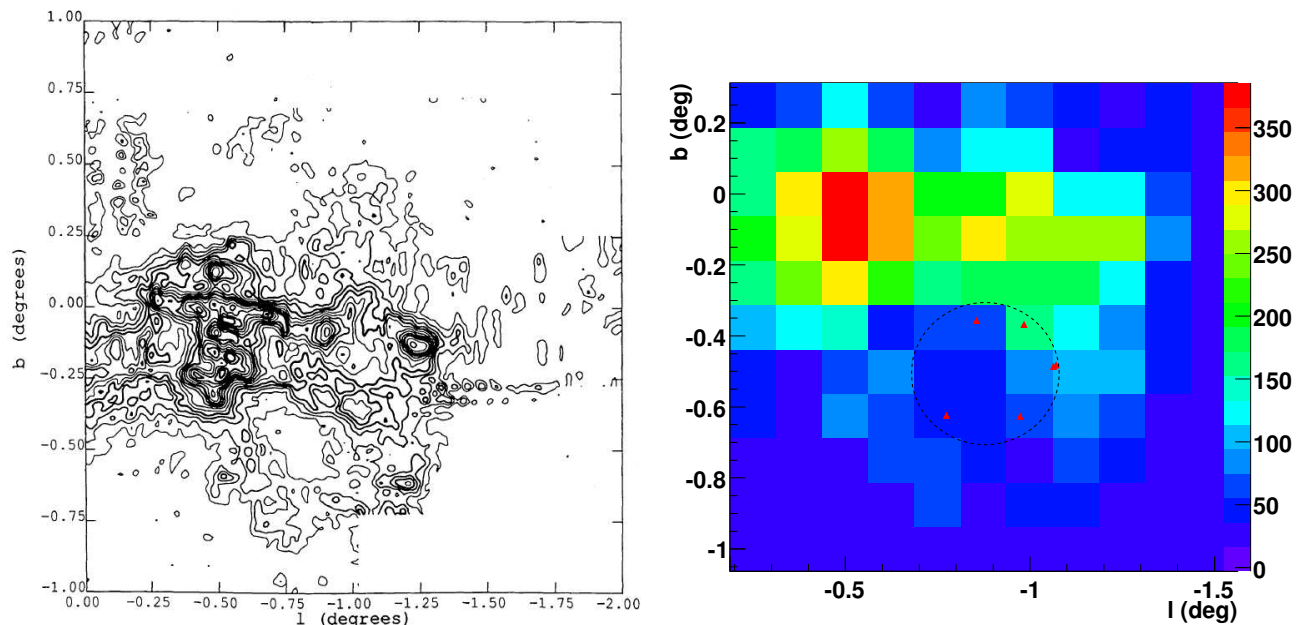


FIG. 6.6 – *Gauche* : Carte de l'intensité de la raie du ^{12}CO intégrée entre -190 km s^{-1} et -60 km s^{-1} . Ces observations ont été réalisées par le VLA. Cette figure est tirée de [113]. *Droite* : Carte de l'intensité de la raie du ^{12}CO intégrée entre -190 km s^{-1} et -60 km s^{-1} . Ces observations ont été effectuées par le Southern Millimeter-wave Telescope. Le cercle noir en pointillés représente l'extension de la coquille du vestige de supernova G359.1-0.5. Les émissions maser de la molécule OH à 1720 MHz sont représentées par des triangles rouges.

des maser avec la coquille du vestige ne soit qu'une coïncidence. De plus la corrélation dans la partie ouest de la position des émissions maser avec l'intensité de l'émission radio du vestige et l'intensité de la raie du CO laisse peu de doute sur une association de ces trois émissions.

La morphologie complexe de HESS J1745-303 semble suggérer que cette source soit la superposition de plusieurs sources de rayons γ de très haute énergie. La partie nord de la source chevauche une partie de la coquille du vestige et coïncide avec deux émissions maser à 1720 MHz. La présence de ces émissions confirme que le vestige est en interaction avec un ou plusieurs nuages moléculaires à cet endroit. L'émission de rayons γ de la partie nord pourrait être le fruit d'interactions de rayons cosmiques accélérés par le vestige dans ces nuages moléculaires.

6.4 Analyse des observations dans la raie du CO

6.4.1 Données utilisées

Le relevé de la Galaxie dans la raie du ^{12}CO réuni par Dame et al. ont été utilisées pour cartographier la distribution de matière autour du vestige de supernova [116]. Les observations ont été menées avec le Southern Millimeter-wave Telescope du Cerro Tololo Interamerican Observatory au Chili [115]. Elles ont été effectuées entre février et novembre 1984 et couvrent le plan de la Galaxie entre -12 degrés et $+12$ degrés de longitude et ± 2 degrés de latitude.

La figure 6.6 *droite* représente l'intensité de la raie du CO intégrée entre -190 km s^{-1} et -60 km s^{-1} . La coquille de matière autour du vestige (représenté par le cercle noir) est visible malgré la résolution angulaire moyenne de ces données. La présence de deux émissions maser

OH à 1720 MHz coïncidentes avec la partie nord de la source HESS suggère que l'émission observée pourrait être due à l'interaction de hadrons accélérés par le vestige dans un nuage moléculaire. Toutefois, des maser sont aussi détectés dans d'autres direction autour du vestige (triangles rouges sur la figure 6.6 *droite*). Expliquer la présence d'une émission de rayons γ en direction seulement des deux émissions maser les plus à l'ouest nécessiterait une quantité de protons cibles plus importantes à cet endroit qu'au niveau des autres émissions maser. Une recherche de nuages denses dans cette région a donc été entreprise.

6.4.2 Recherche de nuages coïncidents avec HESS J1745-303

La figure 6.7 représente les profils en vitesse radiale de l'intensité de la raie du ^{12}CO pour le pixel coïncident avec les deux maser OH et pour les pixels adjacents (voir quadrillage sur la figure 6.8). La dispersion de vitesse radiale des différentes composantes est due à leur présence à proximité du centre de la Galaxie. Plusieurs composantes sont visibles pour le pixel central dans la gamme de vitesse radiale correspondant à la coquille de matière. La composante majeure est centrée sur -40 km s^{-1} (flèche rouge sur la figure 6.7). La figure 6.8 représente les cartes de la raie du CO intégrée sur des gammes de 20 km s^{-1} entre -140 km s^{-1} et -20 km s^{-1} . Le nuage correspondant à la composante à -40 km s^{-1} est visible sur les deux dernières cartes. L'émission ne semble toutefois pas centrée sur le pixel central pour lequel la source HESS est coïncidente (contours blancs). Elle est plus intense sur les pixels supérieurs, vers le plan de la Galaxie. Ce nuage ne semble pas un bon candidat pour une association avec la source HESS.

Une deuxième composante est centrée sur -60 km s^{-1} (flèche bleue de la figure 6.7). Contrairement à la composante précédente, le nuage correspondant coïncide avec la partie nord de HESS J1745-303. La figure 6.8 montre qu'en effet l'intensité est maximale sur le pixel central et son voisin de droite, et plus faible sur les autres pixels. La carte en bas à gauche de la figure 6.8 est l'intensité intégrée entre -80 km s^{-1} et -60 km s^{-1} , gamme pour laquelle la composante à -40 km s^{-1} interfère moins avec celle à -60 km s^{-1} . Une corrélation entre l'intensité de la raie du CO et la partie nord de la source HESS est bien présente. La figure 6.9 représente l'intensité de la raie du CO intégrée entre -100 km s^{-1} et -60 km s^{-1} et illustre parfaitement la coïncidence de ce nuage avec la source HESS. La partie sud du nuage visible sur cette carte semble être un candidat intéressant pour la partie nord de la source HESS.

La masse d'hydrogène contenue dans ce nuage a été estimée comme décrit dans le chapitre 3. La valeur du facteur X reliant la masse à l'intensité de la raie du ^{12}CO a été pris à $1.8 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ km}^{-1} \text{ s}$. En supposant une distance de 7.6 kpc, la masse de matière contenue dans le nuage est estimée à 5×10^4 masses Solaires (en ne prenant en compte que la composante à -60 km s^{-1} du pixel central et de son voisin de droite). En supposant une symétrie sphérique du nuage, la densité moyenne est de l'ordre de $5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$. Ces chiffres ne sont toutefois qu'indicatifs car de nombreuses incertitudes interviennent dans le calcul. Le facteur X utilisé est une valeur moyenne pour la Galaxie et n'est vraisemblablement pas réaliste pour un nuage très proche du centre de la Galaxie. Par ailleurs la résolution des données utilisées ne permet pas une grande précision sur l'estimation de l'extension à prendre en compte pour ce nuage.

6.5 Observations de cette région en rayons X

L'observatoire spatial XMM-Newton a observé cette région en septembre 2006. Le champ de vue du télescope couvre la partie nord de la source HESS (figure 6.10 *gauche*). Plusieurs sources ponctuelles ont été mise en évidence dans cette région [108]. Une partie d'entre elles coïncide avec la position d'étoiles. La nature ponctuelle et la faible intensité de ces émissions

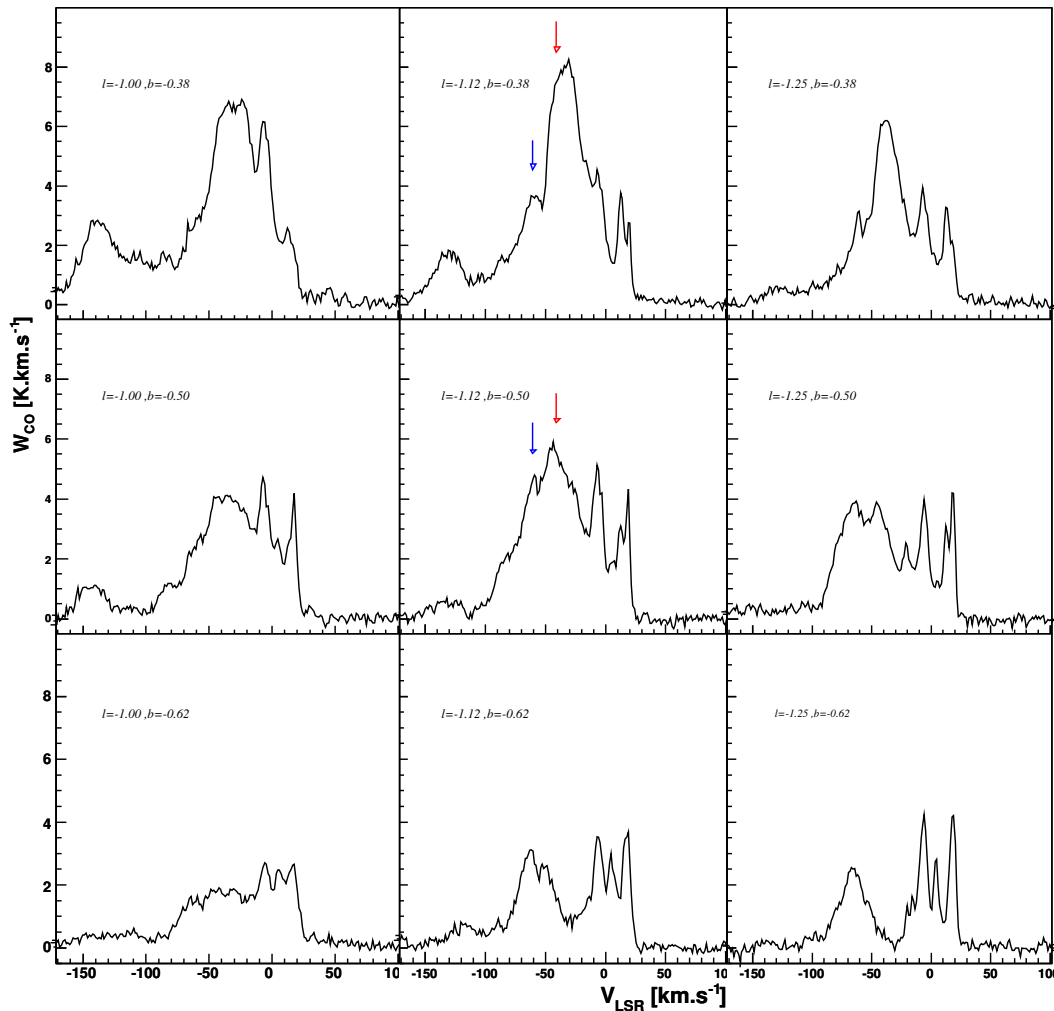


FIG. 6.7 – Profil de la raie du ^{12}CO pour plusieurs directions autour de la partie nord de HESS J1745-303 (figure 6.8). Le profil au centre est coïncident avec la région A de HESS J1745-303. Les coordonnées des lignes de visée de chacun des profils sont données dans le référentiel Galactique. La flèche bleu indique la composante à -60 km s^{-1} et la flèche rouge celle à -45 km s^{-1} .

font qu'il est très peu probable que ces sources de rayons X soient connectées avec la source de rayons γ de très haute énergie.

Une recherche d'émission diffuse a été menée à la position de la source HESS. Pour cela, les sources ponctuelles ont été soustraites et la carte lissée (figure 6.10 *droite*). Il n'y a pas d'indication d'une émission diffuse dans le champ de vue. Une limite supérieure a été obtenue sur le flux de rayons X en direction de la région A de la source HESS. La limite à 99 % de confiance obtenue est de $7.1 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

6.6 Interprétation de l'émission observée

Bien que l'émission observée ne permette pas de conclure à une multiplicité de son origine, la morphologie complexe observée suggère fortement que plusieurs objets sont responsables de la

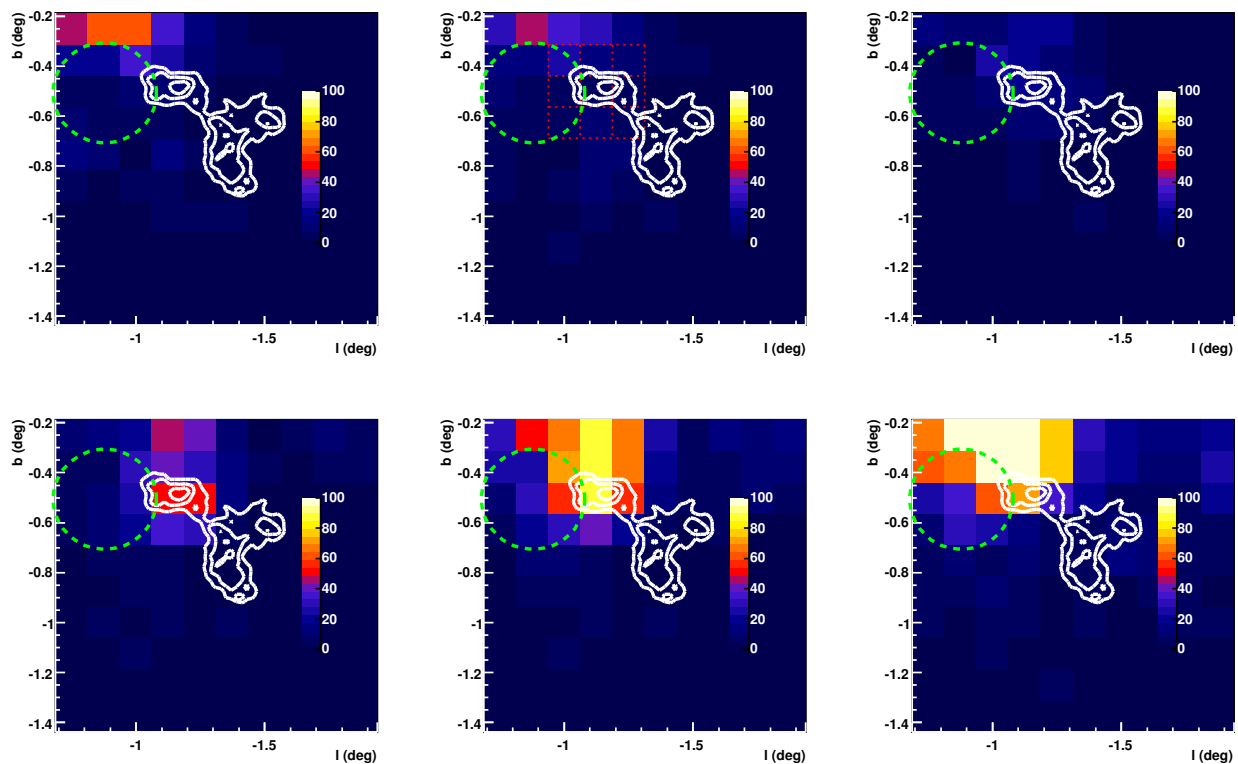


FIG. 6.8 – Carte de l'intensité de la raie du ^{12}CO intégrée dans plusieurs bandes en vitesse radiale (de gauche à droite ; Haut : -140 à -120 km s^{-1} , -120 à -100 km s^{-1} , -100 à -80 km s^{-1} ; Bas : -80 à -60 km s^{-1} , -60 à -40 km s^{-1} et -40 à -20 km s^{-1}). Le cercle vert en pointillés est la position du vestige de supernova G359.1-0.5. Les courbes blanches sont les contours à 4, 5 et 6 σ de la source HESS J1745-303. Le quadrillage rouge en pointillés sur la deuxième carte indique les pixels pour lesquels sont représentés les profils de vitesses de la figure 6.7.

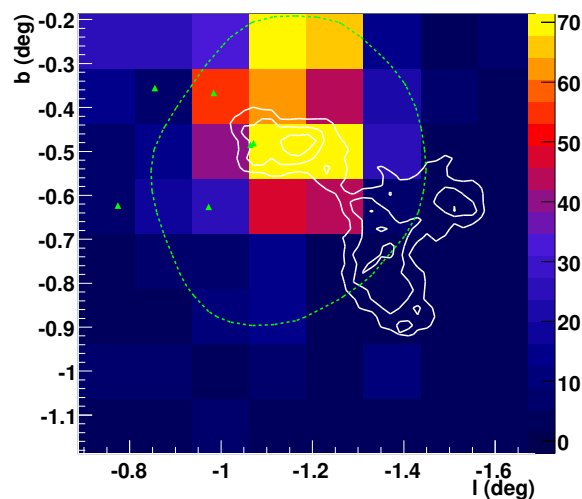


FIG. 6.9 – Carte de l'intensité de la raie du ^{12}CO intégrée entre -100 km s^{-1} et -60 km s^{-1} . Le contour vert en pointillés est l'intervalle de confiance à 95 % de la source EGRET 3EG J1744-3011. Les contours blancs sont les contours 4, 5 et 6 σ de significativité de la source HESS J1745-303. Les émissions maser OH à 1720 MHz sont représentées avec des triangles verts.

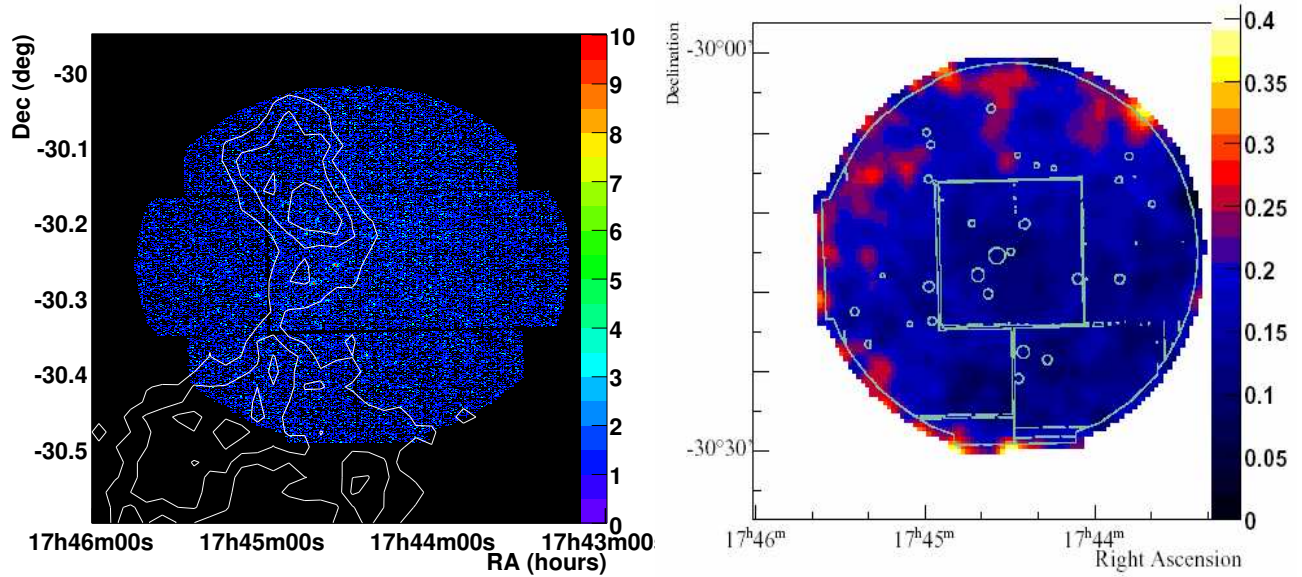


FIG. 6.10 – *Gauche* : Carte brute de rayons X obtenue par XMM-Newton dans la direction de HESS J1745-303. Les contours blancs correspondent à 4σ , 5σ et 6σ de la source HESS. *Droite* : Carte corrigée de l'exposition et lissée avec une fonction Gaussienne de 0.01 degré de rayon. Les sources ponctuelles et les contours des CCD ont été supprimés avant le lissage. Cette figure est tirée de [108].

production de rayons γ . La vraisemblance de l'association du nuage moléculaire mis en évidence précédemment avec la partie nord de la source a été testée. L'émission pourrait être due à une population d'électrons ou de hadrons interagissant au sein du nuage. Des origines électroniques ou hadroniques de l'émission sont comparées par la suite.

6.6.1 Scénario leptonique

L'observation d'effet Zeeman sur les émissions maser à 1720 MHz provenant du vestige de supernova a permis d'estimer l'intensité du champ magnétique régnant dans les nuages moléculaires choqués. Le champ magnétique présent dans ces zones, de l'ordre de 0.5 mG semble très supérieur aux valeurs observées dans la Galaxie [117]. Le temps de vie moyen d'un électron d'énergie supérieure à 100 GeV dans un champ magnétique de cette intensité est bien inférieur à l'âge du vestige. Il est de ce fait improbable que des électrons accélérés au delà du TeV soient encore présents dans cette région.

Toutefois, les valeurs de champs magnétiques estimées sont celles régnant dans la partie choquée des nuages et ne sont vraisemblablement pas représentatives de l'ensemble du milieu environnant le vestige. Dans le cas d'un champ magnétique ambiant plus modéré, de l'ordre de la dizaine de μG , la présence d'électrons ultra-relativistes devrait engendrer une émission synchrotron dans la gamme en énergie des rayons X. En supposant que les électrons responsables de l'émission de rayons γ émettent du rayonnement synchrotron à des énergies de l'ordre du keV, alors les luminosités des émissions sont reliées par la relation

$$\frac{L_\gamma}{L_X} \approx \xi \times 0.1 \times \left(\frac{B}{10 \mu\text{G}} \right)^{-2}$$

où ξ est le rapport entre les volumes des régions d'émission (ici de l'ordre de 1), L_γ et L_X sont les luminosités en rayons γ et rayons X entre 1 TeV et 10 TeV, et 1 keV et 10 keV respectivement [134]. Dans un champ magnétique de l'ordre de quelques 10 μG , la luminosité en rayons X devrait de ce fait être 10 fois supérieure à celle en rayons γ . Or les observations menées par XMM-Newton ne mettent pas en évidence d'émission non-thermique de rayons X dans cette région et la limite supérieure sur le flux de rayons X est environ 10 fois plus basse que la luminosité en rayons γ . Une absorption des rayons X pourrait rendre compte de cette absence de rayons X. Il semble toutefois difficile de concilier l'émission de rayons γ avec une population d'électrons.

6.6.2 Scénario hadronique

La production de rayons γ par des protons semble privilégiée. La densité de rayons cosmiques dans cette région peut être estimée à partir de la masse de matière et du flux observé de rayons γ comme effectué dans le chapitre précédent. La gamme en énergie des rayons γ observés 0.15 TeV – 40 TeV correspond à une gamme en énergie des protons de 1.7 TeV – 470 GeV. La densité de rayons cosmiques dans cette gamme en énergie peut être obtenue au travers de la relation :

$$w(1.7 - 470 \text{ TeV}) \approx 3.8 \times 10^{-42} \times (M_{\text{nuage}}/M_\odot)^{-1} \times L_\gamma(0.15 - 40 \text{ TeV})$$

En supposant que le flux détecté en direction de la région A est émis par ce nuage, distant de 7.6 kpc, la luminosité en rayons γ est $L_\gamma(0.15-40 \text{ TeV}) = 1.59 \times 10^{46} \text{ eV s}^{-1}$. La densité de rayons cosmiques dans la gamme en énergie correspondante est donc $w(1.7 - 470 \text{ TeV}) \approx 1.2 \text{ eV cm}^{-3}$.

De même que précédemment, la densité énergétique des rayons cosmiques est contenue à plus basse énergie du fait de l'indice spectral mou ($\Gamma > 2$). Les protons suivant une distribution en énergie similaire à celle des rayons γ produits, on extrapole la distribution de protons jusqu'à 1 GeV pour estimer la densité d'énergie totale : $w(1 \text{ GeV} - 470 \text{ TeV}) \approx 32 \text{ eV cm}^{-3}$.

La densité d'énergie des rayons cosmiques estimée est ici aussi bien supérieure à la densité observée au niveau du système Solaire $\sim 1 \text{ eV.cm}^{-3}$. Seule la présence d'un accélérateur proche peut expliquer une telle densité. Le vestige de supernova G359.1-0.5 est le candidat direct puisqu'il semble en interaction avec une partie de ce nuage. En supposant que la densité de rayons cosmiques observée est uniforme dans le volume occupé par le vestige, il est possible d'estimer la fraction de l'énergie d'explosion de la supernova (typiquement 10^{51} erg) convertie en rayons cosmiques nécessaire pour expliquer la densité de rayons cosmiques. Pour une distance de 7.6 kpc et un rayon de 26.5 pc, l'efficacité nécessaire est 12 %. Cette estimation souffre d'incertitudes importantes, provenant principalement de la masse et de la distance du nuage et de l'énergie dégagée lors de l'explosion de la supernova. Il est toutefois remarquable que l'estimation d'efficacité soit si proche des 10 % communément admis par les modèles théoriques.

6.6.3 Discussion

La coïncidence de la partie nord de HESS J1745-303 avec un nuage moléculaire et l'absence d'émission en rayons X corroborent une origine hadronique de l'émission de rayons γ . Une estimation de l'énergie contenue dans les rayons cosmiques nécessaire pour produire le flux de rayons γ observé semble compatible avec l'énergie injectée par le vestige dans les rayons cosmiques. Toutefois, il ne s'agit pas ici d'un scénario idéal de nuage moléculaire à proximité de l'onde de choc d'un vestige de supernova. Seule une partie du nuage mis en évidence dans les observations en onde radio est en contact avec le choc frontal du vestige. La densité de rayons cosmiques calculée précédemment suppose qu'ils sont uniformément distribués au sein

du nuage. Cette hypothèse, valable dans le cas d'un nuage compact proche du choc, n'est vraisemblablement pas vérifiée dans ce nuage. De ce fait, des effets de diffusion doivent être présents. Ils doivent être renforcés par le fait que compte tenu de l'âge du vestige, celui-ci a vraisemblablement dépassé la phase pendant laquelle l'accélération de particules est maximale. Du fait de la diffusion et du vieillissement plus importants des particules à haute énergie, le spectre en énergie d'une distribution originelle en E^{-2} devrait devenir proportionnel à $E^{-2+\delta}$. L'indice spectral de la distribution en énergie des rayons γ , sensiblement identique à celui de la distribution en énergie des protons est compatible avec un telle évolution.

6.7 Conclusion et perspectives

Les nouvelles observations de HESS en direction de la source HESS J1745-303 ne résolvent qu'en partie l'énigme de l'origine de cette source non identifiée. Elles mettent en évidence une morphologie plus complexe que supposée précédemment et indique que son origine pourrait être multiple. La statistique accumulée à l'heure actuelle ne permet toutefois pas de résoudre plusieurs composantes.

Plusieurs candidats sont possibles. Parmi eux, un pulsar pourrait être à l'origine d'une partie de la source HESS mais ne suffirait pas à produire l'ensemble de la source HESS. Le nuage moléculaire coïncident avec la partie nord est à ce jour le candidat le plus probable pour expliquer une partie de cette source. Ce nuage est en interaction avec le choc frontal du vestige de supernova G359.1-0.5. Le flux de rayons γ observé dans cette direction est compatible avec le produit d'interactions de protons accélérés par le vestige dans le nuage.

Une question subsiste quant à cette interprétation. Plusieurs nuages moléculaires sont en interaction avec le choc frontal, comme l'atteste la présence d'émission maser de la molécule OH dans d'autres directions autour du vestige. L'absence d'émission de rayons γ en direction de ces émissions est un point à élucider. Une hypothèse est que la quantité de matière nécessaire à la production d'un flux visible de rayons γ n'est pas réunie dans ces nuages. Des observations plus détaillée dans la raie du CO permettraient de préciser la cartographie de la matière autour du vestige et de répondre à cette question.

Les futures observations avec HESS II et GLAST permettront de préciser la position de la source EGRET dans la gamme du GeV et apporteront un gain de résolution angulaire dans la gamme en énergie actuelle, permettant de résoudre la morphologie de cette source.

Chapitre 7

HESS J1714-385 et le vestige de supernova CTB 37A

Sommaire

7.1	Introduction : Premières observations de cette région	114
7.2	Analyse des données HESS	114
7.2.1	Confirmation d'une nouvelle source, HESS J1714-385	114
7.2.2	Morphologie de la source	116
7.2.3	Spectre en énergie	116
7.3	Association avec le vestige de supernova CTB 37A	118
7.3.1	Le vestige de supernova CTB 37A	118
7.3.2	Interaction du vestige avec le milieu environnant	119
7.3.3	Caractéristiques des nuages moléculaires	120
7.3.4	Association des nuages moléculaires avec la source HESS	121
7.4	Analyse de données rayons X	122
7.4.1	Description et analyse des données	122
7.4.2	Cartographie en rayons X : une région complexe	122
7.4.3	Spectre en énergie des différentes composantes	124
7.4.4	Nature de l'émission diffuse	126
7.4.5	Nature de l'émission "compacte"	126
7.5	Interprétation de la source HESS J1714-385	127
7.5.1	Scénario hadronique	127
7.5.2	Scénario leptonique	129
7.6	Conclusion et perspectives	131

7.1 Introduction : Premières observations de cette région

La région du complexe de vestiges de supernova CTB 37, de part sa position proche du centre de la Galaxie, a été cartographiée dès l'été 2004 par HESS. Cette région bénéficiait d'une exposition prolongée (~ 37 heures), en raison de sa position proche du vestige de supernova RX J1713.7 – 3946. Ce vestige fut le premier à être résolu spatialement en rayons γ de très haute énergie et fut longuement observé en 2004. Une première source de rayons γ de très haute énergie a été détectée, HESS J1713-381 (figure 7.1 [106]). L'émission est peu étendue en regard de la fonction d'étalement de l'instrument et présente un spectre en énergie compatible avec une loi de puissance d'indice spectral 2.2 ± 0.5 . L'excès est coïncident et potentiellement associé avec le vestige de supernova CTB 37B (G348.7+0.3). Un autre excès a aussi été mis en évidence dans le champ de vue, peu distant de la source HESS. Cet excès, visible au sud-ouest de HESS J1713-381, coïncide avec le vestige de supernova CTB 37A (G348.5+0.1). Il ne fut toutefois pas considéré comme significatif après avoir tenu compte du nombre de positions tests dans le relevé.

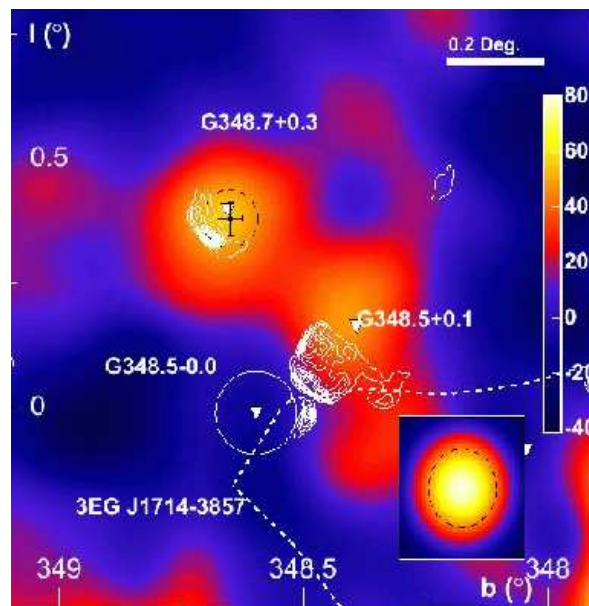


FIG. 7.1 – Carte d'excès de la région du complexe de supernova CTB 37, obtenue avec les observations de 2004. La carte est lissée à l'aide d'une Gaussienne de rayon 0.07° . Les contours blancs sont les contours de la cartographie en ondes radio de Molonglo [107]. Le cercle blanc représente l'extension du vestige de supernova G348.5+0.0. La courbe blanche pointillée représente le contour de 68 % de confiance de la position de la source EGRET 3EG J1714-3857. La fonction d'étalement de l'instrument est représentée en bas à droite. Les coordonnées sont exprimées dans le référentiel galactique. Cette figure est tirée de [106].

7.2 Analyse des données HESS

7.2.1 Confirmation d'une nouvelle source, HESS J1714-385

Cette région a fait l'objet de nouvelles observations par HESS depuis l'été 2004, notamment par une étude plus approfondie du vestige de supernova RX J1713.7-3946. Après application

des critères de sélection des données décrits précédemment, un total de 160 acquisitions réalisées à moins de 2 degrés du vestige de supernova CTB 37A sont disponibles. Ce jeu de données correspond à un temps d'observation effectif de 67.6 heures après correction du temps mort du détecteur. Les observations ont été réalisées dans un large gamme d'angles zénithaux comprise entre 14 degrés et 70 degrés avec une valeur moyenne de 39 degrés. Ces conditions d'observations impliquent un seuil en énergie de 200 GeV pour une coupure sur l'intensité des images à 60 photo-électrons et 370 GeV pour une coupure à 200 photo-électrons.

Les figures 7.2 sont les cartes d'excès obtenues lors de l'analyse de ces données [118]. Afin d'améliorer la résolution angulaire, sans toutefois réduire drastiquement la statistique, une coupure sur le nombre de télescope a été appliquée. Seuls les événements pour lesquels plus de trois images satisfont les critères de sélection, ont été retenus pour la génération des cartes. La figure de *gauche* représente un large champ de vue. On y distingue le vestige de supernova RX J1713.7-3946 au bas de la figure. La figure de *droite* est un agrandissement de la région du complexe de supernova CTB 37 (région pointillée de la figure de *gauche*). La source HESS détectée en 2004, HESS J1713-381, est visible sur la moitié nord de la figure. L'excès coïncident avec le vestige CTB 37A, reporté lors des premières observations, et visible sur la moitié sud de cette même figure, est toujours présent. Il est dorénavant significatif. Le pic de significativité est de 8.2σ (pour un rayon d'intégration de 0.076 degrés), et en tenant compte de l'ensemble des positions tests possibles le long du relevé de la Galaxie, une fluctuation statistique est exclue à 6.8σ . Le signal intégré autour du centroïde de l'excès dans une région de rayons 0.2 degrés compte 975 γ et une fluctuation statistique est exclue à plus de 12σ .

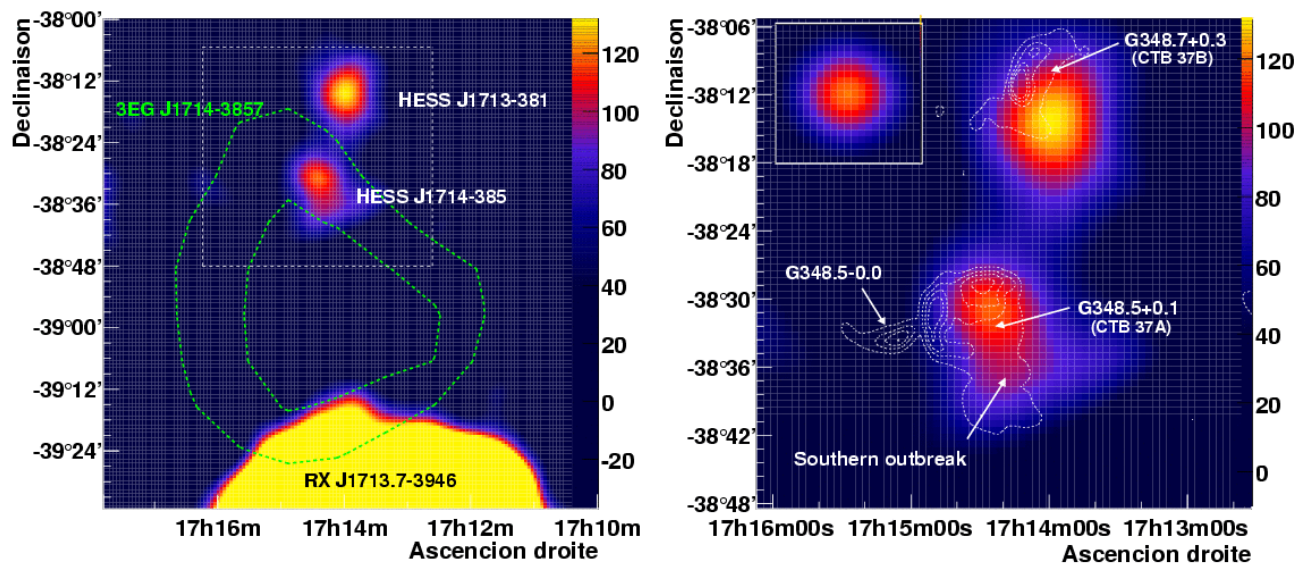


FIG. 7.2 – *Gauche* : Carte d'excès de la région du complexe de supernova CTB 37. La carte est lissée avec un fonction Gaussienne ($\sigma = 2.9'$). Les courbes vertes sont les contours à 68 % et 95 % de confiance de la position de la source EGRET 3EG J1714-3857. L'échelle de couleur a été saturée pour mettre en évidence les deux sources HESS au nord. *Droite* : Un agrandissement de la région en tirets blancs de la figure de *gauche*. Les courbes blanches sont les contours à 0.1, 0.5, 0.9 & 1.4 Jy/faisceau des observations du Molonglo Galactic Plane Survey (843 MHz). La fonction d'étalement de l'instrument (PSF), lissée comme la carte, est représentée dans l'encart.

7.2.2 Morphologie de la source

La position et l'extension de l'émission ont été déterminées par l'ajustement combiné d'une fonction Gaussienne à deux dimensions convoluée avec la fonction d'étalement de l'instrument sur chacune des deux sources. Le centroïde de l'émission a pour coordonnées $17^{\text{h}}14^{\text{min}}19^{\text{s}}$, $-38^{\circ}34'$ (RA/Dec J2000). L'erreur statistique sur chacun des axes est de $1'20''$ et l'erreur systématique de HESS est de $20''$. Un ajustement de fonction Gaussienne asymétrique n'améliore pas la qualité de l'ajustement et ne montre pas une asymétrie significative. Étant donné le fait que cette source est faible et que les observations ont été réalisées avec un angle hors-axe moyen important, l'erreur systématique est probablement sous-estimée. Le sigma de la fonction Gaussienne ajustée est de $4' \pm 1'$.

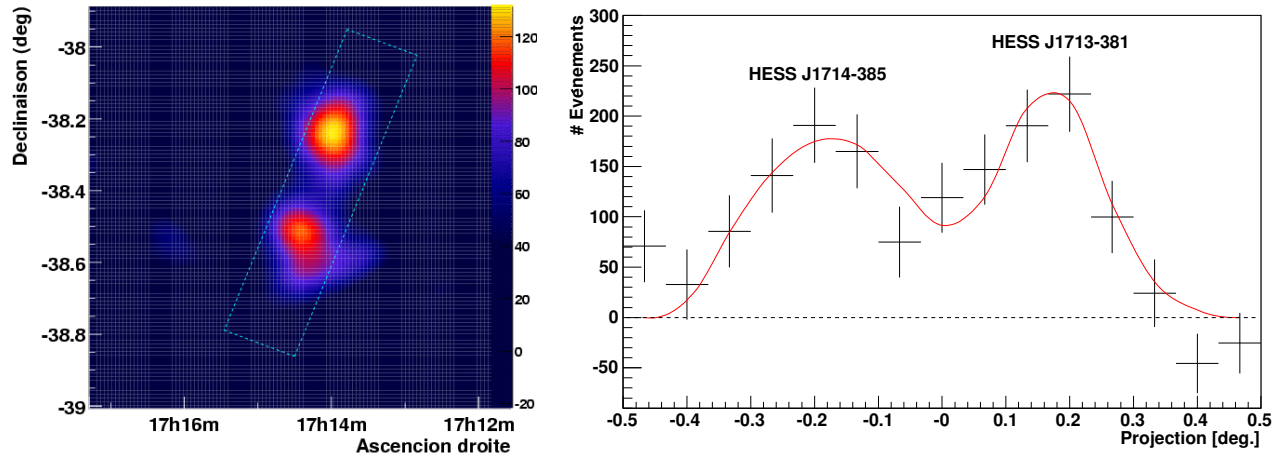


FIG. 7.3 – *Gauche* : Carte d'excès de la région du complexe de vestiges de supernova CTB 37. La région à l'intérieur de laquelle sont projetés les événements est représentée en tirets bleus. *Droite* : Projection des événements le long de l'axe reliant HESS J1713-381 et HESS J1714-385, à l'intérieur de la boîte représentée sur la figure de *gauche*. La courbe continue rouge correspond à la projection des fonctions Gaussienne deux dimensions convoluée par la fonction d'étalement qui ont été ajustées sur les données.

La figure 7.3 *droite* représente la projection des événements le long de l'axe reliant les deux sources HESS. La courbe rouge correspond à la projection des deux fonctions Gaussienne ajustées sur les données et convoluées avec la fonction d'étalement de l'instrument. La distribution du signal entre les deux émissions est compatible avec l'étalement des deux fonctions Gaussienne et confirme que les deux sources sont indépendantes.

7.2.3 Spectre en énergie

Le spectre en énergie de l'émission a été extrait à l'intérieur d'une région de 0.2 degrés de rayon autour du centroïde de l'émission. La contamination de HESS J1713-381 dans l'extraction du spectre en énergie de HESS J1714-385 a été estimée à partir des fonctions Gaussienne ajustées sur les excès. Environ 5 % du signal intégré dans cette région proviendrait de HESS J1713-381. Plusieurs formes spectrales ont été testées. La plus vraisemblable est une loi de puissance d'indice spectral 2.30 ± 0.13 et de flux différentiel à 1 TeV $\phi_0 = (8.7 \pm 1.0) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. La figure 7.4 représente l'ajustement de la loi de puissance réalisé sur le spectre en énergie ainsi

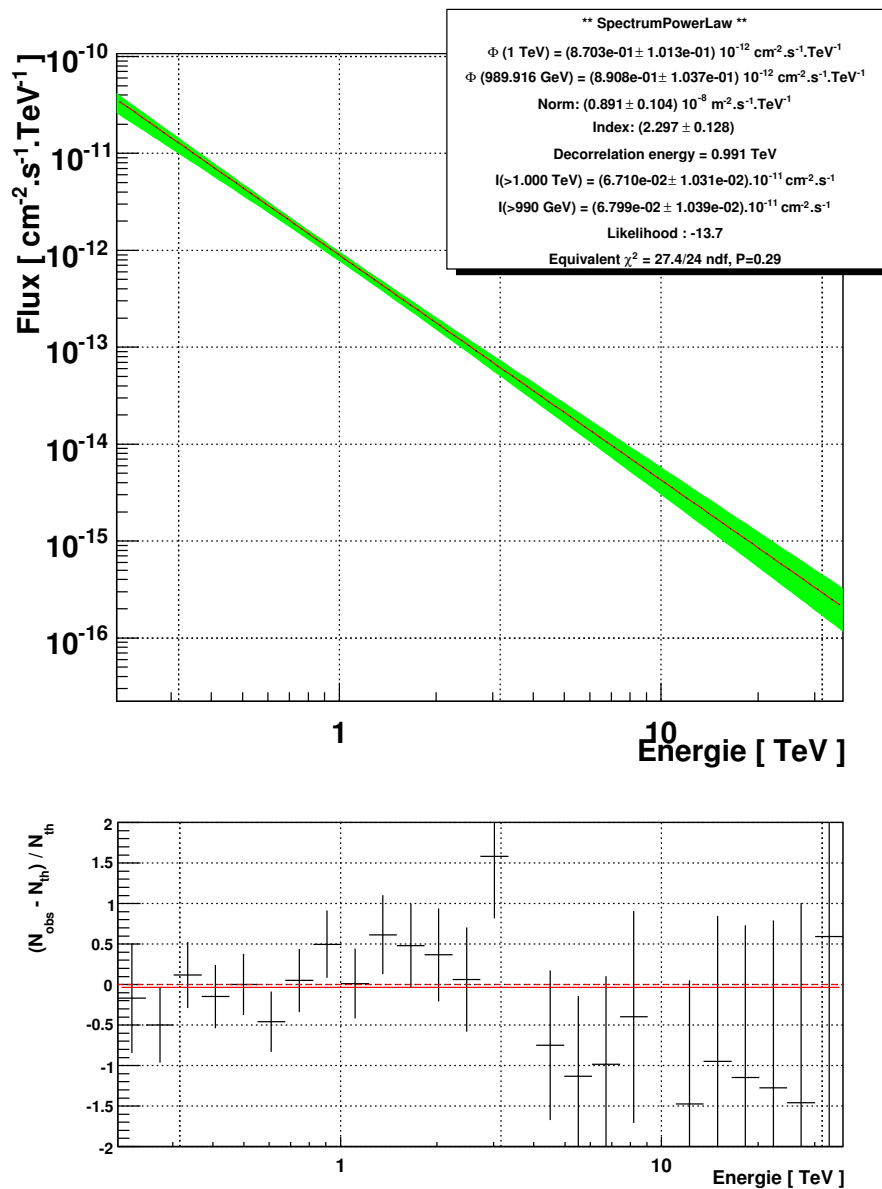


FIG. 7.4 – *Haut* : Résultat de l’ajustement d’une loi de puissance sur le spectre en énergie de l’ensemble de la source HESS J1714-385. *Bas* : Résidus de l’ajustement.

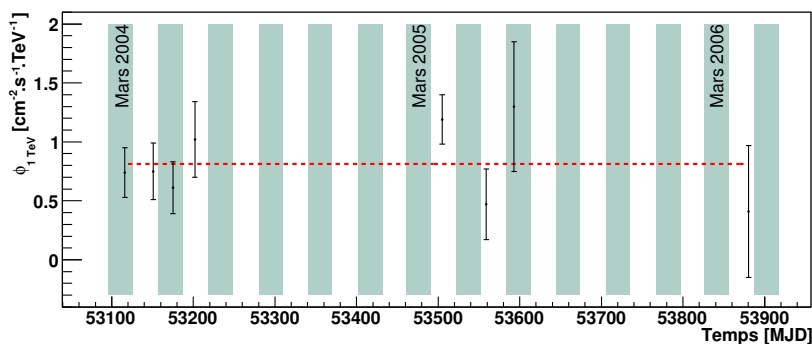


FIG. 7.5 – Courbe de lumière de la source HESS J1714-385. Les données ont été rassemblées par mois. La courbe rouge tiret est un ajustement de constante. Le χ^2 est de 7.3 pour 7 degrés de liberté.

que les résidus de l'ajustement. Le flux intégré au-delà de 1 TeV correspond à environ 3 % du flux intégré provenant de la Nébuleuse du Crabe au delà de la même énergie. Il n'y a pas d'indication de coupure exponentielle du spectre dans la gamme en énergie de ces observations.

La non-variabilité de l'émission a été vérifiée. Etant donné le faible flux observé en provenance de cette source, les données ont été rassemblées approximativement par mois d'observations pour cumuler une statistique suffisante. La figure 7.5 représente la courbe de lumière obtenue. La droite rouge tiret est un ajustement de constante effectué sur la courbe de lumière. Le χ^2 de l'ajustement est de 7.3 pour 7 degrés de liberté et équivaut à une probabilité de 0.4. Il n'y a pas de variabilité significative de l'émission de rayons γ .

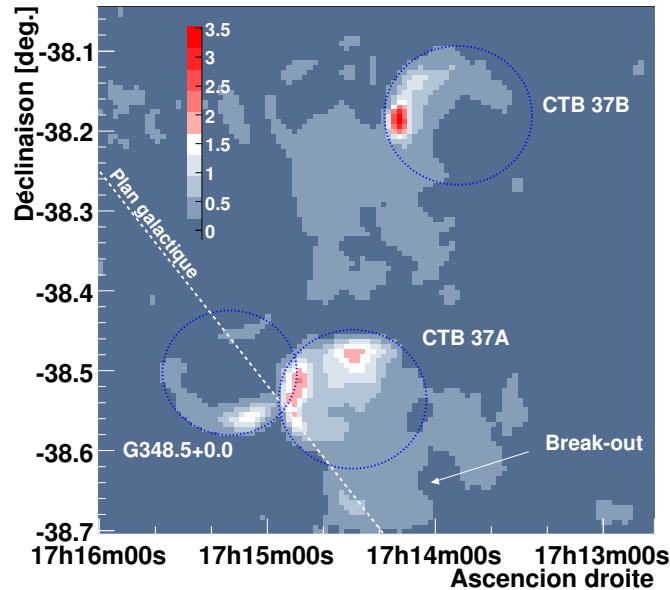


FIG. 7.6 – Carte de l'émission radio du complexe de vestiges de supernova CTB 37 issue de la cartographie du plan de la Galaxie de Molonglo. L'extension approximative des vestiges est représentée avec des cercles bleus pointillés.

7.3 Association avec le vestige de supernova CTB 37A

7.3.1 Le vestige de supernova CTB 37A

Le complexe de vestige de supernova CTB 37 est composé de trois vestiges de supernova séparés de moins d'un demi degré (figure 7.6). Des observations précises réalisées avec le Very Large Array (VLA) permirent de discerner les différentes composantes [120]. CTB 37B, le plus au nord des trois vestiges, est vraisemblablement la source de l'émission de rayons γ de très haute énergie HESS J1713-381. Deux autres vestiges se superposent dans la partie sud, CTB 37A et G348.5+0.0 dont la portion visible de la coquille fut longtemps considérée comme un jet issu de CTB 37A. Les observations précises du VLA permirent de montrer d'une part que cette structure est la portion de coquille d'un troisième vestige de supernova et d'autre part que CTB 37A est plus étendu vers le sud que ne le suggéraient les premières observations en ondes radio [121]. Cette morphologie dite de "break-out" est vraisemblablement causée par une

inhomogénéité du milieu environnant le vestige. La partie nord-est du vestige, plus brillante en émission radio non-thermique se propagerait dans un milieu dense et serait ainsi freinée, alors que la partie sud-ouest se propagerait plus facilement dans un milieu moins dense.

Des mesures d'absorption de l'émission radio à 21 cm de l'hydrogène neutre H_I au travers des bras de la Galaxie a permis de contraindre la distance de ces vestiges à 10.3 ± 3.5 kpc [122]. L'un de ces vestiges pourrait correspondre à la supernova historique AD 393 [123]. Les mesures de surface de brillance radio de ces objets sont compatibles avec une supernova ayant eue lieu dans les 2000 dernières années, particulièrement CTB 37A. L'estimation de l'âge à partir de la brillance de surface est toutefois très imprécise et ne donne qu'une simple indication.

7.3.2 Interaction du vestige avec le milieu environnant

Plusieurs émissions masers de la molécule OH à 1720 MHz ont été détectées en provenance du vestige de supernova CTB 37A [80]. Elles sont réparties sur le pourtour et en projection à l'intérieur du vestige (figure 7.7). La plupart de ces émissions sont observées pour des vitesses radiales proches de -65 km s^{-1} . Deux émissions sont observées pour une vitesse radiale proche de -23 km s^{-1} . La présence de ces émissions masers est une indication claire que le vestige est en interaction avec des nuages moléculaires, comme semble l'indiquer son asymétrie.

Des observations de la région dans la raie du ^{12}CO ($J=1 \rightarrow 0$) à 115 GHz ont été réalisées avec le télescope de 12 mètres du National Radio Astronomy Observatory en 1998 [119]. Elles montrent que le vestige est entouré de plusieurs nuages moléculaires. Trois nuages moléculaires sont coïncident avec les émissions masers à -65 km s^{-1} et ont des vitesses radiales très proches de celle des masers (figure 7.7 *gauche*). Cette correspondance entre vitesses radiales en addition de la coïncidence spatiale confirme que ces nuages sont bien en interaction avec le choc frontal du vestige de supernova. Un nuage moléculaire coïncide aussi avec les émissions masers à -23 km s^{-1} (figure 7.7 *droite*). De même que pour les nuages précédents, celui-ci a une vitesse radiale similaire à celle des émissions maser associées. Il est situé dans la région où les deux vestiges de supernova CTB 37A et G348.5+0.0 se superposent.

Cette localisation fournit une hypothèse pour expliquer la vitesse radiale différente de ces deux émissions masers par rapport aux autres. Ce nuage pourrait ainsi être associé non pas à CTB 37A mais à G348.5+0.0 et être en interaction avec le choc frontal de ce vestige. Même si les associations avec l'un ou l'autre des vestiges sont à confirmer, il est toutefois certain que l'ensemble de ces nuages moléculaires sont en interaction avec ces vestiges. Etant donné qu'il s'agit de vestiges de supernova plutôt jeunes (\sim quelques milliers d'années ans), ces nuages moléculaires constituent des sondes potentielles pour les rayons cosmiques accélérés.

Un autre élément étaye l'hypothèse de l'interaction du vestige avec ces nuages moléculaires. Au niveau du nuage central de la figure 7.7 *gauche* (évoqué par la suite comme le nuage central), une émission de la raie du CO est observée pour une vitesse radiale de -88 km s^{-1} . Cette composante n'est pas présente ailleurs dans le champ de vue. Elle pourrait correspondre à une couche du nuage central accélérée par le choc frontal du vestige lors de son passage. La vitesse de propagation du choc dans le nuage serait de ce fait de l'ordre de $\sim 15\text{-}30 \text{ km s}^{-1}$ [119]. Cette vitesse est faible comparée à celle des vestiges de supernova âgés de quelques milliers d'années ($\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$) mais elle correspond à la vitesse du choc à l'intérieur du nuage qui est ralenti par la matière.

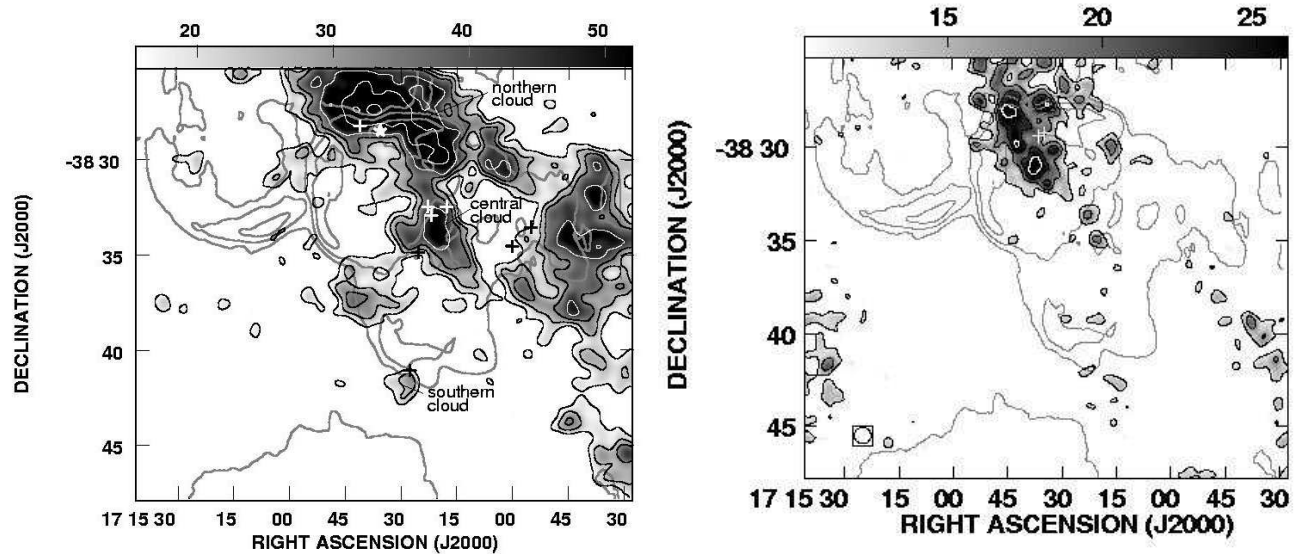


FIG. 7.7 – *Gauche* : Carte de l'intensité de la raie du CO intégrée entre -25.3 km s^{-1} et -22.7 km s^{-1} . Les contours gris sont les contours de l'émission radio à 1.4 GHz. Les croix blanches représentent les positions des masers OH à 1720 MHz aux vitesses radiales proches de -23 km s^{-1} . *Droite* : Carte de l'intensité de la raie du CO intégrée entre -68.3 km s^{-1} et -60.4 km s^{-1} . Les croix représentent les positions des masers OH aux vitesses radiales proches de -65 km s^{-1} . L'étoile blanche est la position d'une source ponctuelle IRAS. Ces figures sont tirées de [119].

7.3.3 Caractéristiques des nuages moléculaires

La vitesse radiale de ces nuages moléculaires et émissions maser permet de contraindre plus efficacement la distance nous séparant de ces objets. Les nuages à -65 km s^{-1} seraient ainsi distant de 11.3 kpc. A cette distance, l'extension moyenne du vestige CTB 37A est de l'ordre de 28 pc. L'ensemble des nuages répertoriés autour du vestige représente plusieurs milliers de masses solaires [119].

La présence de l'émission maser à 1720 MHz permet aussi d'estimer le champ magnétique du milieu où a lieu l'amplification, par mesure d'effet Zeeman. Les estimations de l'intensité du champ magnétique pour les différentes émissions maser donnent des mesures comprises entre 0.22 mG et 1.5 mG, dont des valeurs comprises entre 0.22 mG et 0.6 mG pour le nuage central [124]. Ces valeurs sont très supérieures à celles mesurées communément dans la Galaxie ($\sim 3 \mu\text{G} - 6 \mu\text{G}$). Il est cependant attendu que le champ magnétique soit amplifié dans les nuages moléculaires. L'effondrement gravitationnel des nuages concentre les lignes de champs et tend à augmenter l'intensité du champ magnétique. Par ailleurs, les émissions maser sont produites à proximité du choc frontal du vestige au niveau duquel le champ magnétique est très vraisemblablement amplifié. De telles intensités sont très intéressantes car elles permettent de poser des contraintes sur la densité d'électrons présents dans le nuage. Dans un champ magnétique de l'ordre de $100 \mu\text{G}$ ou plus, les pertes radiatives deviennent en effet très importantes. Pour des électrons d'énergie supérieure à 1 TeV, le temps typique de rayonnement synchrotron devient inférieur à 1000 ans. Comparé à l'âge du vestige (environ 2000 ans), il semble difficile que des électrons soient accélérés et survivent à ces énergies.

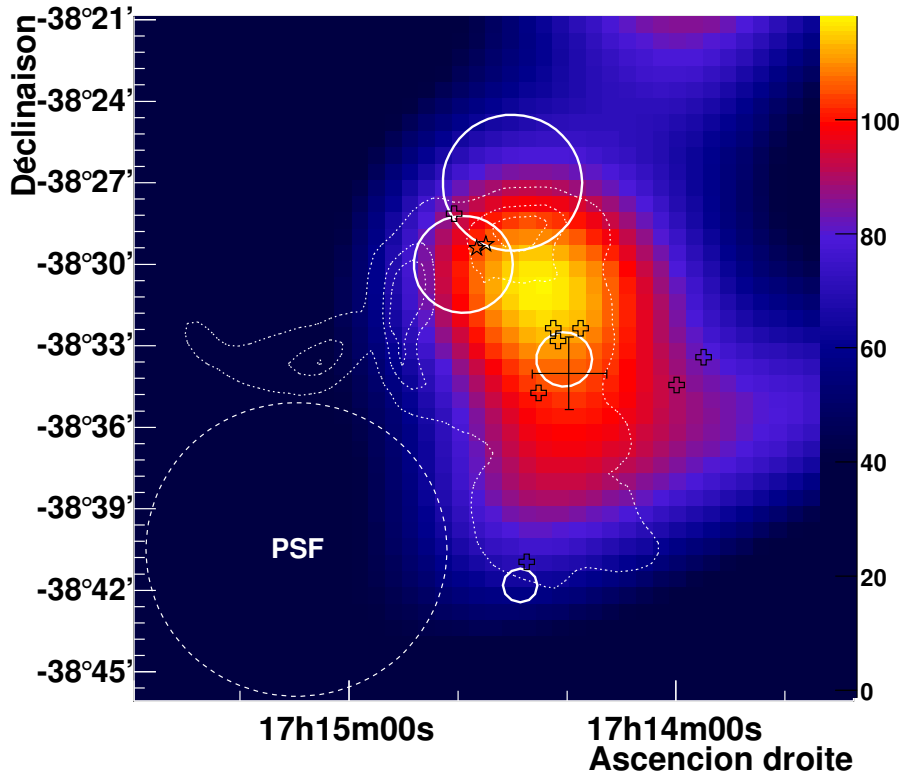


FIG. 7.8 – Carte d’excès de la source HESS J1714-385 lissée avec un Gaussienne ($\sigma = 2.9'$). Le cercle contenant 68 % de la fonction d’étalement (PSF), lissée identiquement à la carte, est représenté en tirets blancs. L’extension des nuages moléculaires reportés dans la littérature est représentée avec des cercles blanc [119]. Les positions des émissions masers de la molécule OH sont représentées par des croix (émissions à -65 km s^{-1}) et par des étoiles (émissions à -23 km s^{-1}). Les contours blancs pointillés sont les contours à 0.1, 0.9 & 1.4 Jy/faisceau.

7.3.4 Association des nuages moléculaires avec la source HESS

La coïncidence de cette source étendue de rayons γ avec le vestige de supernova CTB 37A en fait un candidat privilégié. Toutefois, le rapport entre le sigma de la source HESS $\sim 4'$ et l’extension de la coquille observée en onde radio ($9.5' \times 8'$, de demi-grand axe et demi-petit axe), est de l’ordre de 2. Un rapport proche de 2.2 est généralement constaté entre le sigma des émissions de rayons- γ et l’extension des coquilles de vestiges. Etant donné l’incertitude importante sur l’extension de la source HESS, une association avec la coquille entière ne peut pas être exclue.

La présence de nuages moléculaires en interaction avec le vestige pourrait aisément expliquer l’extension de la source HESS au regard de celle du vestige. La figure 7.8 représente un agrandissement de la source HESS J1714-385. La position des émissions masers de la molécule OH de même que l’extension des nuages moléculaires y sont représentées. Il doit toutefois être noté que l’extension des nuages superposés ne reflète pas la distribution complexe de matière autour du vestige (cf. figure 7.7). La position du nuage central est compatible avec celle de la source HESS et suggère que ce nuage pourrait être à l’origine de la source HESS. L’hypothèse où ce nuage est à l’origine de la source HESS J1714-385 au travers de l’interaction de rayons

cosmiques accélérés par le vestige est étudiée par la suite. Toutefois, l'extension de la source HESS est supérieure à celle du nuage central et il semble probable que les autres nuages soient impliqués dans la production de rayons γ dans un tel scénario. Le fait qu'ils présentent des émissions maser du radical OH confirme qu'ils sont eux aussi associés au vestige de supernova.

7.4 Analyse de données rayons X

7.4.1 Description et analyse des données

Deux instruments ont récemment observé cette région dans la gamme des rayons X. L'observatoire XMM-Newton a couvert cette région le 1^{er} mars 2006 pendant 17 ks. L'observatoire de rayons X Chandra pointa cette région le 10 octobre 2006 pendant 20 ks. Ces deux observations sont centrées sur le vestige de supernova CTB 37A et couvrent la région de la source HESS J1714-385.

Les détecteurs spatiaux de rayons X peuvent être affectés par des bouffées de protons de basse énergie passant au travers des miroirs et déclenchant les caméras. Ces bouffées de protons sont provoquées par le passage du satellite au travers de nuages de protons présents dans la magnétosphère de la Terre. La distribution de ces nuages dépend de l'altitude et de leur alimentation par les éruptions solaires. Une fois ces périodes rejetées, les temps effectifs d'observation sont de 19.9 ks pour Chandra (non affecté par ces bouffées de protons) et 9.6 ks pour XMM-Newton. Les résultats présentés par la suite ont été obtenus à partir des observations réalisées avec les détecteurs MOS1, MOS2 (Metal Oxyde Semi-conductors) et PN de XMM-Newton et avec le détecteur ACIS (Advanced CCD Imaging Spectrometer) de Chandra.

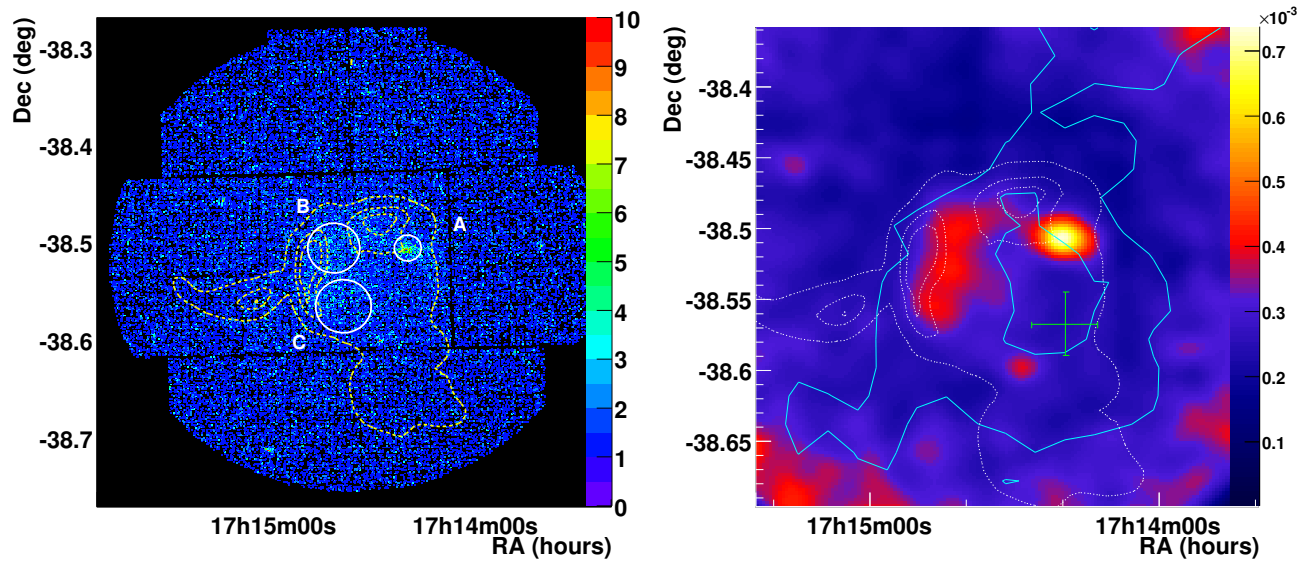
7.4.2 Cartographie en rayons X : une région complexe

La figure 7.9 représente les cartes brutes obtenues par les deux instruments (*gauche*) et les cartes corrigées de l'acceptance des instruments et lissées avec une fonction Gaussienne de 30'' de sigma (*droite*). Les cartes obtenues avec les deux instruments sont très similaires. Hormis une source ponctuelle visible dans la partie sud du vestige, deux autres émissions sont mises en évidence par ces observations.

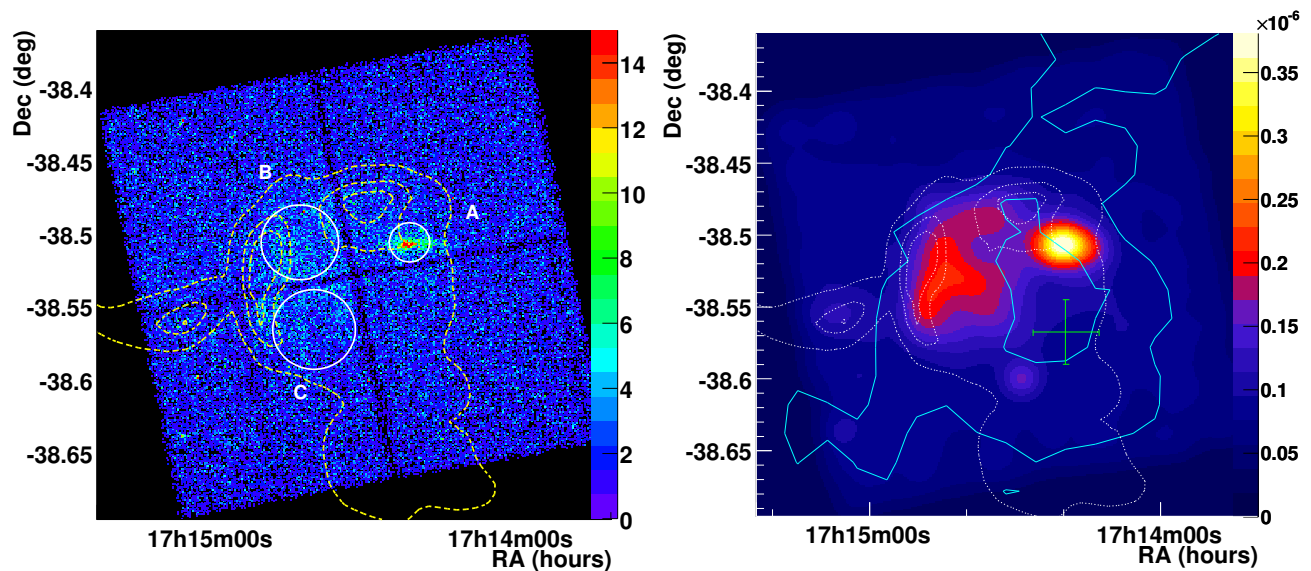
Une émission brillante et compacte est présente dans la partie nord ouest du vestige de supernova CTB 37A. Elle est visible sur les cartes brutes et très marquée sur la carte lissée. Un ajustement d'une fonction Gaussienne asymétrique sur les observations de Chandra donne une extension de $1' \times 18''$ (sigma des deux fonctions Gaussienne). Cette source est plus étendue que la fonction d'étalement de l'instrument pour cette position dans le champ de vue qui est de l'ordre de $1.2'' \times 0.5''$ (sigma de deux fonctions Gaussienne).

Une autre composante est visible dans la partie nord-est du vestige de supernova. Il s'agit d'une émission plus diffuse mise en évidence par le lissage de la carte d'excès. La corrélation avec l'émission radio non thermique n'est pas parfaite mais la distribution de l'émission diffuse est concentrée dans la même fraction du vestige que l'émission radio la plus intense. Il semble de ce fait très probable que le vestige de supernova soit à l'origine de cette émission.

Ces observations en rayons X mettent donc en lumière une région complexe. Toutefois, il n'y a pas d'émission coïncidente avec le centroïde de la source HESS. De même les centroïdes des deux émissions, que ce soit l'émission diffuse à l'est ou l'émission plus compacte, sont à plus d'un sigma du centroïde de la source HESS. Pour qu'une association d'une de ces émissions avec la source de rayons γ soit possible, elle nécessiterait un mécanisme de production de rayons γ et rayons X qui expliquerait un décalage entre les positions des émissions. De tels décalages entre



Cartes obtenues avec XMM-Newton (0.2 keV - 12 keV)



Cartes obtenues avec Chandra (0.5 keV - 10 keV)

FIG. 7.9 – *Gauche* : Cartes brutes de l'émission de rayons X. Les trois régions pour lesquelles ont été générées un spectre sont représentées par des cercles blancs. Les contours radio à 0.1, 0.9 & 1.4 Jy/faisceau sont représentés en jaunes. *Droite* : Cartes de l'émission de rayons X corrigées de l'acceptance des détecteurs et lissées avec une Gaussienne de $30''$ de sigma. Les mêmes contours radio sont représentés en blanc pointillé. Les courbes cyans sont les contours à 5σ et 7σ de la source HESS. La croix verte est la position de cette source et les erreurs statistiques associées. Les zones rouges en bordure du champ de vue des observations de XMM-Newton sont des artefacts.

les positions des émissions dans la gamme en énergie du TeV et des émissions en rayons X sont fréquemment observés dans le cas de nébuleuses de pulsar. L'émission de rayons X provient dans ce cas de la zone de choc entre le vent du pulsar et la nébuleuse alors que l'émission de rayons γ est issue de la diffusion Compton inverse des électrons accélérés qui se propagent dans le milieu environnant.

7.4.3 Spectre en énergie des différentes composantes

Un spectre en énergie a été extrait de plusieurs régions pour chacune des observations. En raison de l'extension de l'émission diffuse et de son étalement sur plusieurs CCD de Chandra, le spectre en énergie a été obtenu pour deux régions qui en couvrent une majeure partie. Le choix des régions a été conditionné pour ne pas qu'elles chevauchent plusieurs CCD. Les régions où a été estimé le bruit de fond, ont été choisies sur la même CCD que la région où le spectre est extrait. Ces régions sont représentées sur la figure 7.9 (régions B et C), de même que la région à l'intérieur de laquelle le spectre de l'émission plus compacte a été extrait (région A).

Les spectres en énergie de la région A et B sont représentés sur la figure 7.10. Un ajustement de deux modèles différents a été réalisé sur l'ensemble des spectres entre 0.5 keV et 10 keV. Le premier modèle est un modèle d'émission non thermique, une loi de puissance absorbée et le second est un modèle d'émission thermique correspondant à l'émission d'un gaz chaud diffus (modèle MEKAL). Ce modèle tient compte des abondances relatives des différents éléments et reproduit les raies spectrales de plusieurs d'entre eux. Les résultats des ajustements sur les spectres des différentes régions pour les quatre détecteurs (MOS 1, MOS 2 et PN pour XMM-Newton et ACIS pour Chandra) sont résumés dans plusieurs tableaux en annexe A. Une conclusion globale de ces ajustements est que l'accord entre les résultats obtenus avec les observations des détecteurs de XMM-Newton et de Chandra est très correct et plaide pour une nature différente des deux émissions. Un ajustement commun de modèles sur des spectres obtenus par les différents détecteurs est présenté par la suite pour chacune des émissions.

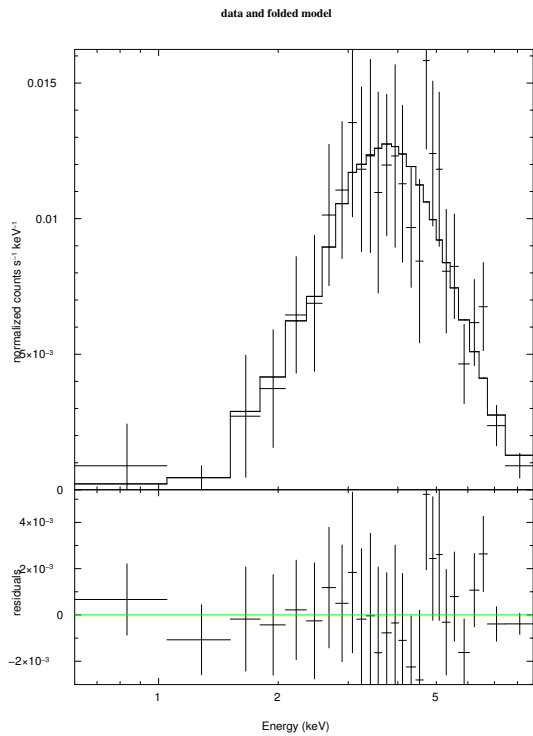
7.4.3.1 L'émission diffuse associée au vestige de supernova

Les ajustements de modèles convergent vers une nature thermique de cette émission. Plusieurs raies atomiques sont présentes et devraient être absentes d'une émission non-thermique. Les χ^2 des ajustements sont plus favorables à une émission thermique qu'à une loi de puissance. Un ajustement simultané du modèle thermique sur les quatre observations des régions B et C converge pour une température¹ de $0.81_{-0.05}^{+0.07}$ keV et $0.60_{-0.10}^{+0.07}$ keV respectivement, et une densité de colonne de H₂ $N_{\text{H}_2} = (3.41_{-0.18}^{+0.19}) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ et $N_{\text{H}_2} = (3.19_{-0.22}^{+0.23}) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Un ajustement commun de loi de puissance absorbée a une probabilité de 10^{-8} et est de ce fait exclu.

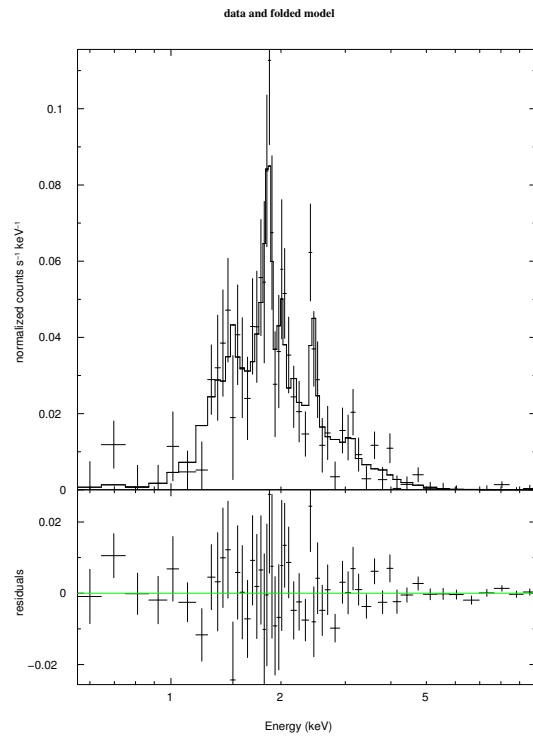
7.4.3.2 L'émission "compacte"

L'émission compacte est observée à plus haute énergie que l'émission diffuse. Son spectre en énergie est centré autour de 4 keV. Les résultats présentés dans les tableaux A.1 à A.4 montrent qu'un ajustement de loi de puissance sur les spectres semble beaucoup plus probable qu'un modèle thermique. L'ajustement du modèle thermique converge vers des valeurs de température supérieure à 50 keV. Or des températures de plus de quelques keV sont exclues pour des milieux chauffés par le passage d'un choc de vestige de supernova. Lorsque celle-ci est fixée à 1 keV, la probabilité de l'ajustement devient quasi-nulle. Un ajustement commun

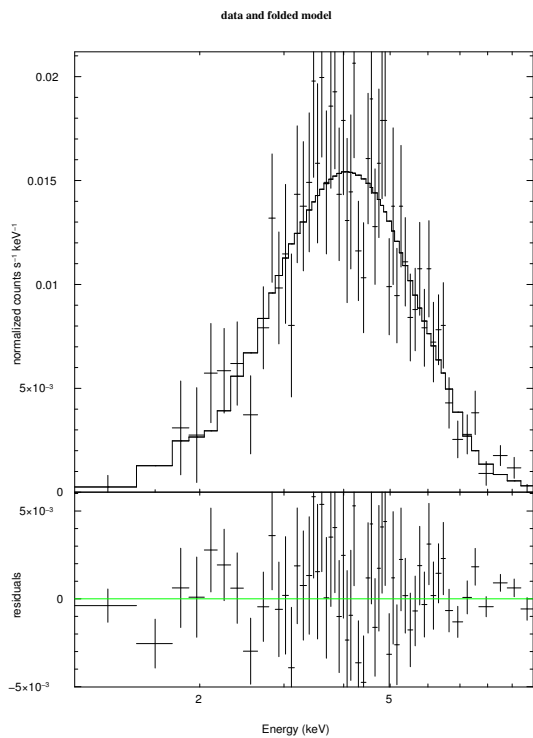
¹Cette température est ici un abus de langage et correspond à l'énergie thermique $k_B T$ d'un corps à la température T .



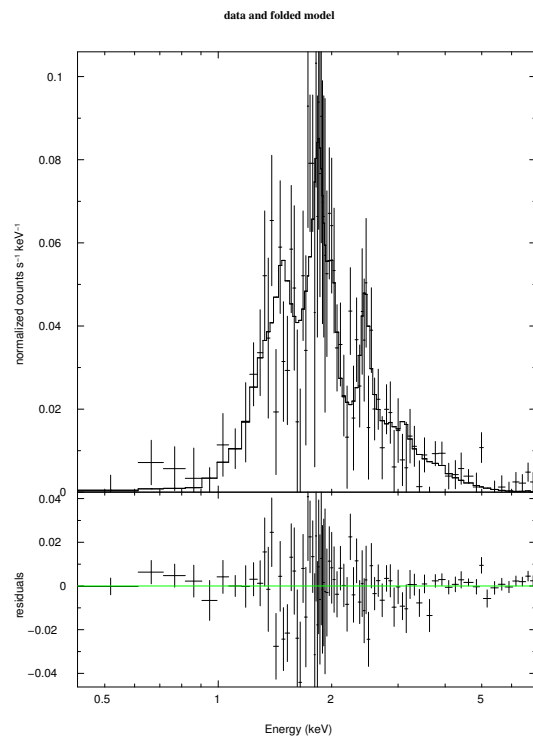
XMM-Newton MOS 1 - région A



XMM-Newton MOS 1 - région B



Chandra ACIS - région A



Chandra ACIS - région B

FIG. 7.10 – Spectre en énergie de l'émission rayons X observée sur la source compacte (région A, *gauche*) et sur l'émission diffuse du vestige de supernova (région B, *droite*), par XMM-Newton (*haut*) et Chandra (*bas*). Les courbes noires sont les modèles de loi de puissance absorbée et d'émission thermique absorbée ajustés respectivement sur chacun des spectres.

aux quatre observations converge vers une loi de puissance absorbée d'indice spectral $1.32_{-0.35}^{+0.39}$ et de normalisation à 1 keV $4.2_{-2.0}^{+4.2} \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$. La densité de colonne ajustée est $N_{\text{H}_2} = (5.9_{-1.4}^{+1.8}) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Un ajustement commun du modèle thermique exclut cette hypothèse puisqu'il correspond à une probabilité de 10^{-15} .

7.4.3.3 Limite supérieure en direction du nuage moléculaire central

Comme évoqué précédemment, un des points importants pour l'hypothèse d'une association de la source HESS avec des nuages moléculaires est la non détection d'un signal de rayons X provenant de ces nuages. Une limite supérieure a été déduite des observations de XMM-Newton en direction du nuage central. La limite supérieure a été estimée à l'intérieur d'une région de $1'$ de rayon, centrée sur la position du nuage. En supposant un spectre en E^{-2} et la même densité de colonne que l'émission thermique provenant du vestige de supernova, une limite a été établie à 99 % de confiance sur le flux non absorbé intégré entre 1 keV et 10 keV à $1.8 \times 10^{-4} \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. En supposant que le nuage est distant de 11.3 kpc, cette limite correspond à une limite supérieure sur la luminosité dans la même gamme en énergie de $5.3 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$.

7.4.4 Nature de l'émission diffuse

La nature de l'émission diffuse laisse peu de doute quant à une association avec le vestige de supernova. L'émission est particulièrement corrélée avec la morphologie en onde radio du vestige. De plus la nature thermique de l'émission est similaire à celle observée en direction de plusieurs autres vestiges de supernova en interaction avec des nuages moléculaires, comme par exemple le vestige G359.1-0.5 décrit précédemment. La présence de cette émission fournit aussi une clé supplémentaire pour comprendre l'origine des émissions maser de la molécule OH observée dans cette direction. Le vestige de supernova CTB 37A fait vraisemblablement partie de la catégorie de vestiges dits de morphologie mixte [125][126]. Il s'agit de vestige pour lesquels une émission de rayons X thermiques est émise par l'intérieur même du vestige et non la seule coquille. Cette émission de rayons X est due à la présence de gaz dense chauffé par le passage du choc frontal. Elle permet d'expliquer pourquoi la densité de colonne de la molécule OH est plus importante dans ces régions. Le passage du choc au travers d'un milieu dense permet la réalisation de réactions telles que la formation d'eau à partir d'oxygène neutre O_I et de di-hydrogène H_2 . Ces réactions ont des énergies d'activation importantes et ne se produisent que significativement pour des températures supérieures à 300 K [127]. Le passage du choc au travers du nuage, en chauffant le gaz, va permettre l'enclenchement de ces réactions. Or la présence d'une émission de rayons X va engendrer la dissociation de cette eau et former des radicaux OH en quantité suffisante pour permettre une émission maser [128]. Cette émission diffuse de rayons X ne peut pas être associée à la source HESS mais fournit une indication supplémentaire que le vestige est en interaction avec des nuages moléculaires.

7.4.5 Nature de l'émission "compacte"

La nature de l'émission compacte est plus ambiguë. Elle pourrait être la signature d'une nébuleuse de pulsar, bien que l'indice spectral de l'émission soit plus dur que ceux communément observés. Cette nébuleuse de pulsar pourrait être associée au vestige de supernova, qui serait un vestige de type composite. Ces vestiges sont caractérisés par la présence d'une coquille visible en émission radio non-thermique et d'une nébuleuse de pulsar générée par l'étoile à neutron produite par la supernova. La densité de colonne déduite de l'ajustement du spectre est toutefois

beaucoup plus importante que celle déduite pour l'émission thermique associée au vestige. Ce fait pourrait être expliqué par la présence des nuages moléculaires qui entourent le vestige. La présence d'une nébuleuse de pulsar à cet endroit constituerait une origine potentielle pour la source HESS. La densité de colonne plus importante pourrait indiquer aussi que la coïncidence avec le vestige de supernova n'est que fortuite et que cette source de rayons X se situe plus loin que le vestige.

Plusieurs interrogations subsistent quant à cette interprétation. Il n'y a en effet aucun pulsar détecté dans cette direction. Il n'y a pas non plus de source ponctuelle à l'intérieur de l'émission de rayons X qui pourrait indiquer la présence du pulsar. Par ailleurs, l'émission observée dans la gamme en énergie des rayons X serait l'émission synchrotron d'électrons accélérés au niveau du choc terminal du vent du pulsar. Le spectre de cette émission synchrotron s'étend à plus basse énergie jusqu'aux ondes radio. Or il n'y a pas de contreparties claires en onde radio de la source de rayons X qui pourrait confirmer la présence d'une nébuleuse de pulsar.

7.5 Interprétation de la source HESS J1714-385

7.5.1 Scénario hadronique

L'association probable de cette nouvelle source de rayons γ avec le vestige de supernova et les indications de la présence de nuages moléculaires dans son voisinage étayent l'hypothèse d'une origine hadronique de l'émission de rayons γ . La compatibilité de l'émission observée avec un modèle hadronique a été vérifiée.

7.5.1.1 Association avec une source EGRET

La source de rayons γ de très haute énergie s'étend à proximité d'une source de rayons γ détectée par l'expérience EGRET dans la gamme en énergie du GeV (3EG J1714-3857 [28]). La source HESS est comprise entre les contours à 68 % et 95 % de confiance de la position de la source EGRET (figure 7.2). Celle-ci est reportée comme probablement étendue et confuse. Son origine a déjà été discutée dans la littérature. Elle chevauche en effet la partie nord du vestige de supernova RX J1713.7-3946 et plusieurs études ont été menées pour clarifier une possible association avec celui-ci [129][130]. La conclusion de ces études est que la source EGRET est vraisemblablement associée avec deux nuages moléculaires situés au nord du vestige de supernova RX J1713.7-3946 et serait due à l'interaction de noyaux accélérés par ce vestige dans ces nuages (nuages A et B de la figure 7.11 *gauche*). Les contours de confiance de la position de cette source montrent toutefois une extension vers la source HESS J1714-385. Il n'est de ce fait pas exclu qu'une partie de la source EGRET soit associée avec les nuages moléculaires en interaction avec le vestige de supernova.

Une possible association de la source HESS avec une source à plus basse énergie étaye l'hypothèse d'une origine hadronique de l'émission de rayons γ de très haute énergie. Dans un scénario hadronique, l'émission devrait en effet se prolonger à plus basse énergie selon une même forme spectrale que dans la gamme en énergie du TeV. Le spectre de la source EGRET est décrit par une loi de puissance d'indice spectral 2.30 ± 0.20 et de flux intégré au delà de 100 MeV de $(46.3 \pm 6.5) \times 10^{-8} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. La figure 7.11 *droite* représente les spectres en E^{-2} des sources EGRET et HESS J1714-385, de même que les autres sources détectées par HESS pouvant être associées à la source EGRET, HESS J1713-381 et RX J1713.7-3946. Une extrapolation de la nouvelle source HESS à plus basse énergie n'est pas incompatible avec la source EGRET. Un ajustement des deux flux intégrés supposant un indice spectral commun donne un indice

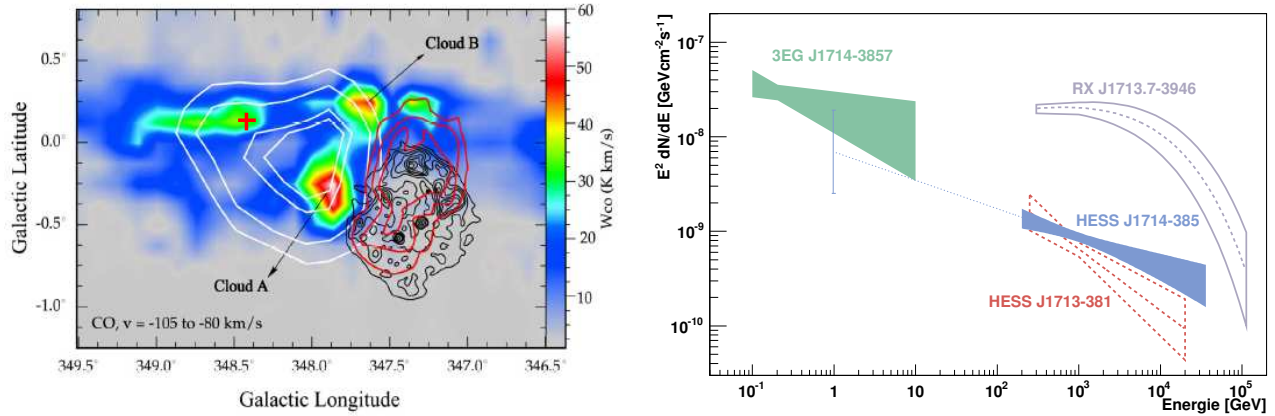


FIG. 7.11 – *Gauche* : Carte de l'intensité de la raie du CO intégrée entre -105 km s^{-1} et -80 km s^{-1} . Les contours blancs représentent les contours de confiance de la position de la source EGRET (50 %, 68 %, 95 % et 99 %). Les courbes rouges sont les contours de l'émission de rayons γ de très haute énergie observés par CANGAROO. Les contours noirs représentant l'émission de rayons X observée en direction du vestige de supernova RX J1713.7-3946. La croix rouge est la position de la source HESS J1745-385. Cette figure est tirée de [130]. *Droite* : Comparaison des spectres en E^2 de la source HESS J1714-385 et de la source 3EG J1714-3857. Les spectres en énergie des deux autres sources détectées par HESS, pouvant être associées avec la source EGRET, HESS J1713-381 [131] et RX J1713.7-394 [132], sont représentées avec des zones blanches. Les barres d'erreurs correspondent au flux obtenu par une extrapolation à 1 GeV des lois de puissances extrêmes autorisées par les erreurs de l'ajustement du spectre de HESS.

de 2.45 ± 0.02 , compatible avec les deux émissions. Cette compatibilité des spectres accrédite l'hypothèse de l'association d'au moins une part de la source EGRET avec la source HESS.

7.5.1.2 Association de la source avec les nuages moléculaires

La vraisemblance d'une émission de rayons γ par des hadrons accélérés peut être vérifiée de la même manière que lors des deux chapitres précédents. La densité de rayons cosmiques dans cette région peut être estimée à partir de la masse de matière et du flux observé de rayons γ . La gamme en énergie des observations par HESS, 200 GeV à 40 TeV, correspond à une gamme en énergie des rayons cosmiques de 2.5 TeV à 470 TeV. La densité de rayons cosmiques dans cette gamme en énergie est obtenue au travers de la relation

$$w(2.5 - 470 \text{ TeV}) \approx 3.8 \times 10^{-42} \times (M_{\text{nuage}}/M_{\odot})^{-1} \times L_{\gamma}(0.2 - 40 \text{ TeV}) \text{ eV cm}^{-3}$$

où $L_{\gamma}(0.2 - 40 \text{ TeV})$ est la luminosité en rayons γ entre 0.2 TeV et 40 TeV. Le nuage central, de part sa coïncidence avec le centroïde de la source HESS, est un candidat très probable comme origine de la source HESS. La masse de ce nuage a été estimée à 7.2×10^3 masses solaires [119]. En supposant que ce nuage soit situé à 11.3 kpc et que l'ensemble de l'émission de rayons γ provienne de ce nuage, la densité de rayons cosmiques dans la gamme en énergie 2.5 TeV à 470 TeV est $w(2.5 - 470 \text{ TeV}) \approx 30 \text{ eV cm}^{-3}$.

De même que pour la source HESS J1745-303, la densité énergétique des rayons cosmiques est contenue à plus basse énergie du fait de l'indice spectral mou (supérieur à 2). Les protons suivant une distribution en énergie similaire à celle des rayons γ produits, on extrapole la

distribution de protons jusqu'à 1 GeV pour estimer la densité d'énergie totale : $w(1 \text{ GeV} - 470 \text{ TeV}) \approx 380 \text{ eV cm}^{-3}$. En supposant que cette densité de rayons cosmiques soit uniforme à l'intérieur de la partie bien définie en onde radio du vestige, de rayon moyen $\sim 5'$, cette densité correspond à une efficacité de conversion de l'énergie mécanique dans les rayons cosmiques de :

$$\eta_{\text{hadrons}} \sim 0.3 \times d_{11.3}^{-5} \times M_{7.2}^{-1} \times E_{51}^{-1}$$

où $d_{11.3} = \frac{d_{\text{nuage}}}{11.3 \text{ kpc}}$ est la distance nous séparant du nuage, $M_{7.2} = \frac{M_{\text{nuage}}}{7.2 \times 10^3 M_{\odot}}$ la masse du nuage et $E_{51} \approx \frac{E_{\text{SN}}}{10^{51} \text{ erg}}$ l'énergie d'explosion de la supernova.

Le calcul précédent a toutefois été réalisé en considérant uniquement le nuage central comme cible pour les protons accélérés. L'extension de la source HESS est significativement plus importante que celle du nuage. Une participation d'autres nuages est de ce fait nécessaire pour expliquer cette extension. Cette implication des autres nuages dans la production de rayons γ est naturelle étant donné que ces nuages semblent en interaction avec le vestige comme l'atteste la présence d'émissions maser de la molécule OH. La prise en compte de masses additionnelles provenant d'autres nuages diminuerait la densité de rayons cosmiques impliqués et réduirait aussi l'efficacité de conversion de l'énergie cinétique des éjectats dans les rayons cosmiques. En supposant que l'ensemble des nuages est impliqué dans la production de rayons γ , l'efficacité de conversion nécessaire est de l'ordre de 4 %. La gamme d'efficacité fournie par les deux estimations précédentes, est en accord avec les prédictions théoriques. Il est à noter que l'indice spectral de l'émission de rayons γ est ici aussi plus mou que ceux prédit par les modèles théoriques. Par ailleurs, la densité de rayons cosmiques accélérés est dominée par les hadrons de basse énergie pour lesquels les observations en rayons γ sont incertaines.

7.5.2 Scénario leptonique

L'émission de rayons γ pourrait aussi être due à une populations d'électrons interagissant avec le milieu environnant. Deux sources de tels électrons sont possibles. La source de rayons X non-thermiques pourrait être l'indication d'une nébuleuse de pulsar et constituerait une source évidente d'électrons ultra-relativistes. Par ailleurs, les électrons pourraient être accélérés par le vestige de supernova CTB 37A. Ces deux hypothèses ont été testées.

7.5.2.1 Association avec la potentielle nébuleuse de pulsar

La nébuleuse de pulsar potentielle est le candidat le plus probable pour une émission de rayons γ de très haute énergie. L'émission de rayons X serait due à l'émission synchrotron d'une population d'électrons qui diffuseraient des photons de très haute énergie par diffusion Compton inverse sur les photons du fond cosmologique. Des contraintes peuvent être mises à partir de la comparaison des luminosités en rayons X et rayons γ .

En supposant que les émissions de rayons X et rayons γ sont dues aux électrons de même énergie, les luminosités sont reliées au champ magnétique par la relation :

$$\frac{L_{\gamma}}{L_X} \approx \xi \times 0.1 \times \left(\frac{B}{10 \mu\text{G}} \right)^{-2}$$

où L_{γ} et L_X sont les luminosités en rayons γ et rayons X entre 1 TeV et 10 TeV, et 1 keV et 10 keV respectivement [134]. Le facteur ξ est le rapport entre les tailles des régions où ont lieu les deux émissions. La limite supérieure sur le flux de rayons γ provenant de la nébuleuse en rayons X est estimée par le rapport des extensions de la source HESS et de la source "compacte" de rayons X. Ce calcul indique qu'au maximum 25 % du flux de la source HESS provient de cette

région. En appliquant la formule précédente avec le facteur ξ égal à 1, on obtient une limite inférieure à $16 \mu\text{G}$ sur l'intensité du champ magnétique baignant la nébuleuse de rayons X. Cette valeur est nettement supérieure aux intensités du champ magnétique mesurées dans la Galaxie ($\sim 3 \mu\text{G}$ à $6 \mu\text{G}$) mais reste compatible avec les valeurs déduites d'observations d'autres nébuleuses de pulsar [135].

La luminosité liée à la perte d'énergie de rotation du pulsar (spin-down luminosity) peut être estimée à partir de la luminosité en rayons X au travers de la relation empirique :

$$L_{X(2-10)} = 10^{-15.3} \left(\frac{L_{sd}}{\text{erg s}^{-1}} \right)^{1.34} \text{ erg s}^{-1}$$

où $L_{X(2-10)}$ est la luminosité en rayons X entre 2 keV et 10 keV, et L_{sd} la luminosité totale de perte d'énergie de rotation du pulsar [136]. En supposant que le pulsar appartient au vestige de supernova CTB 37A, la luminosité entre 2 keV et 10 keV de la nébuleuse est $L_{X(2-10)} = 4.6 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$. La relation précédente implique une luminosité totale de perte d'énergie de rotation $L_{sd} = 1.9 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ et une limite inférieure à $L_{sd} > 2.8 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$. Cette perte d'énergie est importante mais pas déraisonnable au regard des pertes d'énergie de rotation généralement observées. Sachant que la luminosité en rayons γ de la source HESS entre 1 TeV et 10 TeV est $L_{\gamma} = 3.24 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$, une efficacité de conversion de cette perte d'énergie en rayons γ de l'ordre de quelques 0.1 % serait suffisante. Il n'y a pas de prédictions théoriques d'efficacité de conversion de la perte d'énergie de rotation d'un pulsar en rayons γ , toutefois des efficacités de l'ordre de 0.1 % sont déduites de l'observation de plusieurs nébuleuses de pulsars avec HESS et sont considérées comme réalistes [135]. Une association de cette source avec la source de rayons γ est donc possible. Cependant, comme évoqué précédemment, la nature de cette source de rayons X soulève de nombreuses questions.

7.5.2.2 Une émission leptonique au niveau de la coquille du vestige

Le vestige peut aussi être à l'origine d'une population d'électrons accélérés au niveau du choc frontal. La coïncidence entre la source HESS et la densité de matière défavorise l'interprétation leptonique à l'interprétation hadronique. Toutefois, il n'est pas exclu que le champ de photons soit plus intense à l'intérieur du nuage et dope de ce fait la diffusion Compton inverse. Les nuages moléculaires peuvent par exemple renfermer des régions de formation d'étoiles pouvant augmenter sensiblement la densité du champ de photons. Les estimations de l'intensité du champ magnétique au niveau du nuage, effectuées au travers de mesures d'effet Zeeman, et la limite supérieure posée sur le flux de rayons X en direction du nuage central permettent de contraindre ce scénario. L'intensité du champ magnétique implique que la luminosité dans la gamme des rayons X devrait être au moins 10^3 fois plus importante que celle observée dans la gamme en énergie du TeV. En supposant un champ magnétique de $100 \mu\text{G}$, la limite supérieure sur le flux de rayons X implique que la densité énergétique du flux de photons sur lesquels diffusent les électrons soit plus de 10^3 fois supérieure à la valeur moyenne de 1 eV cm^{-3} . Une telle densité énergétique du champ de photon semble peu probable, même proche d'une région de formation d'étoiles. Une production de rayons γ par des électrons accélérés par le choc hors des nuages moléculaires n'est pas exclue. L'absence de rayons X non thermiques indique toutefois que le champ de photon devrait être plus intense que dans le milieu interstellaire standard.

La présence de nuages moléculaires de densité importante peut rendre le Bremsstrahlung compétitif. Le temps caractéristique du Bremsstrahlung d'un électron est en effet proportionnel à la densité du milieu. Les intensités importantes du champ magnétique dans les nuages permettent de même que précédemment de poser des contraintes importantes sur ce scénario. Une

distribution d'électrons accélérés est affectée à haute énergie par les pertes radiatives. Au delà de l'énergie pour laquelle le temps caractéristique du rayonnement synchrotron est équivalent à l'âge du vestige, l'indice spectral de la distribution en énergie est adoucie d'une unité. Dans un champ magnétique de l'ordre de $100 \mu\text{G}$, cette énergie vaut $\sim 30 \text{ GeV}$, en deçà de la gamme en énergie de HESS. Or la distribution en énergie des photons émis par Bremsstrahlung est similaire à celle de la population d'électrons originelle (même indice spectral). L'indice spectral des observations de HESS implique qu'au delà de 30 GeV , la distribution d'électrons suit une loi de puissance d'indice 2.3. L'indice spectral en deçà de 30 GeV serait donc de l'ordre de 1.3. Un tel indice est beaucoup plus dur que ceux prédits par les modèles théoriques et semble peu probable. Cet argument est encore valable pour un vestige plus ancien, de l'ordre de 10000 ans, puisque la coupure du spectre interviendrait à plus basse énergie.

7.6 Conclusion et perspectives

L'origine de cette nouvelle source de rayons γ est ambiguë. Une origine hadronique de cette émission est probable. La coïncidence du vestige avec cette source en fait un candidat privilégié. La présence de nuages moléculaires choqués dans le voisinage du vestige est un argument pour interpréter l'émission comme l'interaction de hadrons accélérés par le vestige. La densité de rayons cosmiques impliqué par un tel scénario est raisonnable compte tenu des prédictions théoriques. Cette hypothèse semble de ce fait très vraisemblable.

Un scénario leptonique n'est pas exclu du fait de la présence d'une possible nébuleuse de pulsar. Celle-ci est un candidat pour la source HESS. Un grand nombre de ces objets a en effet déjà été observé en rayons γ de très haute énergie. L'efficacité de conversion de la perte d'énergie de rotation du pulsar en rayons γ serait compatible avec celles généralement observées. L'émission de rayons γ au niveau de la coquille du vestige par des électrons accélérés n'est pas exclue. Elle nécessiterait, toutefois, un champ de photons plus dense, en raison de l'absence de rayons X non thermiques.

Plusieurs questions restent en suspens et leurs réponses pourraient permettre d'apporter une conclusion définitive sur l'origine de cette source. Des observations plus précises de cette région dans la raie du CO permettraient de vérifier plus précisément la corrélation de l'émission de rayons γ avec la densité de matière. Une telle corrélation, étant donné l'absence de rayons X non thermiques dans la direction des nuages, serait la signature claire d'une origine hadronique. Par ailleurs, la confirmation de la nature de l'émission compacte de rayons X non-thermiques, notamment par la recherche d'un possible pulsar et d'une nébuleuse en onde radio, apporterait des éléments intéressants pour interpréter la nature de la source HESS.

L'observation de ce vestige par HESS II dans les prochaines années permettra un gain de précision angulaire dans la gamme en énergie actuelle et permettra de contraindre plus efficacement la corrélation de l'émission de rayons γ avec la distribution de matière. L'observation à plus basse énergie par HESS II ou GLAST offrira des contraintes supplémentaires sur la nature des particules.

Chapitre 8

Etude systématique d'associations

Sommaire

8.1	Introduction	134
8.1.1	Détection d'associations dans la gamme en énergie du TeV	134
8.1.2	L'émission maser de la molécule OH comme guide	136
8.2	Analyse systématique d'associations	138
8.2.1	Analyse des observations de HESS	138
8.2.2	Résultats de ces analyses	139
8.2.3	Quelques candidats prometteurs	140
8.2.4	Conclusion de cette étude	143

8.1 Introduction

8.1.1 Détection d'associations dans la gamme en énergie du TeV

Les analyses de sources détectées par HESS discutées précédemment, montrent que des associations mises en évidence dans d'autres longueurs d'onde entre vestiges de supernova et nuages moléculaires sont vraisemblablement actives dans la gamme en énergie du TeV. Que ce soit pour HESS J1745-303 ou HESS J1714-385, des nuages moléculaires en interaction avec un vestige de supernova sont des candidats très sérieux pour l'origine des rayons γ observés. D'autres associations entre vestiges de supernova ont récemment été observées par des détecteurs Tcherenkov dans cette gamme en énergie. Les vestiges de supernova W28 (G6.4-0.1) et IC443 (G189.1+3.0) font partie des associations les plus célèbres entre vestiges de supernova et nuages moléculaires détectées à basses fréquences [82]. De nombreuses observations dans diverses longueurs d'ondes ont été menées en direction de ces objets. L'ensemble des indicateurs de choc discutés précédemment, comme les élargissements de raies spectrales, ou la présence d'émissions maser de la molécule OH à 1720 MHz ont été détectés en direction de ces objets.

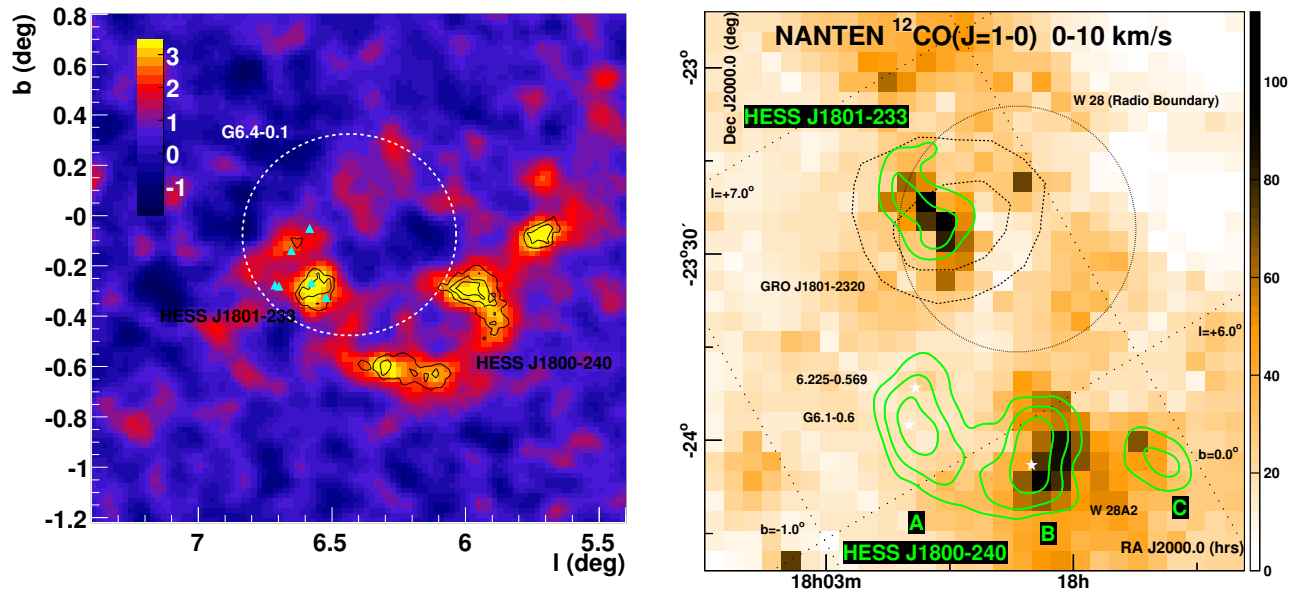


FIG. 8.1 – *Gauche* : Carte d'excès de la région du vestige de supernova de G6.4-0.1 obtenue par HESS. La carte a été lissée avec la fonction d'étalement de l'instrument. Les positions des émissions masers de la molécule OH sont représentées avec des triangles cyans. Les contours noirs représentent 4, 5 et 6 σ de significativité des sources HESS. Le cercle en tirets blanc est l'extension du vestige de supernova G6.4-0.1. Les coordonnées sont exprimées dans le référentiel de la Galaxie. Cette carte a été obtenue avec l'analyse combinée présentée au chapitre 2. *Droite* : Carte de l'intensité de la raie du ^{12}CO obtenue par NANTEN. Le vestige de supernova est représenté par un cercle noir. Les contours de confiance (68 % et 95 %) de la position de la source EGRET GRO J1801-2330 sont représentés par des courbes en pointillés noirs. Les contours de significativités à 4 σ , 5 σ et 6 σ de la source HESS sont représentés en vert (obtenus avec un rayon d'intégration de 0.7 degré). Cette carte est représentée dans le système de coordonnées équatoriales. Les étoiles blanches indique la position de région H_{II}. Cette figure est tirée de [137].

La région du vestige de supernova de W28 a été observée par HESS entre 2004 et 2006 [137]. Le vestige de supernova de W28 est un vestige âgé (>35000 ans), situé à environ 2 kpc. Il est en apparente interaction avec le milieu environnant. De nombreuses émissions maser de la molécule OH sont détectées dans la portion Est du vestige. De plus une émission de rayons X est observée à l'intérieur du vestige et plus intensément au niveau de l'interaction du vestige avec des nuages moléculaires. Comme évoqué précédemment, la présence de cette émission est probablement due à la présence de matière chauffée par le passage du choc à l'intérieur du vestige et indique qu'il s'agit d'un vestige à morphologie mixte. Les observations dans la raie du CO effectuées par le radio télescope NANTEN montrent la présence de plusieurs nuages moléculaires. Une émission de rayons γ est observée en provenance de plusieurs directions dans cette région (figure 8.1). L'apparente différence entre la carte d'excès de gauche et les contours de significativité de la figure de droite est due à une différence de traitement des images. Le lissage opéré sur la figure de droite est plus important que le lissage par la fonction d'étalement de l'instrument de la figure de gauche. Plusieurs composantes de cette émission sont coïncidentes avec des nuages moléculaires (figure 8.1 *gauche*). Les densités de rayons cosmiques, induites par le flux de rayons γ et les masses des nuages, sont compatibles avec une accélération par le vestige de supernova de W28.

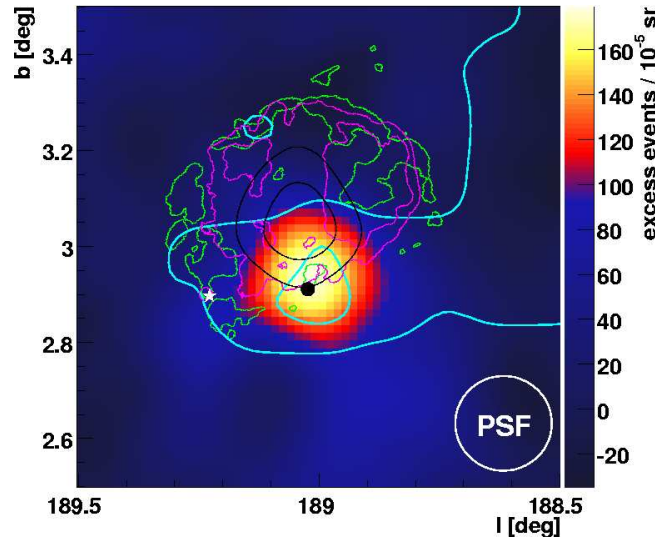


FIG. 8.2 – Carte d'excès de la région du vestige de supernova IC443 obtenue par MAGIC. Les courbes cyans représentent les contours de l'intensité de la raie du ^{12}CO . Les contours verts représentent les mesures en ondes radio du VLA, ceux en rose sont les contours de l'émission de rayons X détectée par ROSAT. Les courbes noires sont les intervalles de confiance à 68 % et 95 % de la position de la source EGRET 3EG J0617+2238. Cette figure est tirée de [138].

Une émission de rayons γ de très haute énergie a été observée en direction du vestige de supernova IC 443. Ce vestige, de par sa position proche de l'anti-centre galactique, est difficilement observable avec HESS. Les expériences concurrentes telles que MAGIC ou VERITAS, situées dans l'hémisphère nord, ont une meilleure visibilité de cet objet. Il a été observé avec le télescope MAGIC entre 2005 et 2007. Une émission a été détectée en direction de la partie sud du vestige. Une association du vestige avec un nuage moléculaire a lieu à cette position. La figure 8.2 est la carte d'excès de rayons γ obtenue par MAGIC. L'excès est coïncident avec le nuage moléculaire mis en évidence par la raie du CO. L'association du nuage avec le vestige est suggérée par la présence d'émissions maser de la molécule OH dans cette direction. Bien

que l'indice spectral obtenu par l'ajustement d'une loi de puissance sur le spectre en énergie des observations de MAGIC, $\Gamma = 3.1 \pm 0.3$, soit très différent des valeurs attendues dans le cadre de l'accélération par mécanisme de Fermi, une origine hadronique de l'émission semble très probable.

Un fait remarquable est que dans les deux cas, W28 et IC 443, les excès observés par HESS et MAGIC coïncident avec une émission détectée par EGRET dans la gamme en énergie du GeV. Ces possibles associations confortent une interprétation hadronique des émissions de rayons γ de très haute énergie. La détection de ces deux associations, ajoutée aux candidats probables présentés précédemment, confirme la pertinence de l'observation de ces associations avec des détecteurs de rayons γ au sol. Bien que dans chacun des cas les interprétations ne soient pas sans ambiguïtés, l'accumulation de telles observations apportera la confirmation que les vestiges de supernova sont des accélérateurs effectifs de hadrons.

8.1.2 L'émission maser de la molécule OH comme guide

La présence d'associations effectives entre vestiges de supernova et nuages moléculaires est mise en évidence par plusieurs indicateurs. Parmi eux, la présence d'émission maser de la molécule OH semble particulièrement performante. Des relevés du plan de la Galaxie dans la raie à 1720 MHz ont montré qu'environ 10 % des quelques 250 vestiges de supernova répertoriés à ce jour présentent des émissions maser. Cinq relevés systématiques ont ainsi permis à la fin des années 1990 d'observer la quasi totalité des vestiges connus à partir d'observatoires radio ([80] à [84]). Des observations individuelles ont permis de montrer que plusieurs autres vestiges présentent des émissions maser de cette molécule. A ce jour, une vingtaine de vestiges de supernova présentent cette émission maser. Une partie de ces vestiges est répertoriée dans le tableau 8.1.

Une étude systématique de ces vestiges en rayons X a été menée à partir de données récentes et d'archives des expériences ROSAT, ASCA et Einstein [126]. Elle a montré qu'une grande majorité de ces vestiges présentent une émission thermique de rayons X et appartient à la catégorie des vestiges dit de morphologie mixte. Les auteurs ont mis en évidence une corrélation nette entre les vestiges de cette catégorie et la présence d'émissions maser de la molécule OH. Comme évoqué précédemment, une telle corrélation est compréhensible puisque l'émission de rayons X proviendrait de matières denses balayées et chauffées par le choc du vestige. Cette émission de rayons X serait à l'origine de la densité de colonne de la molécule OH indispensable à la formation d'émission maser. Les molécules d'eau formées au niveau du choc seraient photodissociées par les rayons X, produisant des radicaux OH. Cette corrélation entre émissions de rayons X et émissions maser de la molécule OH apporte un argument convaincant de la fiabilité de ces émissions maser pour repérer les nuages moléculaires choqués.

Il est bon de remarquer que dès 1997, les radio astronomes suggéraient l'observation en astronomie γ de vestiges présentant ces émissions maser, afin de mettre en évidence l'accélération de particules par ces objets. *"The molecular gas acts as a dense target for the cosmic rays. Collisions between the two results in gamma-ray emission [...]. In this context Table 3 - leur relevé - can be viewed as a candidate list for conducting future searches of GeV or TeV emission in a search for the signature of cosmic ray acceleration"* (Green et al. 1997 [81]). La gamme en énergie du GeV n'est plus couverte depuis la fin des années 1990 et l'arrêt de l'expérience EGRET. Par ailleurs, le champ de vue réduit et les performances moyennes des premières générations de détecteurs Tcherenkov au sol rendaient difficile la réalisation de tels relevés systématiques. L'avènement de réseaux aux performances bien supérieures tels que HESS permet dorénavant de couvrir efficacement un grand nombre de ces objets. Une recherche systématique avec HESS

Nom Galactique	Distance (kpc)	Emission rayons X	Réf.	Détection
G1.4-0.1	7.6	?	[84]	...
G6.4-0.1 (W28)	1.8	Oui	[82]	Oui
G16.7+0.1	2/14	Oui	[81]	...
G21.8-0.6 (Kes 69)	11.2	Oui	[81]	...
G27.3+0.1	7.5?	Oui	[81]	...
G31.9+0.0 (3C391)	9	Oui	[80]	...
G32.8-0.1 (Kes 78)	5.5/8.5	?	[83]	...
G34.7-0.4 (W44)	3	Oui	[82]	...
G49.2-0.7 (W51C)	6	Oui	[81]	...
G189.-1.7 (IC 443)	1.5	Oui	[82]	Oui (MAGIC)
G337.0-0.1 (CTB 33)	11	?	[80]	...
G337.8-0.1	12.3	Oui	[83]	...
G346.6-0.2	5.5/11	Oui	[83]	...
G348.5+0.1 (CTB 37A)	11.3	Oui ¹	[80]	Probable
G349.7+0.2	22.4	Oui	[80]	...
G357.7-0.1 (MSH 17-39)	>6	Oui	[80]	...
G357.7+0.3	6.4	Oui	[84]	...
G359.1-0.5	7.6	Oui	[114]	Oui

TAB. 8.1 – Liste non exhaustive des vestiges de supernova en direction desquels une émission maser à 1720 MHz de la molécule OH a été détectée. Cette liste a été obtenue à partir des relevés systématiques dans cette raie [80] à [84]. La distance nous séparant des vestiges est indiquée dans la seconde colonne. La détection d’une émission de rayons X est indiquée dans la troisième colonne. Ces informations sont tirées de [126]. La détection de l’association par HESS ou une autre expérience d’astronomie γ de très haute énergie est indiquée dans la cinquième colonne.

¹ Cette émission de rayons X a été mise en évidence par cette étude. Aucune donnée n’était disponible au moment de la cartographie réalisée par Yusef-Zadeh et al. [126]

d'émissions de rayons γ en direction d'associations potentielles est présentée par la suite.

8.2 Analyse systématique d'associations

8.2.1 Analyse des observations de HESS

L'expérience HESS fonctionne en mode complet (4 télescopes opérationnels) depuis décembre 2003. Durant ces quatre années de fonctionnement, une fraction importante du temps d'observation disponible a été utilisée pour cartographier le plan de la Galaxie [140]. Une grande partie des vestiges de supernova répertoriés dans le tableau 8.1 sont situés dans la partie du plan de la Galaxie proche de son centre. Un minimum de ~ 5 h de données est de ce fait disponible pour l'ensemble des vestiges. Une sélection des données a été réalisée pour ces vestiges, en utilisant les critères présentés dans le chapitre 2. Seules les acquisitions effectuées à moins de 2 degrés du centre des vestiges (tels que répertoriés dans le catalogue de Green [139]) ont été retenues. Les caractéristiques des jeux de données (nombre d'acquisitions, temps effectif d'observation, angle hors-axe moyen et angle zénithal moyen) sont reportées dans le tableau 8.2.

Vestige	# Acq.	Temps d'observation	Angle hors axe moyen	Angle zénithal moyen
G1.4-0.1	291	119.7	1.06	22.1
G6.4-0.1 (W28)	91	32.6	0.86	17.4
G16.7+0.1	173	71.3	1.40	22.7
G21.8-0.6 (Kes 69)	66	27.1	1.02	22.6
G27.3+0.1	97	40.9	1.24	31.2
G31.9+0.0 (3C391)	91	34.9	1.45	29.4
G32.8-0.1 (Kes 78)	69	25.9	1.16	30.9
G34.7-0.4 (W44)	78	32.3	1.12	33.7
G49.2-0.7 (W51C)	13	4.8	1.14	44.5
G189.-1.7 (IC 443)	11	4.8	0.7	48.8
G337.0-0.1 (CTB 33)	22	9.1	1.2	34.2
G337.8-0.1	44	17.5	1.12	36.8
G346.6-0.2	198	84.1	1.01	39.5
G348.5+0.1 (CTB 37A)	160	67.2	1.35	39.0
G349.7+0.2	65	26.9	1.64	36.8
G357.7-0.1 (MSH 17-39)	197	81.6	1.55	27.4
G357.7+0.3	193	80.7	1.64	22.4
G359.1-0.5	225	94.5	0.73	24.8

TAB. 8.2 – Récapitulatif des caractéristiques des jeux de données disponibles sur chacun des vestiges associés avec des émissions maser. Les nombres en rouge correspondent à des conditions d'observations non optimales pour la recherche de sources faibles de rayons γ .

Comme une fraction importante de ces observations ne sont pas dédiées aux vestiges de supernova en question, les conditions d'observations ne sont pas toujours optimales. L'acceptance de l'expérience pour la détection des rayons γ décroît rapidement au delà de 1 degré d'angle hors-axe. Les jeux de données pour lesquels les angles hors-axe et zénithaux moyens rendent une détection de source faible difficile sont reportés en rouge.

L'analyse de ces données a été réalisée avec le jeu de coupure standard pour les sources faibles. Lorsque plusieurs émissions maser sont présentes pour un même vestige et suffisamment distantes l'une de l'autre, une analyse indépendante pour chaque émission maser a été menée. Une estimation de la significativité du signal a été réalisée en intégrant le signal autour de la position du maser dans une région de rayon 0.14 degré. L'ensemble des sources détectées par HESS ont été exclues de l'analyse pour l'estimation du fond.

8.2.2 Résultats de ces analyses

Le résumé des analyses de ces jeux de données est présenté dans le tableau 8.3. Hormis les quatre associations déjà détectées ou potentiellement détectées par HESS ou MAGIC, cinq autres vestiges présentent des excès significatifs. Les neuf vestiges restant ne présentent pas d'excès significatifs. Deux candidats particulièrement intéressants sont présentés par la suite.

Statut	Nombre de vestiges
Associations déjà détectées	4
Détections probables	5
Pas de détection significative	9
Total	18

TAB. 8.3 – Tableau récapitulant les statuts de détection des vestiges de supernova associés à des nuages moléculaires.

L'étude des cartes d'excès obtenues a mis en évidence une difficulté dans l'estimation des significativités des excès coïncidant aux émissions maser. Un grand nombre de sources de rayons γ détectées par HESS sont présentes sur le plan de la Galaxie. Etant donné la résolution angulaire de l'instrument, lorsqu'un vestige de supernova est situé à proximité d'une source étendue et qu'un excès est présent, il est difficile de déterminer avec exactitude quelle est son origine. C'est le cas de plusieurs des vestiges considérés, comme G1.4-0.1 ou G16.7+0.1. Le premier de ces vestiges est proche du centre de la Galaxie. HESS a mis en évidence une émission diffuse autour du centre de la Galaxie, corrélée avec des nuages moléculaires massifs. Le vestige G1.4-0.1 est situé à la bordure de cette émission. Il est de ce fait difficile d'attribuer l'excès observé au vestige. De même, G16.7+0.1 est situé à la bordure de la source étendue de rayons γ HESS J1825-137 et résoudre une émission provenant du vestige de celle de la source HESS est difficile. Ces deux vestiges ont de ce fait été supprimés de la statistique. Les associations déjà détectées ou potentiellement détectées dans la gamme en énergie du TeV en ont elles aussi été écartées.

La figure 8.3 représente la distribution des significativités des excès présents autour des positions des émissions maser restantes. Dans le cas d'une distribution de significativité où seules des fluctuations statistiques sont observées, cette distribution doit être centrée sur l'origine et avoir pour écart-type 1. La valeur moyenne de cette distribution est de 1.75. Dans l'hypothèse où il n'y a que des fluctuations statistiques, le σ de la valeur moyenne serait $1/\sqrt{16}$. La valeur moyenne obtenue se situe alors à 7σ de la valeur attendue. Ce constat est une indication forte qu'une émission de rayons γ est observée en direction de nuages moléculaires choqués par des vestiges de supernova. Par ailleurs, l'écart-type de la distribution de 1.4 est supérieur à la valeur attendue. Il indique lui aussi la présence de sources effectives de rayons γ au sein de la statistique. Des observations complémentaires permettront de trancher entre une association systématique

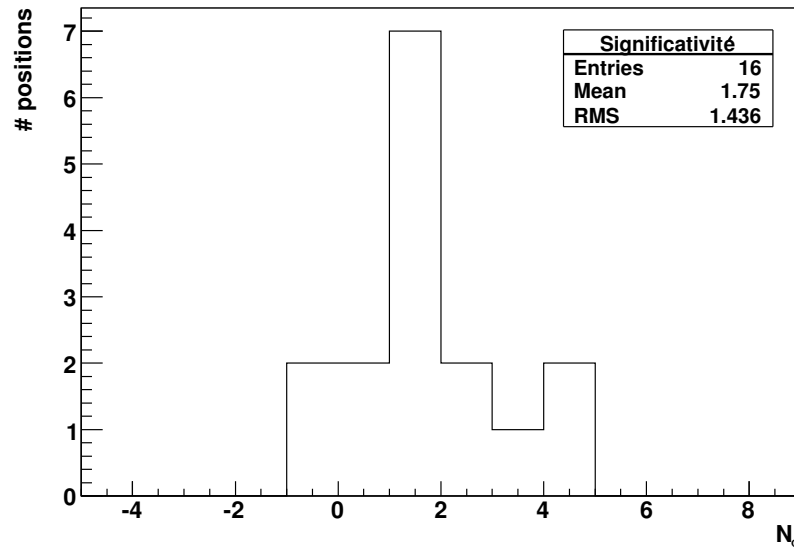


FIG. 8.3 – Distribution des significativités des excès observés autour des positions des émissions masers de la molécule OH. Lorsque plusieurs émissions maser sont présentes pour un même vestige et suffisamment distantes l’une de l’autre, une analyse indépendante pour chaque émission maser a été menée.

des émissions avec les nuages moléculaires et des coïncidences fortuites avec d’autres sources de rayons γ .

8.2.3 Quelques candidats prometteurs

Les deux candidats d’associations pour lesquels un excès à plus de 4σ est observé sont présentés par la suite.

8.2.3.1 Un vestige de supernova composite

Un des candidats les plus prometteurs est représenté sur la figure 8.4. Il s’agit d’un vestige de distance moyenne et de grand diamètre ($\sim 30'$). Le vestige est en probable interaction avec des nuages moléculaires dans sa partie nord, comme l’attestent deux émissions maser de la molécule OH. La région dans laquelle évolue le vestige est complexe. Une région de formation d’étoile est présente. Elle fournit une origine naturelle pour le vestige. Les observations en rayons X ont permis de mettre en évidence des émissions de natures variées à différentes positions. L’énergie contenue par les plasmas chauffés à l’origine de l’émission thermique est toutefois trop importante pour être expliquée par un seul vestige et la possibilité que le vestige soit le produit de plusieurs supernovae est évoquée. Si cette hypothèse s’avère juste, l’énergie dégagée par ces explosions et potentiellement convertie en rayons cosmiques, ajoutée à la présence d’un nuage moléculaire dans le voisinage de la coquille, en font un candidat idéal pour l’observation dans la gamme en énergie du TeV. De plus, les observations en rayons X ont mis en évidence la présence d’une émission non-thermique, très probablement associée à une nébuleuse de pulsar.

L’analyse des données disponible fait apparaître deux excès de rayons γ coïncident avec le vestige. Le pic de significativité des excès est faible, légèrement supérieur à 3σ et une fluctuation statistique est loin d’être exclue. Toutefois, ces excès sont toujours présents lors

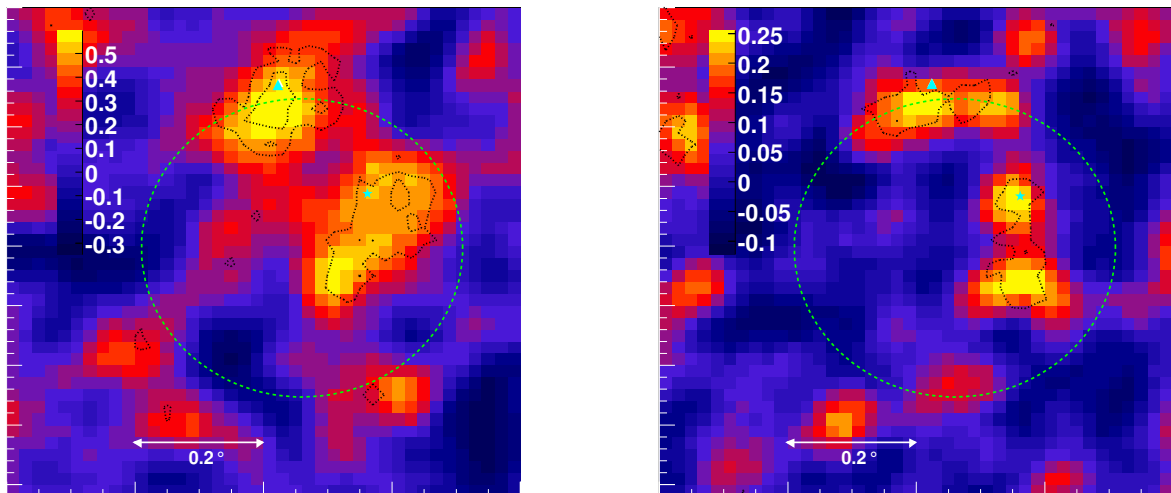


FIG. 8.4 – Carte d'excès de rayons γ obtenue par HESS (*gauche* : coupure sur l'intensité des images à 60 photo-électrons; *droite* : 200 photo-électrons.). Ces cartes ont été lissées avec la fonction d'étalement de l'instrument. Les contours noirs en pointillés représentent 2σ et 3σ de significativité des excès. La position de l'émission maser de la molécule OH est représentée avec un triangle cyan. La position d'une source de rayons X non thermique est représentée par une étoile cyan. Le cercle vert en tirets représente l'extension du vestige de supernova.

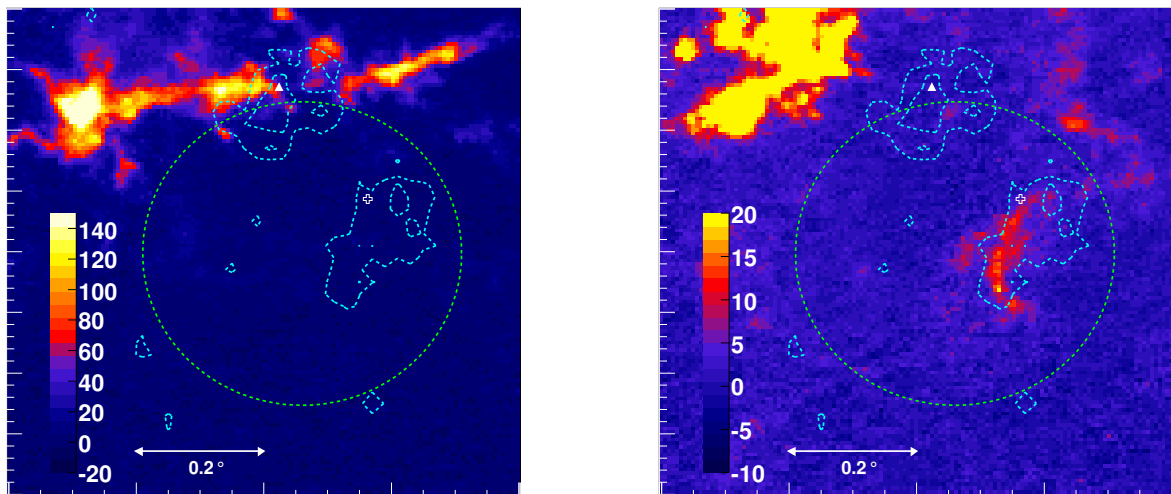


FIG. 8.5 – Carte de l'intensité de la raie du ^{13}CO ($J = 1 \rightarrow 0$) intégrée dans deux gammes de vitesse radiale (centrée sur les masers à *gauche* et décalée de 20 km s^{-1} par rapport à la vitesse des masers à *droite*). Ces observations ont été réalisées avec le Five College Radio Astronomy Observatory [141]. Le cercle vert en tirets est l'extension du vestige de supernova. Les courbes cyan sont les contours à 2σ et 3σ des observations de HESS avec une coupure à 60 photo-électrons. Le triangle blanc est la position de l'émission maser de la molécule OH. La croix blanche est la position d'une source de rayons X non thermiques.

de l'application d'une coupure sur l'intensité des images plus élevée (figure 8.4 *droite*), et le gain de significativité de chacun d'eux au cours du temps est progressif ($\propto \sqrt{t}$). Compte tenu du temps d'observation faible, ces excès sont potentiellement intéressants. Un des deux excès coïncide bien avec la position des émissions maser et la position de la coquille du vestige.

Les observations de la raie du ^{13}CO ($J = 1 \rightarrow 0$) réalisées par le Five College Radio Astronomy Observatory ont été utilisées pour cartographier la densité de matière [141]. Le profil de cette raie dans la direction des émissions maser montre la présence d'un nuage, dont la vitesse radiale coïncide avec celle des émissions. La figure 8.5 *gauche* est la carte de l'intensité de la raie intégrée dans cette gamme de vitesse radiale. Une émission étendue est visible au nord du vestige. La partie nord de la coquille indiquée par le cercle vert en tirets, est située à la bordure de ce nuage et accrédite l'hypothèse de l'interaction du vestige avec un nuage moléculaire. L'excès de rayons γ à cette position aurait pour origine naturelle l'interaction de hadrons accélérés avec le nuage.

Le second excès est en projection à l'intérieur du vestige. Le profil de la raie du ^{13}CO montre la présence d'un nuage coïncident avec l'excès (figure 8.5 *droite*). La vitesse radiale de ce nuage est toutefois différente de celle du nuage nord et des émissions maser, d'environ 20 km s^{-1} . Une association avec le vestige n'est pas exclue mais nécessite une étude plus détaillée de ces observations. Si le nuage est suffisamment peu volumineux, il pourrait avoir été balayé par le choc, qui aurait modifié sa vitesse radiale. La coïncidence de l'excès avec la matière en fait une origine possible si l'excès est confirmé. Une origine alternative serait la nébuleuse de pulsar observée en rayons X, elle aussi coïncidente avec cet excès.

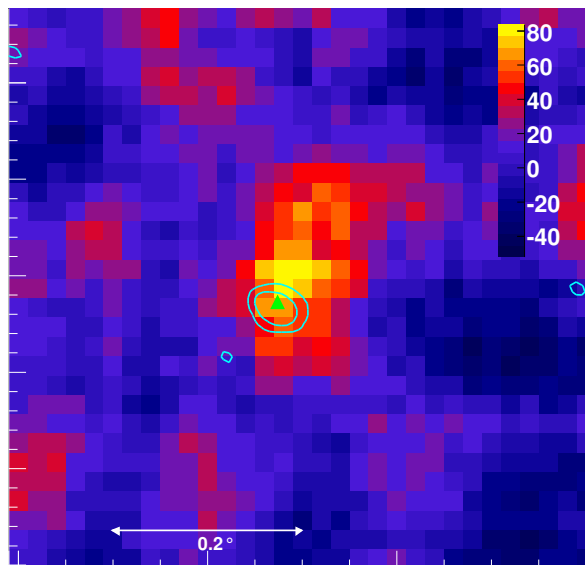


FIG. 8.6 – Carte d'excès de rayons γ obtenue par HESS. Les courbes bleues sont les contours radio à 0.1 et 1.4 Jy/faisceau de Molonglo [107]. Le triangle vert représente la position des émissions masers de la molécule OH.

8.2.3.2 Un vestige plus lointain

Ce candidat est plus lointain que le précédent, et apparaît comme une coquille de $2'$ de diamètre. C'est un vestige brillant en onde radio et en rayons X. Cinq émissions maser de la

molécule OH ont été détectées en direction du centre du vestige. Ces émissions, non résolues à l'échelle de HESS, sont représentées par un triangle vert sur la figure 8.6 où les contours cyan représentent l'émission radio du vestige et donnent un ordre d'idée de son extension. Des observations dans la raie du ^{12}CO ont mis en évidence un nuage moléculaire dense coïncident avec le vestige. La vitesse radiale du nuage correspond à celle des émissions maser dont les positions coïncident parfaitement avec la distribution de matière. La masse du nuage est de l'ordre de $10^4 M_{\odot}$.

L'analyse des données de HESS montre la présence d'un excès de rayons γ . Une fluctuation statistique est exclue à plus de 4σ . Les conditions d'observations médiocres et le temps d'observation modeste de cette région rendent possible un gain de significativité sensible avec de nouvelles observations. L'excès est toutefois décalé par rapport à la position des émissions masers. Avec la statistique disponible à l'heure actuelle, cet écart apparent n'est pas significatif.

Une analyse spectrale de cet excès a été réalisée. Un ajustement de loi de puissance converge vers un indice spectral de 2.4 ± 0.6 et un flux différentiel à 1 TeV de $(2 \pm 1) \times 10^{-13} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$. Une estimation de densité de rayons cosmiques identique à celles effectuées dans les chapitres précédents indique que 40 % de l'énergie du vestige serait nécessaire pour expliquer le flux de rayons γ à partir de la masse du nuage. Cette estimation est très approximative. En tenant compte uniquement des erreurs statistiques de l'ajustement de loi de puissance, cette efficacité est comprise entre 1 % et 670 %. Un scénario hadronique dans ce nuage n'est donc pas exclu.

8.2.4 Conclusion de cette étude

L'étude présentée constitue une première analyse systématique de vestiges de supernova dans la gamme en énergie du TeV. Elle a montré que 9 sur 18 des vestiges en interaction avec des nuages moléculaires présentent des excès de rayons γ confirmés ou probables, potentiellement associés avec des nuages moléculaires choqués. Toutefois, les jeux de données disponibles pour plusieurs vestiges ne sont pas optimaux et présentent une statistique limitée. Cette étude constitue principalement un préalable pour la ré-observation des candidats les plus prometteurs. Une proposition d'observation a été déposée auprès de HESS et les deux vestiges présentés précédemment seront ré-observés par HESS en 2008.

Durant les prochaines années, la construction de HESS II et CTA permettra d'accroître l'exposition sur ces objets et amènera un gain de précision angulaire dans la gamme en énergie actuelle. La précision dans la recherche de coïncidences angulaires entre vestiges de supernova et nuages moléculaires s'en verra accrue.

Chapitre 9

HESS phase II

Sommaire

9.1	Objectif de HESS phase II	146
9.2	Un cinquième télescope	147
9.2.1	Description du télescope	147
9.2.2	Description de la caméra	149
9.2.3	Système d'échantillonnage	149
9.2.4	Description du système de déclenchement	151
9.3	Performances du système	152
9.4	Test des puces SAM	153
9.4.1	Tests séries	153
9.4.2	Problèmes rencontrés	156
9.4.3	Contrôle des dérives	163
9.4.4	Sélection des puces	164
9.5	Perspectives	164

9.1 Objectif de HESS phase II

La phase I de l'expérience HESS a démontré tout l'intérêt et la puissance des imageurs Tcherenkov dans la recherche et l'imagerie de sources de rayons γ de haute énergie. En quatre années de fonctionnement, le nombre de sources de rayons γ découvertes ou confirmées a été multiplié par un facteur supérieur à 5. La découverte de nombreuses sources étendues lors de l'observation systématique du plan de la Galaxie est une indication du potentiel de découverte d'un système de détecteurs Tcherenkov encore plus performant. La gamme en énergie du système actuel est limitée à basse énergie autour de quelques centaines de GeV par le bruit de fond de ciel et à plus haute énergie par le manque de statistique. Deux solutions sont possibles afin d'augmenter la sensibilité de l'instrument. La première, permettant d'augmenter la sensibilité au delà de 100 GeV, consiste à augmenter la taille du réseau en ajoutant des télescopes du même type que ceux actuels. La proposition originale pour la deuxième phase de HESS consistait en un ajout de 12 autres télescopes au réseau actuel. Une deuxième option a été retenue. Elle consiste à rajouter un cinquième télescope de plus grand diamètre au centre du système actuel. La plus grande surface de collection augmente la sensibilité du détecteur à des flash de lumière Tcherenkov plus faibles provoqués par des rayons γ de plus faible énergie. Dans la gamme en énergie actuelle, l'adjonction du télescope au système actuel et le fonctionnement en mode stéréoscopique permettent d'augmenter légèrement la surface de collection globale du détecteur mais surtout amènent un gain de précision.



FIG. 9.1 – Montage photographique représentant les quatre télescopes actuels et le cinquième télescope de la phase II.

La couverture d'une plus large gamme en énergie a un intérêt crucial pour l'étude de plusieurs types de sources de rayons γ déjà observées au delà de 100 GeV ou potentiellement observables à plus basse énergie. C'est le cas des pulsars et des systèmes binaires (étoiles massives & pulsars ou micro-quasars). Les modèles théoriques prédisent une coupure du spectre en énergie émis par ces objets en dessous de la gamme couverte par HESS. Des contraintes plus importantes pourraient être posées sur la variabilité de ces objets à haute énergie. La réduction du seuil en énergie est aussi intéressante dans la recherche de signal γ provenant de l'annihilation de matière noire. Réduire le seuil aux environs d'une dizaine de GeV permettrait d'accéder à des masses de particules (neutralino notamment) inférieures au TeV. Le dernier exemple concerne plus particulièrement le sujet de cette étude, les restes de supernovae. Comme évoqué précédemment, la distinction entre scénario leptonique et scénario hadronique dans les restes de supernova en coquille est difficile dans la gamme en énergie de HESS. Or les deux processus d'émission de rayons γ présentent des propriétés différentes à plus basse énergie. L'émission de rayons γ par des électrons relativistes se fait au travers du processus Compton inverse qui

présente un pic d'émission dans la gamme du TeV. Une coupure du spectre en énergie à plus basse énergie est attendue. Au contraire, l'émission de rayons γ par l'interaction de rayons cosmiques hadroniques ne présente pas de coupure en dessous du TeV et une continuité du spectre en énergie est attendue jusqu'à environ 1 GeV. L'observation de ces objets dans la gamme du GeV permettrait de distinguer sans ambiguïté la nature des particules accélérées.

La complémentarité avec les autres instruments est aussi un objectif majeur de la seconde phase de HESS. A l'heure actuelle, aucun instrument n'observe dans la gamme du GeV. Le télescope Tcherenkov MAGIC installé aux îles Canaries a une surface de collection suffisante pour accéder à des énergies de l'ordre de 60 GeV mais son implantation ne lui permet pas d'observer de manière optimale le centre de la Galaxie [142]. Le satellite GLAST, dont le lancement est prévu dans les prochains mois, observera l'ensemble de la voûte Céleste entre 100 MeV et 300 GeV [30]. Réduire le seuil en énergie des détecteurs au sol permettra un recouvrement des gammes en énergie avec GLAST et une intercalibration en énergie des deux instruments. La figure 9.2 représente la sensibilité pour une détection à 5 sigma d'une source ponctuelle en 50 heures par HESS phase I et phase II et un an par GLAST. L'observation simultanée d'objets avec HESS II et GLAST assurera une couverture continue à haute énergie entre 100 MeV et 40 TeV.

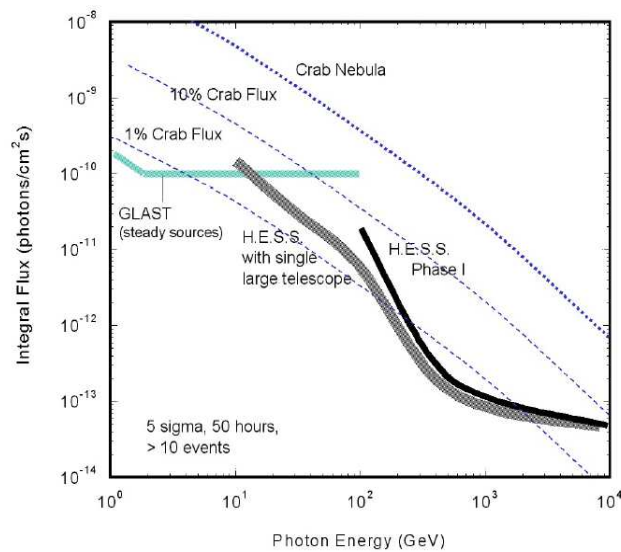


FIG. 9.2 – Sensibilité pour la détection d'une source ponctuelle à 5 sigma en 50 heures par HESS I et HESS II et en un an par GLAST. Les courbes en pointillés représentent 100 %, 10 % et 1 % du flux observé en provenance de la Nébuleuse du Crabe. Cette figure est tirée de [143].

9.2 Un cinquième télescope

9.2.1 Description du télescope

9.2.1.1 Monture

La monture du télescope est similaire à celle utilisée pour les quatre premiers télescopes. Il s'agit d'une structure alt-azimuthale en acier pesant au total 560 tonnes environ. Ce système a été retenu du fait de l'expertise acquise au cours de la première phase. Il permet aussi une plus

grande liberté de mouvement et l'observation à faible angle zénithal. Un rail de 36 m de diamètre guide les mouvements de la structure en azimuth sur 540 degrés avec une vitesse maximum de $200 \text{ degrés.min}^{-1}$. Le rail sera posé sur les fondations visibles sur la figure 9.3. La monture soutient le système d'élévation dont l'axe horizontal est situé à 24 m de hauteur. La structure supportant le miroir pourra pivoter entre -35 degrés (position de stationnement) et 180 degrés. La précision du système de guidage sera de l'ordre de 1' par rapport au pointé souhaité. La caméra sera située au foyer du réflecteur dont la distance focale est de 36 mètres. Ce grand bras de levier va entraîner des contraintes mécaniques importantes et des déformations de la monture. La précision du pointé du télescope sera affectée de même que la position de la caméra au foyer du réflecteur. Une grande partie des déformations sera corrigée à posteriori en utilisant un système de caméra CCD comme pour les télescopes existants. Ces corrections devraient permettre d'atteindre une précision absolue sur le pointé de l'ordre de 5" à 10". Un système d'auto-focus situé au niveau de la fixation de la caméra sur les bras du télescope permettra d'ajuster automatiquement la position du plan image des gerbes atmosphériques en fonction de l'angle zénithal. Les distances au maximum de développement des gerbes étant différentes selon l'angle zénithal, le plan image des gerbes varie de quelques cm entre le zénith et 70 degrés.



FIG. 9.3 – *Gauche* : Vue schématique du futur télescope [144]. *Droite* : Photographie des fondations du futur télescope au centre du réseau actuel (juin 2007).

9.2.1.2 Réflecteur

Le réflecteur de 24 m de largeur par 32 m de hauteur aura une superficie totale de 596 m^2 . Il sera composé de 850 miroirs hexagonaux de 90 cm répondant aux mêmes spécifications que les miroirs existants (figure 9.4). Chacun de ces miroirs sera fixé au support et ajustable au moyen de 3 pivots. Ils sont répartis sur 25 secteurs plans de 42 facettes, alignés selon une disposition de type parabolique. Le montage Davies-Cotton utilisé sur les détecteurs actuels n'a pas été repris. Il induirait un asynchronisme trop important dans les temps d'arrivée des photons Tcherenkov loin de l'axe optique. Le montage parabolique induit lui aussi une aberration de coma conséquente. Cet effet a imposé de réduire à ~ 3 degrés le champ de vue. Cette limitation n'est pas contraignante pour l'observation de gerbes de basse énergie dont l'extension est plus réduite que celle des gerbes de plus haute énergie.

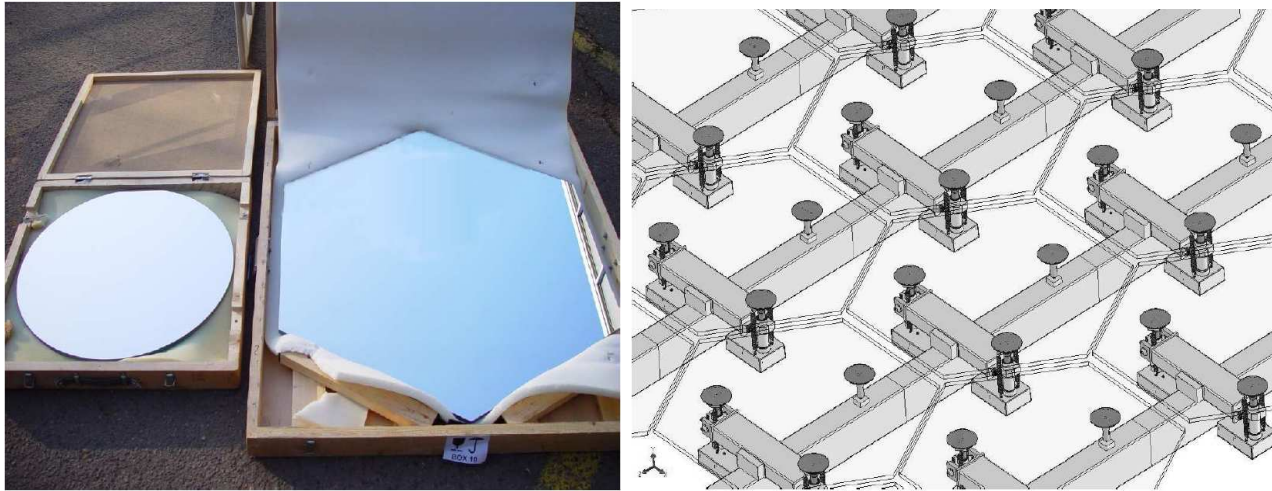


FIG. 9.4 – *Gauche* : Photographie d'un miroir de HESS phase I (gauche) et de HESS phase II (droite). *Droite* : Schéma d'un ensemble de miroirs tels qu'ils seront disposés sur la monture. Ces images sont tirées de [145].

9.2.2 Description de la caméra

Une des principales avancées de l'expérience HESS est d'avoir construit des caméras composées de pixels fins (tels qu'expérimentés par l'expérience CAT [38]) permettant une résolution angulaire sans précédent et d'avoir inclus l'ensemble de l'électronique d'acquisition au sein de la caméra. Ces caractéristiques seront conservées dans la future caméra. De ce fait, la structure générale de la caméra reste inchangée. Elle est composée de 2048 pixels de même taille pour ~ 2.5 m de largeur et un champ de vue total de 3.17 degrés. Chacun des pixels a un champ de vue de $(0.07)^2$ degrés² contre $(0.16)^2$ degrés² pour les anciennes caméras. La conservation du rapport focale - diamètre du réflecteur assure de conserver un niveau de bruit de fond de ciel similaire à celui de HESS phase I.

La caméra est composée de trois parties (figure 9.5). La partie avant comprend le capot, la plaque de cônes de Winston et une plaque de filtres. Cet élément a été rajouté sur la face avant de la caméra pour le système d'étalonnage. Il servira à supprimer le bruit de fond de ciel pour ne plus observer que la lumière d'une source lumineuse placée au centre du réflecteur éclairant uniformément la caméra. La partie intermédiaire est composée des 128 tiroirs contenant 16 PMT chacun et l'électronique de lecture. L'arrière sera occupé par la baie électronique de gestion de la caméra comme pour HESS I.

9.2.3 Système d'échantillonnage

9.2.3.1 Architecture générale de l'électronique

L'architecture électronique des tiroirs est basée sur celle utilisée dans le cadre de HESS phase I (figure 9.6 *gauche*). Les signaux issus des PMT sont amplifiés avec deux gains différents 1 et 25 pour couvrir l'ensemble de la gamme dynamique. La voie bas gain est envoyée directement au sein de la première voie du système d'échantillonnage. La voie haut gain est divisée, une partie est envoyée à la seconde voie du système d'échantillonnage, l'autre est envoyée au système de déclenchement. Après sommation des différents pixels d'un tiroir dépassant un seuil et sommation dans un même secteur, un signal de déclenchement est alors émis. La lecture des

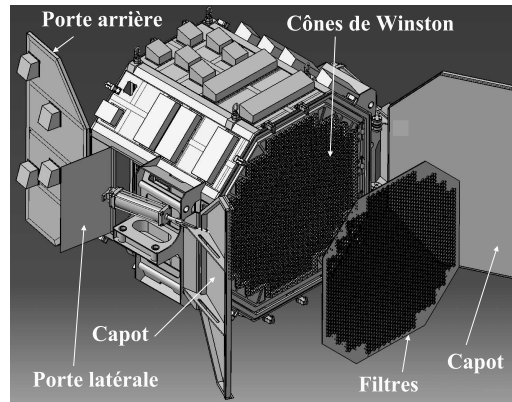


FIG. 9.5 – Schéma de la future caméra.

signaux au sein du système d'échantillonnage est réalisée et les charges analogiques sont converties en signaux numériques par un ADC et stockées temporairement dans une mémoire tampon FIFO (pour First In First Out). Les échantillons sont ensuite progressivement traités par le FPGA et éventuellement triés sur décision d'un second niveau de déclenchement (intégration ou renvoi de l'ensemble des échantillons).

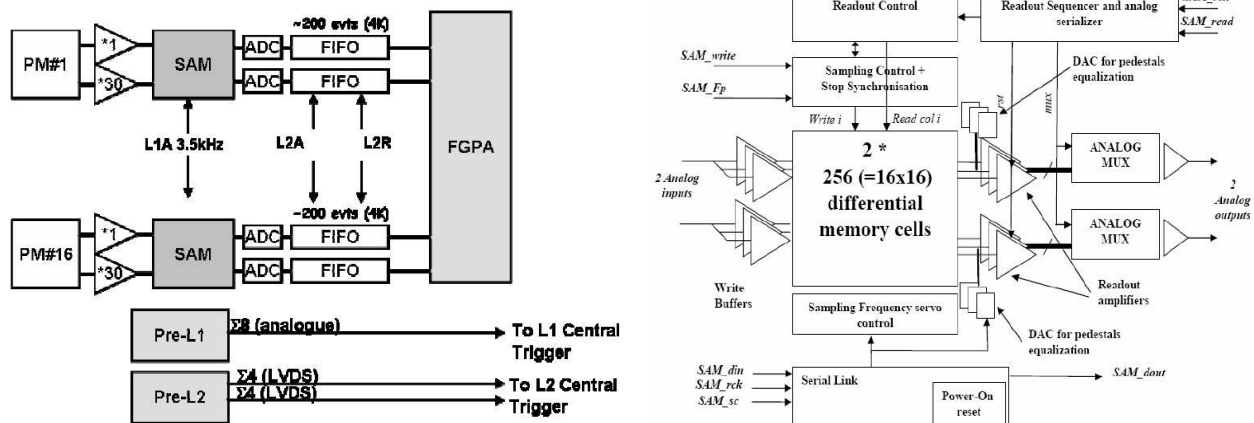


FIG. 9.6 – *Gauche* : Schéma de l'électronique de la nouvelle caméra au sein d'un des tiroirs. *Droite* : Schéma du système d'échantillonnage du signal SAM (Swift Analog Memory) utilisé dans la nouvelle caméra. Ces figures sont tirées de [148]

9.2.3.2 Contraintes nouvelles sur l'électronique et le système d'échantillonnage

Les dimensions du futur télescope génèrent des contraintes nouvelles sur l'électronique d'acquisition et de lecture. Le taux de déclenchement de l'expérience sera de l'ordre de 3 kHz en mode mono-télescope (sans stéréoscopie) contre 200 Hz - 300 Hz à l'heure actuelle. Le temps de lecture actuel des événements est de l'ordre de 446 μ s. Ce taux de déclenchement impliquerait de ce fait une fraction de temps mort de l'ordre de 57 %. L'ensemble de l'électronique a donc été améliorée en vue de réduire cette fraction de temps mort. Plusieurs éléments nouveaux, comme la présence d'un ADC par PM et de mémoires tampons FiFo ont permis de réduire de manière drastique le temps de lecture et traitement des événements. Dans ce cadre, le système

d'échantillonnage ARS, utilisé pour HESS I n'était plus suffisamment performant. Le temps de lecture des charges dans l'ARS ($64 \mu\text{s}$ par voie) impliquerait une fraction de temps mort de l'ordre de 16 % pour un taux de déclenchement de 3 kHz. Cette amélioration de l'électronique a donc nécessité la conception d'un nouveau système d'échantillonnage. La conception de la nouvelle puce a été l'occasion d'améliorer certaines performances, notamment la gamme dynamique, pour permettre de supporter des intensités lumineuses plus importantes. Un couplage plus faible entre les voies était aussi souhaité afin de pouvoir échantillonner sur une même puce les signaux provenant des voies haut-gain et bas-gain d'un même PMT.

9.2.3.3 Description du système d'échantillonnage

Le nouveau système d'échantillonnage SAM (pour Swift Analog Memory) a été spécialement conçu pour les besoins de HESS II. Il permet d'échantillonner le signal provenant des PMTs jusqu'à une fréquence de 2.3 GHz. La figure 9.6 (*droite*) est une représentation schématique de la puce. Elle échantillonne 2 voies différentielles sur 256 cellules. Le nombre de cellules a été choisi pour permettre de conserver 128 ns de signal en mémoire lors d'un échantillonnage à 2 GHz. Cet intervalle de temps est utilisé pour construire un signal de déclenchement ($\sim 80 \text{ ns}$) avant l'écrasement du signal. La mémoire est une matrice de capacités de 16 lignes par 16 colonnes. Le signal est divisé dans les 16 lignes qui sont indépendantes. L'échantillonnage se fait colonne après colonne. Les 16 lignes sont lues et amplifiées en parallèles (environ 90 ns) et permettent donc de lire rapidement 16 cellules (1 par ligne) lors du déclenchement. Les charges analogiques mises en mémoire sont ensuite numérisées par un ADC externe à une fréquence de 11 MHz ($\sim 90 \text{ ns}$ par cellule). Cette lecture en parallèle des 16 cellules est en partie à l'origine de la réduction du temps de lecture de $64 \mu\text{s}$ à $1.53 \mu\text{s}$. Chaque ligne est contrôlée par un DAC interne qui ajuste le piédestal pour limiter la dispersion au sein de la matrice. Cet ajustement est réalisé au préalable avant la prise de données par un FPGA externe. La bande passante de la mémoire a été augmentée de 80 MHz à 300 MHz. Ce gain de bande passante permet de réduire les temps de montée de signaux de 3.3 ns à environ 1 ns. La réduction des signaux qui en découle nous autorisera à réduire la taille de la fenêtre de lecture (défini par le nombre d'échantillons N_f) et de réduire l'impact du bruit de fond de ciel dans les données. De plus, seule la charge du signal intégrée sur 16 ns est actuellement sauvegardée. Plusieurs informations temporelles seront conservées pour la future caméra : temps du maximum à l'intérieur d'une fenêtre, temps au dessus d'un seuil, etc. Ces informations permettront d'accroître le rejet des gerbes hadroniques et des anneaux partiels de muons.

9.2.4 Description du système de déclenchement

Le système de déclenchement de la phase II reprendra le système déjà utilisé pour HESS phase I. La caméra HESS II sera découpée en 96 secteurs de 64 pixels. Le signal de sortie de chaque PMT est envoyée au système de déclenchement de premier niveau. Un sommateur analogique additionne les signaux envoyés par les pixels d'un même secteur dépassant un nombre fixé de photo-électrons. Si un nombre minimum de pixels atteint cette intensité, un signal de déclenchement est envoyé aux SAM pour la lecture de l'événement. Un mémoire tampon FIFO a été introduite entre les ADC et les FPGA. Elle permet d'une part d'amortir les fluctuations du taux de déclenchement et d'autre part de laisser un délai supplémentaire pour décider au travers d'une seconde logique de déclenchement si l'événement est à sauvegarder. Cette étape est cruciale dans le cas d'un fonctionnement en mode seul du télescope central. Le taux de déclenchement doit en effet être adapté à la bande passante de sortie de la caméra ($\sim 3 \text{ kHz}$). Un système de déclenchement de deuxième niveau a donc été étudié pour limiter le nombre

d'événements traités par les FPGA et envoyés à la ferme centrale. Une carte électronique dédiée à ce système de second niveau sera ajoutée à la caméra. Des études sont actuellement menées pour tester et choisir le meilleur algorithme possible pour rejeter les événements hadrons et muons. Deux images seront envoyées à ce système. Une carte des pixels dépassant le seuil de niveau 1 et une carte des pixels dépassant un second seuil plus important. Des algorithmes de comparaison de ces deux images et de recherche de groupements de pixels (*clustering*) sont envisagés. La durée de ce traitement est limitée et sera de l'ordre de $20 \mu\text{s}$ en moyenne. La mémoire tampon permettra la conservation d'environ 200 événements.

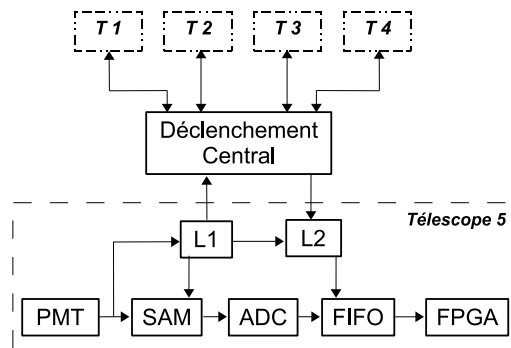


FIG. 9.7 – Schéma simplifié du système de déclenchement à deux niveaux (L1 & L2) envisagé pour la phase II.

9.3 Performances du système

Deux modes de fonctionnement en terme de conditions de déclenchement seront possibles pour le futur système. Le cinquième télescope pourra fonctionner soit indépendamment des autres télescopes, soit en mode hybride, le système ne déclenchant que lorsque au moins un des quatre télescopes HESS phase I déclenche avec le cinquième télescope. Chacun de ces modes présente ses avantages et inconvénients. En mode indépendant, le cinquième télescope sera sensible à des photons gamma de plus basse énergie, produisant des gerbes atmosphériques moins lumineuses qui ne pourront pas déclencher les plus petits télescopes. Ce mode a pour inconvénient de perdre l'avantage de la stéréoscopie. La précision angulaire et la résolution en énergie seront dégradées. De même le rejet du bruit de fond sera plus difficile. En mode hybride, le système sera sensible dans une gamme en énergie intermédiaire et amènera un gain dans la gamme en énergie actuelle. Les gerbes atmosphériques déclenchant le cinquième télescope seront mieux reconstruites du fait de la meilleure précision angulaire du cinquième télescope et la résolution en énergie sera améliorée par sa plus grande surface de collection. La figure 9.8 illustre cette discussion. Il représente des simulations de taux de détections pour une source de rayons γ dont la distribution en énergie suit une loi de puissance en $E^{-2.5}$ avec un flux intégré de $10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ au delà de 10 GeV. La courbe bleue représente le taux de détections pour le cinquième télescope en mode indépendant, en vert en mode hybride et en rouge pour le système actuel. Le gain de sensibilité dans la gamme en énergie actuelle est évident quel que soit le mode. On constate que le maximum de déclenchement est aux environs de 50 GeV en mode hybride et autour de 20 GeV en mode indépendant.

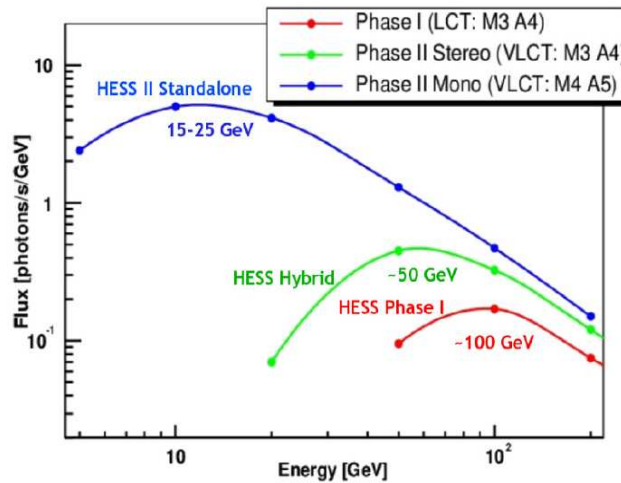


FIG. 9.8 – Taux de détection de photons en fonction de leur énergie pour plusieurs modes de fonctionnement : le système actuel (courbe rouge), un système hybride HESS phase I plus le cinquième télescope (courbe verte), le cinquième télescope en mode indépendant (courbe bleue). Cette figure ne prend en compte que le système de déclenchement de premier niveau. Cette figure est tirée de [146].

9.4 Test des puces SAM

9.4.1 Tests séries

9.4.1.1 Utilité des tests et spécification pour la sélection des puces

La production de masse de circuits n'est pas efficace à 100 % et ne garantit pas la fonctionnalité de l'ensemble des puces. Par ailleurs les contraintes spécifiques de la caméra HESS II exigent un contrôle strict des caractéristiques et fonctionnalités des circuits SAM. Les tests ont été conçus pour écarter toute puce non fonctionnelle et pour pouvoir faire une sélection pour le besoin de HESS II [147].

Les critères de non-fonctionnalité des puces ont été définis à partir des résultats des tests des prototypes et du cahier des charges du concepteur (pour plus d'informations, consulter [148]). Deux modes de contrôle ont été utilisés. Pour certains tests, dont les mesures pouvaient être comparées directement aux spécifications, seules les puces dont les résultats étaient compris entre deux valeurs ont été retenues. Le bruit électronique mesuré sur 16 cellules doit être inférieur à 4 mV. De même, le couplage entre les deux canaux de la puce doit être inférieur à 4%. Lorsque les résultats ne sont pas directement comparables aux spécifications, la sélection a été réalisée à partir des distributions obtenues sur une grande statistique. Les puces n'étant pas incluses dans le corps de la distribution sont écartées. La linéarité intégrale de la mémoire sur la gamme dynamique, la précision temporelle de la puce et la réponse de la puce à une impulsion de type PMT sont vérifiées de cette manière. La possibilité d'utiliser l'ensemble des valeurs de Nd (écart séparant la position du signal et la position du pointeur dans la matrice lors de l'arrêt de l'échantillonnage) est aussi testée.

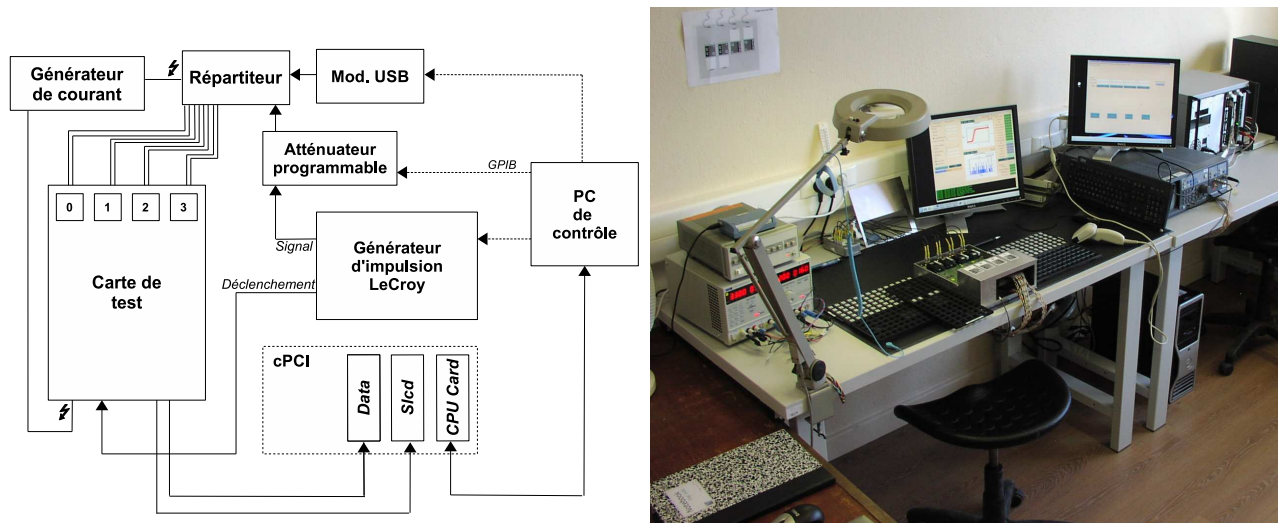


FIG. 9.9 – *Gauche* : Schéma simplifié du banc de test et des instruments utilisés. *Droite* : Photographie du banc de test installé au LPTA.

9.4.1.2 Description du banc de test

Un schéma descriptif du banc de test est représenté sur la figure 9.9 ainsi qu'une photographie de son installation au LPTA. Le banc de test, conçu et réalisé au LPNHE¹, est composé de six éléments.

- L'alimentation électrique : elle assure l'alimentation en tension 5.2 V de la carte test et du boîtier répartiteur de signal. L'alimentation dispose d'un système de sécurité qui limite la tension à 5.2 V et le courant à 1.3 A et permet d'éviter de surcharger la carte de test en cas de circuits défectueux.
- Le générateur d'impulsions. Il permet de générer des impulsions de formes variables, Heaviside et Gaussienne. Pour la lecture des événements, un signal de déclenchement est envoyé à la carte test parallèlement à l'impulsion. Le délai entre ce signal de déclenchement et l'impulsion (Nd) peut être réglé grâce à un retardateur programmable.
- L'atténuateur programmable. Il atténue le signal injecté dans la mémoire analogique pour couvrir l'ensemble de la gamme dynamique de la puce. L'utilisation de cet atténuateur permet de conserver la forme d'impulsion intacte lorsque l'on fait varier l'intensité du signal.
- Le répartiteur de signal et le module USB. Le répartiteur de signal divise le signal provenant du générateur d'impulsions dans les huit voies de la carte test. Le module USB assure la commutation des signaux entre les voies haut et bas gains lors du test de diaphonie.
- Le châssis cPCI (compact Peripheral Component Interconnect). Il contrôle l'acquisition des données par la carte test suivant le protocole d'acquisition standard de HESS. Il stocke les informations qui sont ensuite transmises au PC de contrôle.
- Le PC de contrôle. Il contrôle le châssis cPCI et les différents instruments via des bus GPIB (General-Purpose Instrumentation Bus).

Une interface informatique a été spécialement développée pour la gestion de ces tests. Une première partie contrôle la carte test et les différents instruments. Elle sauvegarde automatiquement les résultats dans une base de données. La seconde partie guide l'opérateur pas à pas

¹Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies, IN2P3 - CNRS - Universités Paris VI et Paris VII

dans la gestion des puces. Le système a été optimisé pour limiter au maximum les risques de mauvaises opérations. Chaque puce est identifiée par un code barre et toute les références et informations relatives à cette puce sont conservées dans la base de données (emplacement du test, état de la puce...). Elles permettent de retrouver l'historique du test de la puce rapidement et de faciliter la sélection des puces une fois les tests effectués.

9.4.1.3 Procédure utilisée

La carte de test permet de tester 4 puces simultanément. Le choix de 4 puces est un compromis entre temps de test et temps de manutention des puces. La durée des tests en phase de production était de l'ordre de 3 minutes, très proche du temps nécessaire pour positionner les puces sur la carte de test ($\sim 3-4'$). Ce mode de fonctionnement a permis un test de 150 puces par jour en moyenne. La procédure quotidienne a été mise au point pour détecter toute dérive du banc de test au cours des 10 semaines nécessaires pour tester les 6000 puces produites.

Un jeu de puces de référence est testé en début de demi journée. Un étalonnage des instruments est réalisé avant ces tests. Cet étalonnage est reproduit toutes les 24 puces testées soit environ toutes les heures. Nous avons remarqué qu'après le test de puces défectueuses les instruments étaient déréglés. Un ré-étalonnage des instruments a été systématiquement effectué sur le dernier mois de test. Une mesure de la consommation du banc de test est réalisée lorsque celui-ci est vide avant toute série de test. Quatres puces sont alors testées simultanément. Deux mesures de consommations additionnelles sont réalisées au cours de la séquence de tests et à la fin de celle-ci. La procédure originelle prévoyait une mesure des consommations individuelles des puces. Nous reviendrons plus en détail dans une section section suivante sur les raisons de ce changement de stratégie.

Un second test des puces a été réalisé pour les puces utilisées pour la caméra HESS II. Cette deuxième série de mesures a permis de vérifier la stabilité du banc à long terme puisque plus de 2 mois se sont écoulés entre la première et seconde série de mesures. Ces tests ont été réalisés sur les mêmes emplacements de la carte que les premiers et permettent donc une comparaison directe des résultats. Celle-ci est présentée dans la section suivante.

9.4.1.4 Liste des tests réalisés

Les deux voies de la puce sont composées de 16 lignes différentielles de 16 cellules. Ces lignes étant indépendantes, deux DACs internes sont nécessaires pour ajuster le piédestal de chacune des lignes et limiter leur dispersion au sein de la matrice. La linéarité des DACs est testée sur leur gamme dynamique entre -2^6 et 2^6 par pas de puissance de 2. Pour chacune des valeurs chargées par les DACs, une moyenne est déterminée à partir de 100 mesures. Les DACs sont ensuite étalonnés pour réduire la dispersion entre cellules. Les bits de poids forts sont contrôlés par le test de linéarité tandis que les bits de poids faibles le sont au travers de l'ajustement fin des piédestaux lors de la calibration des DACs.

La dispersion des charges est ensuite vérifiée sur 1 cellule fixe, et 1, 10 et 16 cellules libres. Les mesures effectuées sur 1 et 10 cellules libres sont affectées par le bruit lié à la dispersion des piédestaux des lignes tandis que celles sur 1 cellule fixe et 16 cellules libres sont insensibles à cette dispersion et donnent une indication sur le seul bruit électronique.

La linéarité en charge des cellules sur l'ensemble de la gamme dynamique est vérifiée en atténuant le signal injecté dans la matrice entre 0 dB et 11 dB par pas de 4 dB. Lors de ce test, la diaphonie de la puce est testée. L'envoi de signal est bloqué alternativement sur une des deux voies de la puce et une mesure de charge est effectuée en absence de signal lorsque l'autre voie est active.

On procède ensuite à un étalonnage temporel de la puce en injectant une impulsion de type fonction de Heaviside dans la mémoire. La figure 9.10 représente la charge intégrée dans une fenêtre de 16 cellules se déplaçant au sein de la matrice. Le temps à mi-hauteur donne la position relative de l'impulsion au sein de la matrice.

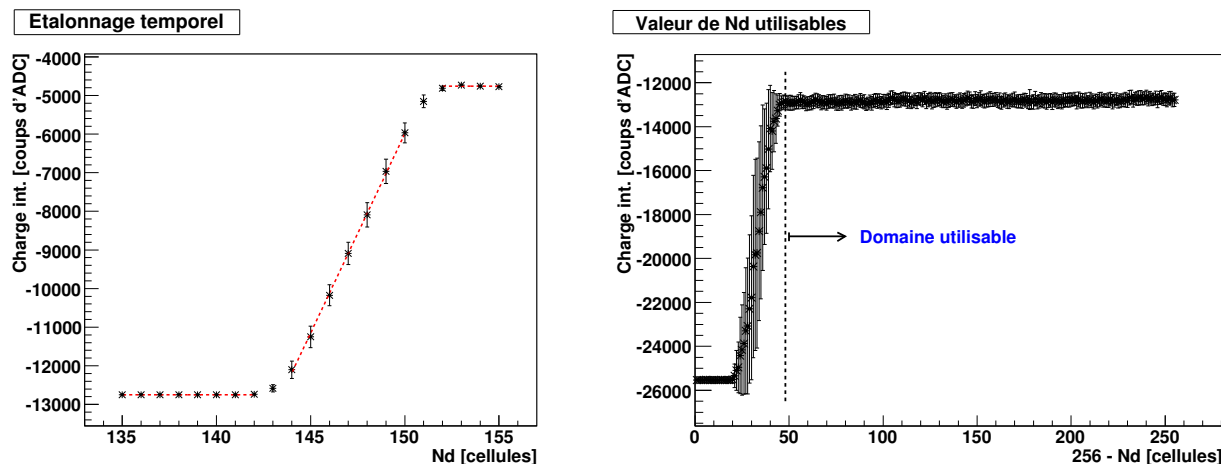


FIG. 9.10 – *Gauche* : Un exemple de résultat d'étalonnage temporel. Deux constantes et une fonction affine sont ajustées sur les charges intégrées (droites pointillées rouges). Le retard interne relatif de la puce est estimé par le temps à mi-hauteur. *Droite* : La fonctionnalité des valeurs de Nd est obtenue en ajustant une constante entre 48 et 256 valeurs de Nd .

Toutes les valeurs de Nd possibles sont ensuite vérifiées. La position de l'impulsion est retardée par pas de 1 cellule (1 ns à 1 GHz) au sein de la matrice par rapport au signal de déclenchement de lecture. La valeur de Nd utilisée par la puce pour intégrer la charge est augmentée simultanément de 1 cellule. La figure 9.10 représente la charge intégrée en fonction de la valeur de Nd (et de retard de l'impulsion). Une zone de 48 cellules n'est pas utilisable quelle que soit la puce. Lorsque qu'un signal de déclenchement arrive, l'arrêt de l'échantillonnage n'est effectif que lorsque le pointeur atteint la fin de la colonne suivante. La largeur de la fenêtre d'intégration doit aussi être soustraite à la taille de la matrice. Il en résulte que au moins 32 valeurs de Nd sont inutilisables et entre 1 et 16 autres selon la position du signal de déclenchement sur la colonne.

Les performances de la puce pour enregistrer les caractéristiques d'une impulsion de type PMT sont aussi testées. Une impulsion de forme Gaussienne est injectée dans la matrice et une Gaussienne est ajustée sur le signal échantillonné.

9.4.2 Problèmes rencontrés

9.4.2.1 Remarques sur les fonctionnalités basiques de la puce

Une remarque globale doit être formulée quant aux fonctionnalités basiques de la puce. Les résultats obtenus ne montrent pas de dysfonctionnements majeurs de la puce. L'étalonnage des piédestaux et les mesures de charges et de dispersion de charges au sein de la matrice donnent une indication sur la fonctionnalité globale des puces. La figure 9.11 montre la dispersion des piédestaux avant et après étalonnage. Cette dispersion est obtenue en effectuant 100 mesures de charge sur une cellule libre au sein de la matrice. Une Gaussienne est ensuite ajustée sur la distribution obtenue. Le RMS de ces distributions est réduit de 10.7 coups d'ADC à 1.3 coups

d'ADC par l'étalonnage des DACs. Le fonctionnement des DACs internes est donc tout à fait conforme aux attentes.

Le bruit électronique de la puce est estimé en intégrant le piédestal sur 16 cellules libres. Une série de 100 mesures de piédestaux est réalisée pour chaque voie d'acquisition. Une fonction Gaussienne est ajustée sur la distribution des 100 mesures et la valeur moyenne et le RMS en sont extraits. La figure 9.12 représente la distribution des valeurs moyennes ainsi que des RMS des charges intégrées pour les puces testées sur un des emplacements. La distribution des charges moyennes est tout à fait compatible avec une Gaussienne (courbe rouge en tirets sur la figure). La valeur moyenne du RMS qui constitue le bruit électronique moyen est de 6 coups d'ADC. La conversion coups d'ADC / tension donne une valeur de 2.9 mV. Le bruit électronique est comparable aux 3.2 mV observés lors des tests des prototypes.

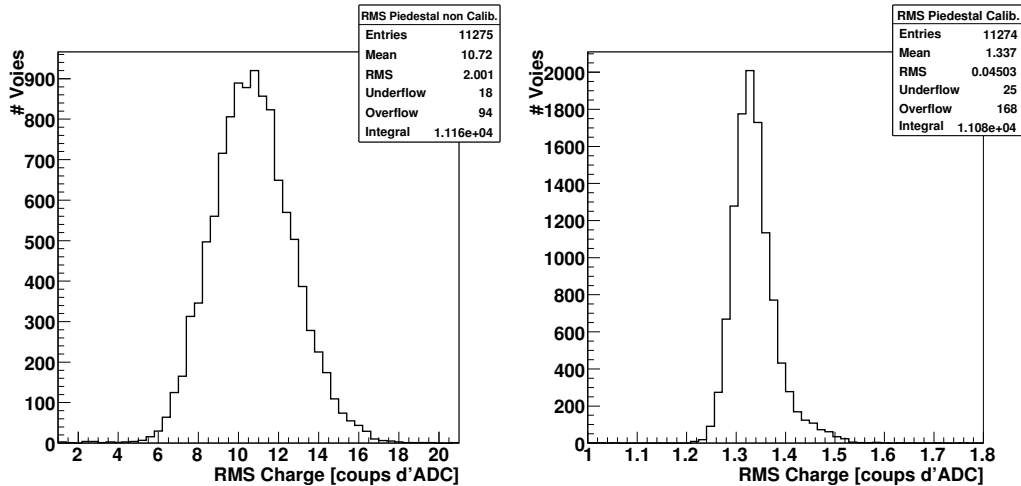


FIG. 9.11 – *Gauche* : RMS du piédestal mesuré sur une cellule libre avant étalonnage des DACs. *Droite* : RMS du piédestal mesuré sur une cellule libre après étalonnage des DACs.

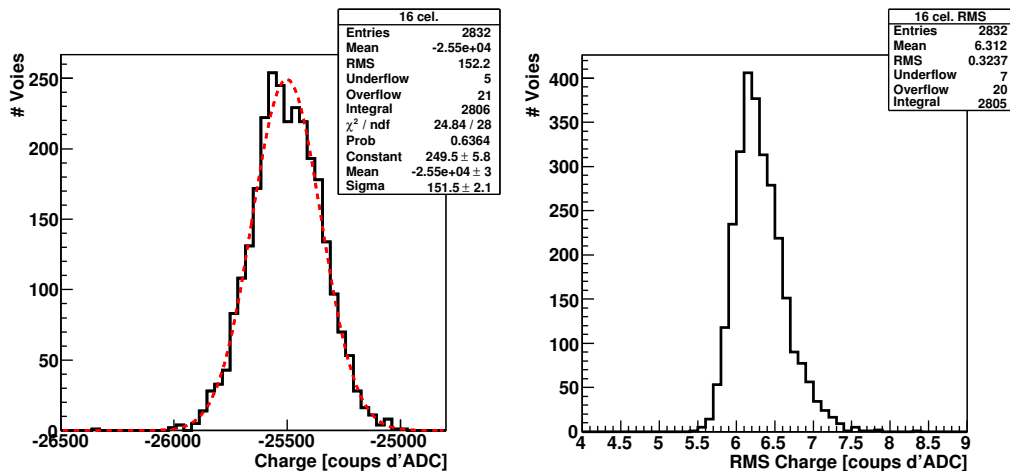


FIG. 9.12 – *Gauche* : Valeur moyenne du piédestal intégré sur 16 cellules. La courbe rouge en tirets est une Gaussienne ajustée sur la distribution. *Droite* : RMS du piédestal intégré sur 16 cellules.

9.4.2.2 Mesures de consommation

La procédure de mesure de consommation a évolué lors de la phase de qualification du banc de test. La procédure initiale consistait en une mesure des consommations individuelles des puces. Pour cela, une mesure de consommation était réalisée sans puce puis avec 1, 2, 3 puis 4 puces. La soustraction d'une mesure faite avec une puce à celle effectuée sans cette puce et avec les mêmes autres puces donnait sa consommation propre. Ces mesures, de l'ordre de 300 mW, montrèrent des fluctuations importantes au cours d'une même journée, peu compatibles avec les fluctuations statistiques attendues. Ces fluctuations étaient aussi présentes lors des mesures des puces témoins en début de journée pour lesquelles on s'attendait à obtenir des mesures constantes.

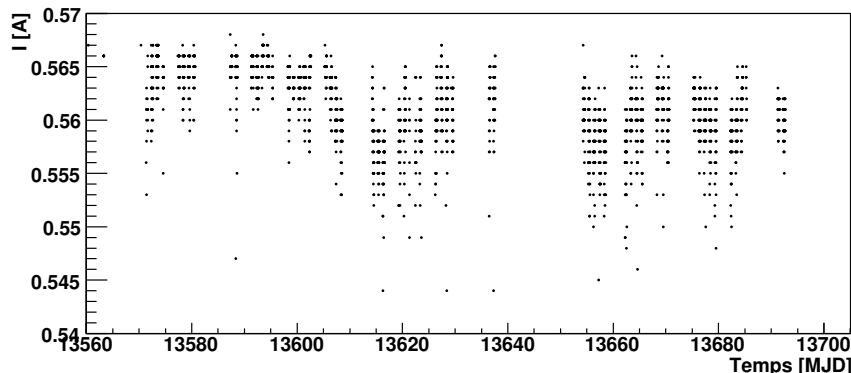


FIG. 9.13 – Intensité du courant délivré au banc de test vide en fonction du temps. La tension est maintenue constante à 3.3 V. Sont représentés ici l'ensemble des mesures de la période de test.

Une des hypothèses pour l'origine de ces fluctuations est la configuration de la carte de test. Celle-ci n'était pas fixée dans un état particulier lors des mesures de consommation et pouvait provoquer une consommation à vide instable du banc test. La figure 9.13 représente l'intensité délivrée au banc de test sans puces. Ces mesures montrent en effet des variations importantes atteignant 20 mA d'un test à l'autre, ce qui correspond à 66 mW pour une tension constante de 3.3 V.

Les fluctuations de température de la carte de test et plus particulièrement l'évacuation de points chauds sur celle-ci peut aussi jouer un rôle important dans les variations de consommations. Des mesures ont permis de vérifier que des variations de l'ordre de 30 mW peuvent être provoquées par un refroidissement des puces. La figure 9.14 représente la consommation des puces témoins 3 & 4 en fonction du temps. Alors que plusieurs séries de tests sont très stables au mA près (dernières séries pour chacune des puces sur la figure), des dérives semblables à un chauffage de la carte test ou de la puce semblent présentes sur les premières séries de mesures. Ces mesures ne constituent pas un réel problème mais confirment la nécessité d'établir une stabilité de l'électronique en température pour s'assurer de la stabilité des mesures.

L'observation de ces fluctuations nous a amené à modifier la procédure de test. La consommation individuelle n'est plus réalisée lors du positionnement des puces. Seule une mesure de consommation à vide est réalisée, combinée avec deux mesures, l'une après le test de piédestal, l'autre à la fin de la série de test. Ces deux dernières ont été intercalées au milieu ou en fin de série de test pour fixer la configuration de la carte test. L'objectif n'est plus dans ce cas de faire une sélection sur les consommations individuelles mais de faire une discrimination sur les

jeux de 4 puces dont la consommation globale serait problématique (puce en court-circuit ...). Lorsqu'un jeu de puces présente un consommation anormale, il semble plus prudent de retester l'ensemble des quatres puces dont les performances pourraient être affectées. Elles ont de ce fait été recensées et retestées individuellement.

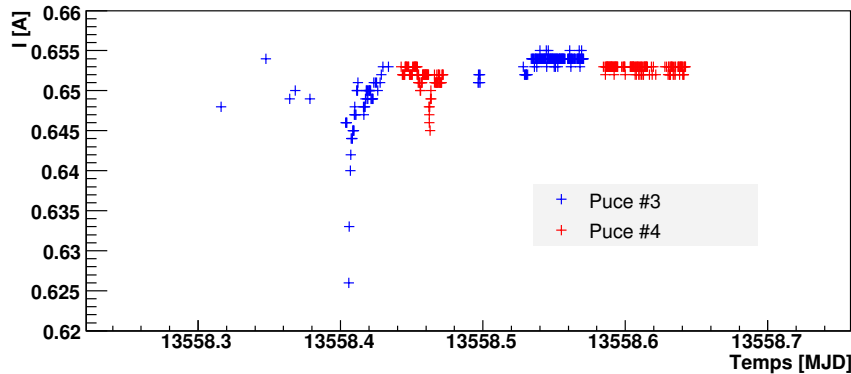


FIG. 9.14 – Intensité du courant délivré au banc de test lors des tests des puces témoins # 3 & 4 en fonction du temps. Ces tests ont été réalisés durant la même journée (14/02/2007). La tension est fixée à 3.3 V.

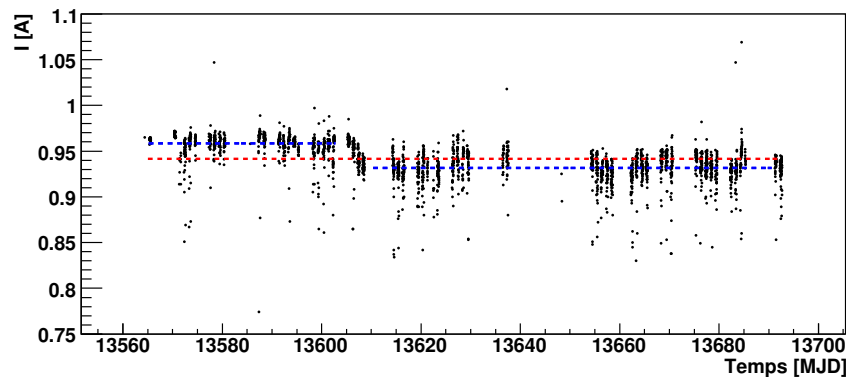


FIG. 9.15 – Intensité du courant délivré au banc de test après la mesure du piédestal en fonction du temps. Sont représentés toutes les mesures effectuées sur la période de test. Les pointillés sont des constantes ajustées sur les distributions : bleus pour la première et seconde période indépendamment, et rouges pour l'ensemble des données. La période de transition correspond à la même semaine que la transition observée sur la linéarité des DACs.

9.4.2.3 Résultats dépendant de l'emplacement de tests

Les quatre emplacements de la carte de test sont identiques et ne doivent pas occasionner de résultats différents. Certains éléments peuvent toutefois contribuer à modifier les propriétés du système. La redirection du signal selon les quatres voies (deux voies différentielles) de la puce, l'alimentation des quatres puces sont autant de facteurs pouvant induire des différences sur les mesures effectuées sur un emplacement ou un autre. Les mesures sont aussi dépendantes

du signal en entrée. Le banc de test comprend un répartiteur qui divise le signal provenant du générateur d'impulsion vers les huit voies différentielles de la carte de test. Cette division engendre un bruit électronique pouvant affecter différemment les voies de la carte et induire des résultats variant d'une voie à l'autre.

Une majorité des résultats ne présente qu'une très faible différence selon les voies. Les mesures de charge sont ainsi très faiblement dépendantes de l'emplacement de test. Les différences entre voies des valeurs moyennes des distributions de charges moyennes intégrées sur 16 cellules sont réparties à l'intérieur de 10 coups d'ADC. Cet effet n'est pas visible sur une distribution de charges tous emplacements confondus du fait que la dispersion de ces distributions est de l'ordre de ~ 8 coups d'ADC. Les RMS de ces distributions de valeurs moyennes sont quant à eux identiques quel que soit l'emplacement. Cette invariance des RMS confirme que ces faibles variations de position moyenne sont négligeables et n'ont aucun effet sur la qualité des tests. Les valeurs moyennes ainsi que les RMS des distributions de RMS sont elles aussi indépendantes de l'emplacement.

Certains tests présentent des différences plus marquées selon les emplacements et ne sont pas à posteriori problématiques. Les tests de linéarité des DACs entrent dans cette catégorie. Une fonction affine est ajustée sur les moyennes de mesures effectuées pour chacune des valeurs de DACs chargées. L'ordonnée à l'origine, le coefficient et le χ^2 de l'ajustement sont extraits. Les distributions d'ordonnées à l'origine et de coefficients sont quasiment identiques quel que soit l'emplacement. Au contraire, les distributions de χ^2 réduits sont très variables d'une voie à l'autre. Cet effet est particulièrement visible sur la figure 9.16 qui représente les distributions de χ^2 réduit pour deux voies. Il pourrait être dû à un problème de conversion du signal au niveau des ADCs de la carte de test. La figure 9.17 représente les mesures effectuées pour un DAC d'une même puce sur deux emplacements différents. La différence de χ^2 observée est due à un écart de plusieurs points par rapport à la droite ajustée de l'ordre de 1 coup d'ADC comme le montrent les résidus. Bien qu'impliquant des différences significatives au niveau des distribution de χ^2 , des différences de charges de l'ordre du coups d'ADC n'ont pas de conséquences et n'impliquent pas la non fonctionnalité des puces ni la non-validité des autres tests. Les RMS des distributions de χ^2 renormalisées par les valeurs moyennes correspondantes confirment que ces mesures ne sont pas problématiques. En effet, les variations relatives des χ^2 sont identiques quelle que soit la voie de test.

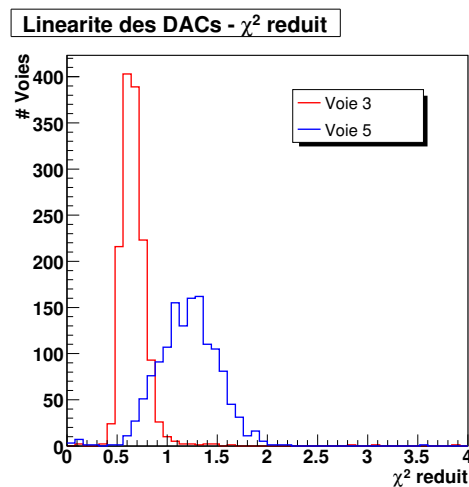


FIG. 9.16 – Distribution des χ^2 réduits obtenus lors du test de linéarité des DACs internes. Deux voies de tests sont représentées. Les valeurs moyennes des distributions sont 0.67 et 1.21.

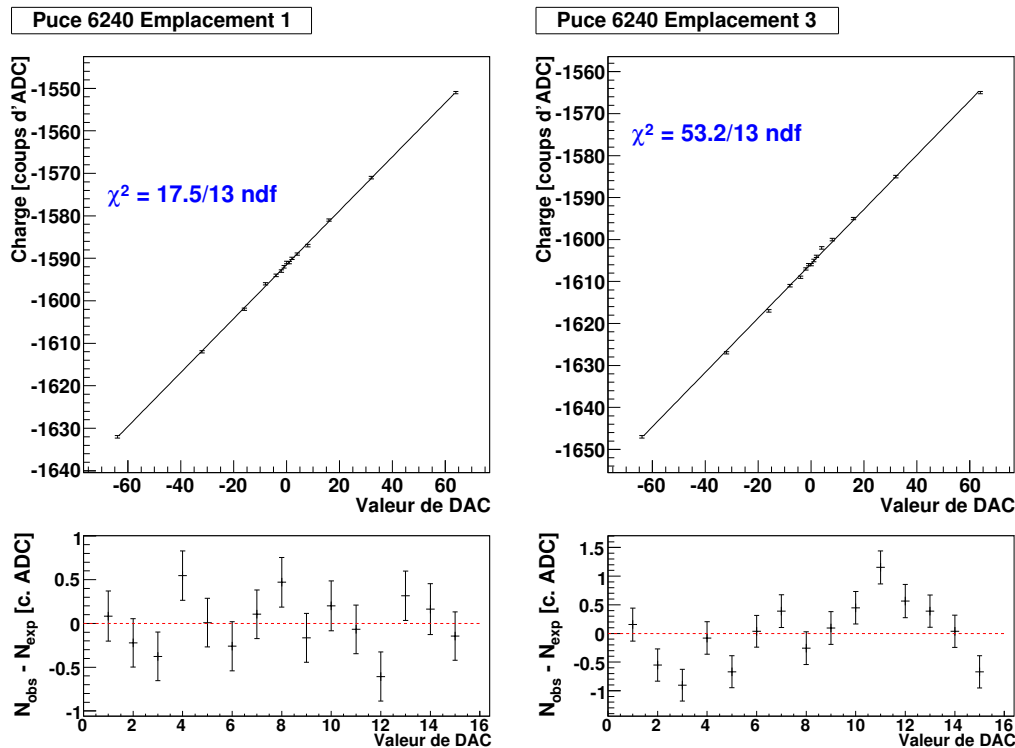


FIG. 9.17 – Un exemple de test de linéarité de DAC pour une puce réalisé sur deux emplacements différents. Le χ^2 obtenu varie de 17.5 à 53.2 pour le même nombre de degrés de liberté. Les résidus de l’ajustement sont représentés avec un pas constant pour une meilleure visibilité.

La répartition du signal provenant du générateur d’impulsions au travers des 8 voies de la carte de test a occasionné des variations de mesures entre emplacements. L’étalonnage temporel et les tests de mesure d’impulsions de type PMT présentent en effet des variations notables, notamment les valeurs moyennes de position, amplitude et largeur des ajustements de fonction Gaussienne effectuées sur les impulsions. Ces perturbations induites par le banc de test se sont ajoutées aux fluctuations du générateur d’impulsions et ont rendu difficile la sélection des puces. Les valeurs moyennes du retard interne relatif des puces varient elles aussi à l’intérieur de 200 ps. Bien que notables, ces fluctuations n’impliquent pas une non-fonctionnalité des puces. Une précision de l’ordre du pas d’échantillonnage (soit 500 ps à la fréquence maximale envisagée de 2 GHz) est en effet nécessaire pour un usage dans le cadre de HESS II. Les RMS des distributions sont dans ce cas aussi similaires lorsque les emplacements sont étudiés individuellement.

En règle générale, ces différences observées n’ont pas eu de conséquences sur le déroulement des tests, ni sur les résultats. Pour une majorité de tests, la sélection a été réalisée en s’affranchissant de ces différences, soit en renormalisant les distributions, soit en traitant chaque emplacement individuellement. Les différences de mesures observées pour la linéarité des DACs sont très probablement dues à un problème de la carte de tests et n’affectent pas la fonctionnalité des puces.

9.4.2.4 Variabilité des instruments

Un des problèmes auquel nous avons été confrontés est la précision des instruments utilisés et leur stabilité temporelle. Outre les problèmes de stabilité des mesures de consommations évoqués précédemment, les résultats obtenus pour plusieurs autres tests montrent une variabilité incompatible avec les fluctuations intrinsèques des puces, notamment les tests de mesures

d'impulsions et d'étalonnage temporel. La figure 9.18 représente l'évolution temporelle de l'amplitude ajustée des impulsions sur la totalité de la période de test. Chaque point correspond à une moyenne journalière. Les fluctuations observées sont de l'ordre de 3 % et sont très vraisemblablement dues aux fluctuations du banc de test. De telles fluctuations sont aussi observées sur les autres variables extraites du même test. Ces observations ont été rapidement mises en évidence lors de la phase de qualification du banc de test. La procédure prévoyait un étalonnage lors du démarrage des tests en début de journée. Un étalonnage automatique environ toutes les heures (toutes les 24 puces testées) a finalement été mis en place. Une légère réduction des fluctuations a été constatée.

La précision et la stabilité du générateur d'impulsions ne nous a pas non plus permis d'atteindre la précision temporelle de la puce. Bien que le banc de test n'ait pas été déterminé dans cette optique, nous avons cherché à caractériser la précision temporelle de la puce. Lors de son étalonnage, le délai interne est évalué en mesurant la position moyenne d'une impulsion au sein de la matrice de capacités. Le RMS de la distribution des valeurs moyennes est de l'ordre de 100 ps quel que soit l'emplacement de test. La figure 9.19 *gauche* représente cette distribution pour un emplacement. Une seconde série de tests a été réalisée sur environ 3000 puces et les résultats ont été comparés. La figure 9.19 *droite* représente l'écart entre la première et la seconde mesure de délai interne sur une voie de la carte de test. Le RMS de cette distribution est de 134 ps, assez proche des 141 ps attendues en cas de mesures aléatoires. Ces mesures de RMS illustrent le fait que la précision temporelle du chip n'est pas atteinte par le dispositif utilisé et que les 100 ps de RMS observés sur les mesures de délai moyen sont dues uniquement à la précision du banc de test.

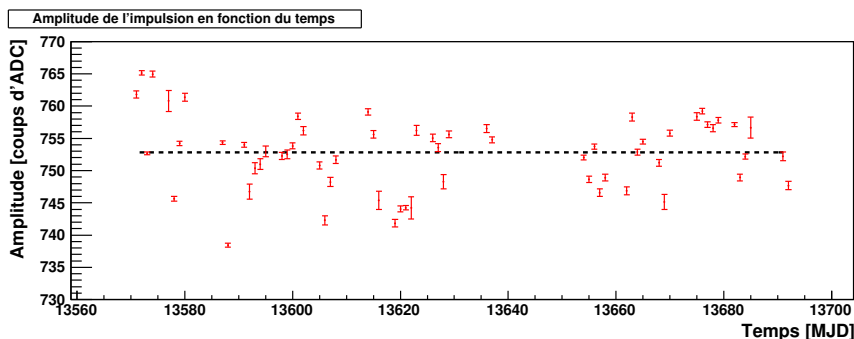


FIG. 9.18 – Evolution temporelle de l'amplitude de l'ajustement de Gaussienne réalisé sur les impulsions. Chaque point est une moyenne journalière. Les pointillés noirs est un ajustement de constante sur la distribution.

Les problèmes observés n'ont pas eu de conséquences sur les tests de fonctionnalité des puces. La précision des mesures effectuées est bien meilleure que celle attendue pour une utilisation dans la caméra de HESS II. Les mesures d'impulsions évoqués précédemment illustrent ce fait. Une variation de l'ordre de 3 % est observé sur les moyennes journalières. Or une précision de l'ordre de 40 % sur les paramètres de l'impulsion est attendue en sortie de PM. La variation détectées est de ce fait négligeable. Seules des coupures prudentes ont du être appliquées. Dans le cas de l'étalonnage temporel des puces, la précision temporelle des puces est bien inférieure aux 100 ps de fluctuations du générateur d'impulsions. Un tri des puces par lot de 4 possédant les mêmes délais internes était envisagé dans le cas où la dispersion des délais dépasseraient le pas d'échantillonnage. Il est en effet souhaitable de réduire la dispersion des propriétés des différents éléments des cartes pour faciliter la gestion des lectures d'événements par les FPGAs.

La précision de la puce inférieure à 100 ps était amplement suffisante pour ne pas devoir faire de tri.

9.4.3 Contrôle des dérives

Plusieurs indicateurs ont permis de suivre l'évolution du banc de test et de mettre en évidence d'éventuelles dérives. Une interface php a été développée pour suivre en temps réel les résultats des tests. Les tests des puces de référence ont permis de vérifier la variabilité de résultats supposés constants. La seconde série de tests réalisée sur environ 3000 puces a permis elle aussi de contrôler la stabilité des tests à long terme puisque au moins deux mois se sont écoulés entre les deux tests d'une même puce. A l'exception des fluctuations de résultats engendrées par les instruments évoquées précédemment, la plupart des résultats ne présentent pas de variations ou des variations négligeables. Par exemple, l'évolution temporelle du piédestal mesuré sur une cellule fixe est représentée sur la figure 9.20. Les fluctuations observées sont compatibles avec les fluctuations statistiques.

Un problème a été mis en évidence sur les tests de linéarité des DACs internes. L'évolution temporelle du coefficient de linéarité et des χ^2 réduits montre une réduction des valeurs obtenues au cours de la septième semaine de test. Les valeurs mesurées sont peu variables autour de deux valeurs moyennes distinctes avant et après cette semaine. La figure 9.21 représente l'évolution temporelle du coefficient de linéarité pour une des voies de la carte de test (*haut*) et pour une voie des puces de référence de type « normal » (*bas*). La réduction est présente quelle que soit la voie. Elle est aussi visible sur l'évolution temporelle des χ^2 réduits de l'ensemble des voies. L'effet est toutefois beaucoup plus marqué sur les voies présentant une valeur moyenne de χ^2 importante (cf. section précédente). L'origine du problème n'est pas clairement identifiée. L'hypothèse la plus vraisemblable est un « accident » de l'ADC convertissant les signaux analogiques provenant des SAM en signaux numériques. Les comparaisons effectuées entre les premières et secondes mesures sur le lot de puces testés deux fois montrent aussi cet effet. Les deux périodes de tests se situent en effet de part et d'autre de cette semaine. La valeur moyenne de la distribution des variations du coefficient de linéarité $(-11.1 \pm 0.4) \times 10^{-3}$ est significativement déplacée par rapport à l'origine. Une investigation a été menée sur les autres résultats des tests pour rechercher des dérives similaires. De très faibles variations ont été observées lors de cette semaine sur les tests ne dépendant pas du générateur d'impulsion mais sont négligeables. La valeur moyenne du piédestal mesuré sur une cellule libre a ainsi varié de 0.16 coups d'ADC et son RMS de 3×10^{-3} coups d'ADC. De telles fluctuations sont tout à fait négligeables et ne modifient pas les capacités du banc de test à évaluer les fonctionnalités des puces.

Des variations moins systématiques mais significatives ont été observées sur les valeurs de délais internes des puces. Plusieurs séries de mesures réalisées chacune dans un intervalle de temps de l'ordre de 1 heure présentaient des valeurs de délais internes distantes de ~ 1 ns de la valeur moyenne. Ces écarts ont été mis en évidence lors de la seconde série de tests au cours de laquelle ces mêmes puces présentèrent des retards internes proches de la valeur moyenne. Nous nous sommes aperçu que ces séries de mesures prenaient fin lorsqu'un étalonnage des instruments était réalisé. Une de ces série débutait à partir d'un blocage du logiciel survenant dans le déroulement des tests. Ces blocages interviennent lorsqu'une puce défectueuse ou mal positionnée est testée et bloque l'acquisition de mesures. Ils pourraient être à l'origine d'un dérèglement des instruments et des valeurs aberrantes obtenues. Nous avons donc réalisé systématiquement un étalonnage des instruments dès l'apparition de blocages lors de la suite des tests.

9.4.4 Sélection des puces

La caméra HESS II et les cartes de rechange nécessitent 2400 puces sur les 6000 puces produites et testées. Comme évoquée précédemment, une sélection a été effectuée pour n'utiliser que les chips fonctionnels dont les caractéristiques correspondent aux besoins de la nouvelle caméra. Des critères de sélection ont été appliqués sur l'ensemble des tests. Seul un faible pourcentage des puces n'est pas fonctionnel, de l'ordre de 0.8 %. Les taux de rejet des puces pour chacun des tests sont reportés dans le tableau 9.1. Une combinaison de l'ensemble des taux donne un rejet global de 14.9 % en supposant que les critères de sélection ne soient pas corrélés. La différence constatée par rapport au taux obtenu confirme la présence de corrélations.

Test	Pourcentage de rejet	Pourcentage cumulé
Linéarité des DACs	1.8 %	1.8 %
Etalonnage avec les DACs	1.6 %	2.7 %
Charges moyennes	1 %	3.1 %
RMS des charges	1.6 %	3.5 %
Etalonnage temporel	1.8 %	5.3 %
<i>Nd</i>	0.6 %	5.6 %
Linéarité sur la gamme dynamique	1.3 %	5.9 %
Reconstruction des formes d'impulsion	6.2 %	10.3 %

TAB. 9.1 – Taux de rejet des différents tests. La colonne de gauche est le taux de rejet pour chaque test individuellement. La colonne de droite est le taux de rejet cumulé. Le taux de sélection global est de 89.7 %.

Les critères de sélection ont été définis principalement par rapport aux distributions elles-mêmes. Le choix a été réalisé afin d'éliminer toutes les puces s'écartant significativement des distributions principales. Les résultats ont été comparés directement aux spécifications dès que c'était possible. Les mesures de piédestaux ont par exemple été comparées aux mesures effectuées sur les prototypes et sont totalement compatibles avec les limites requises. Lorsque les résultats de mesures différaient selon l'emplacement de test, des critères ont été définis et appliqués sur chacune des voies. Le choix des critères a été plus difficile pour les tests dépendant du générateur d'impulsions. Par raison de sécurité, des coupures plus sévères ont été appliquées. Bien qu'écartant une fraction plus importante de puces dont une majorité est fonctionnelle, elles garantissent une homogénéité des performances pour une utilisation dans le cadre de HESS II. L'évolution temporelle du taux de sélection est représentée sur la figure 9.22. La sélection des puces a été réalisée sur la seconde série de mesure dès lors que les puces ont été testées deux fois. La statistique est de ce fait plus importante lors des dernières semaines de tests et explique les incertitudes plus importantes des premières semaines.

9.5 Perspectives

La construction de la nouvelle caméra de HESS II a été réalisée sur la base des points positifs et négatifs des quatre télescopes existants. Un gain de performance a été apporté à l'ensemble de l'électronique de lecture. La puce SAM, qui a été créée spécialement pour cette nouvelle caméra, a une bande passante a été augmentée de 80 kHz à 300 kHz. Des informations temporelles de l'événement échantillonné seront suvegardées, comme par exemple le temps où se situe le maximum du signal dans la fenêtre d'intégration ou le temps durant lequel le signal

reste au dessus d'un seuil. Ces informations devraient permettre d'augmenter les capacités de rejet du bruit de fond à basse énergie, dont les arcs partiels de muons. Le gain de sensibilité à plus basse énergie est un aspect positif pour les perspectives de cette étude. Les contraintes apportées sur la partie basse énergie du spectre en énergie des rayons γ devraient permettre de mettre en évidence la nature des particules à l'origine de ces émissions.

Par ailleurs, l'utilisation du cinquième télescope en addition du réseau actuel permettra d'apporter une précision supplémentaire dans la gamme en énergie déjà couverte et un gain de sensibilité. Les événements déclenchant deux ou plus des quatre télescopes déclencheront obligatoirement le cinquième télescope. Les informations issues de cette image amélioreront la résolution angulaire et en énergie des observations.

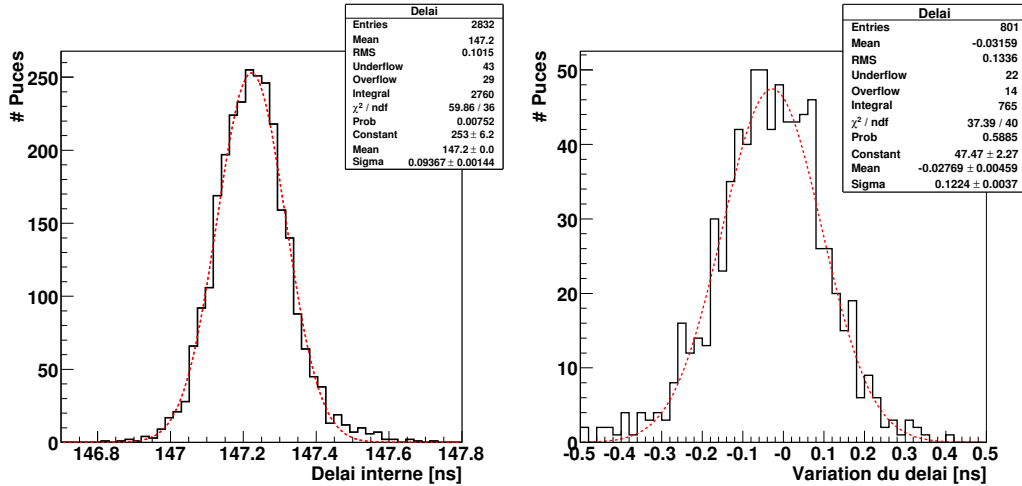


FIG. 9.19 – *Gauche* : Distribution des retards internes mesurés sur un emplacement. Le RMS de cette distribution est identique aux distributions obtenues pour les autres emplacements. Les pointillés rouges sont un ajustement de fonction Gaussienne. *Droite* : Distribution des écarts de délais internes mesurés entre le premier et le second test sur une voie de la carte de test. Les pointillés rouges sont un ajustement de fonction Gaussienne.

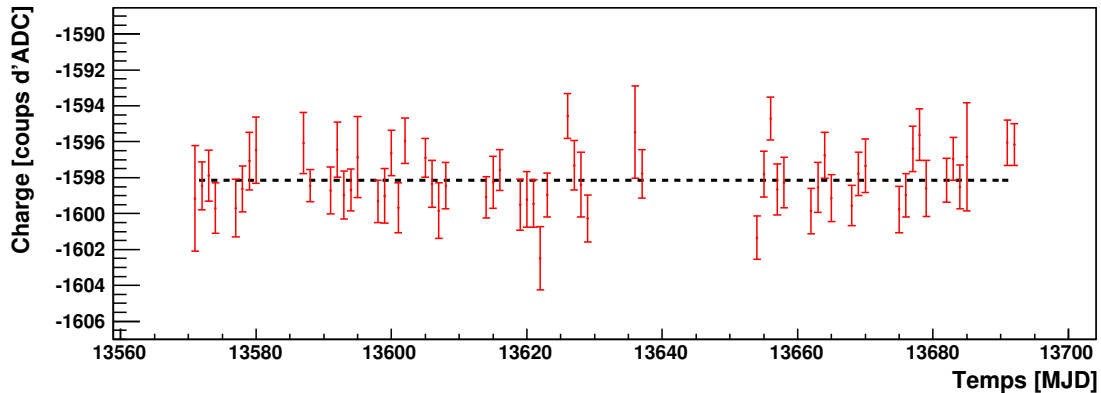


FIG. 9.20 – Evolution temporelle du piédestal mesuré sur une cellule fixe au sein de la puce. Chaque point est une moyenne journalière. La droite noire pointillée est un ajustement de constante. Le χ^2 de l'ajustement est de 74.73 pour 60 degrés de liberté.

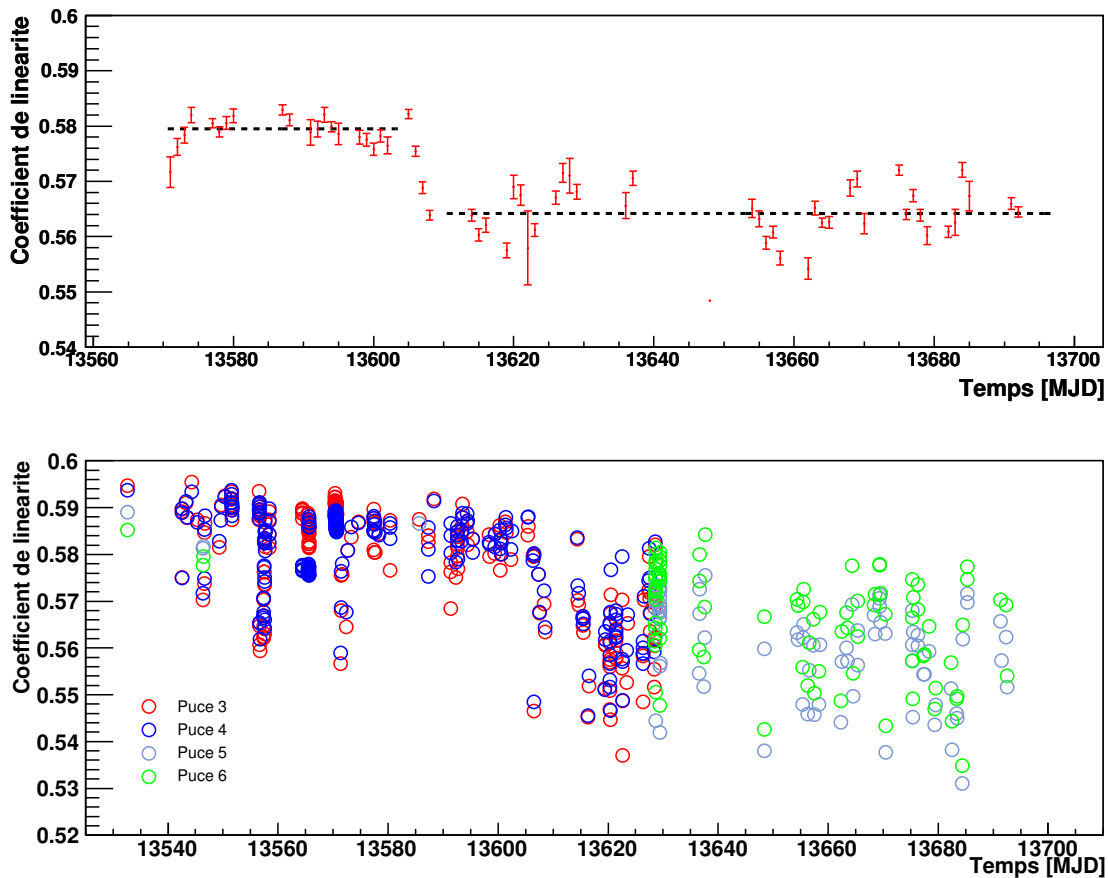


FIG. 9.21 – *Haut* : Evolution temporelle du coefficient de linéarité des DACs internes pour une voie. Chaque point est une moyenne journalière. Les deux droites noires pointillées sont des ajustements de constantes avant et après la septième semaine. Les valeurs ajustées sont respectivement 0.5797 ± 0.0002 et 0.5641 ± 0.0002 . *Bas* : Evolution temporelle du coefficient de linéarité des DACs internes de 4 puces de référence.

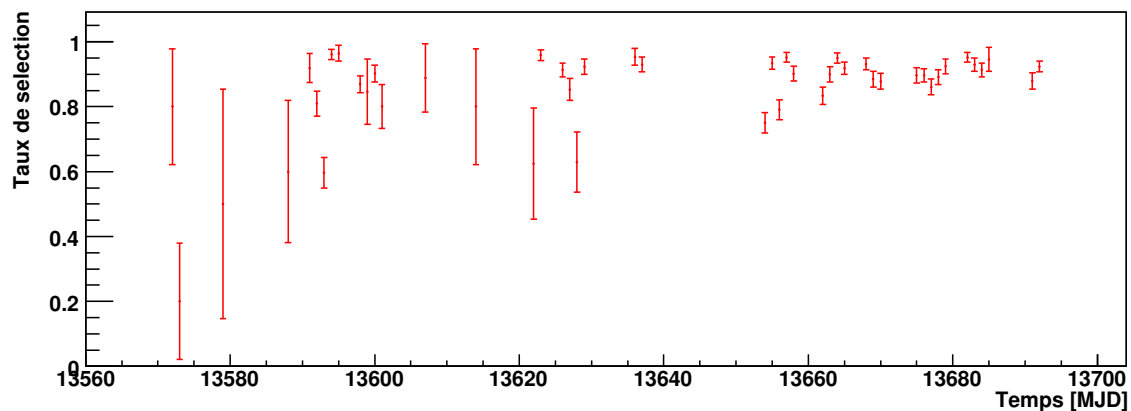


FIG. 9.22 – Evolution temporelle du taux de sélection des puces. Chaque point correspond à une moyenne journalière. Lorsque les puces ont été testées deux fois, la sélection est effectuée sur la dernière mesure.

Conclusion

L'expérience HESS fonctionne en mode complet depuis décembre 2003. Ses observations couvrent à ce jour une grande partie du plan de la Galaxie, dans une bande de quelques degrés de large, sur 60 degrés de longitude galactique de part et d'autre du centre de notre Galaxie. La majorité des accélérateurs potentiels de rayons cosmiques, à savoir les vestiges de supernova en coquille, est contenue dans ces régions denses. Plusieurs vestiges de supernova ont été détectés par HESS. La résolution des coquilles en rayons γ de très haute énergie, confirme l'accélération de particules à cet endroit, sans toutefois pouvoir conclure s'il s'agit de hadrons ou d'électrons.

Une démarche observationnelle alternative a été présentée dans cette thèse. La mise en évidence de hadrons accélérés à haute énergie nécessite une cible dense afin de produire un signal de rayons γ détectable. La présence de nuages moléculaires dans le voisinage d'un vestige de supernova peut ainsi être utilisée pour sonder l'accélération de rayons cosmiques par ces objets. Les émissions maser du radical OH, permettent de distinguer une association effective entre un vestige de supernova et des nuages moléculaires, d'un alignement fortuit. Ces indicateurs en ondes radio montrent que de telles associations sont fréquentes. Plusieurs sources de rayons γ de très haute énergie non identifiées, potentiellement associées à des nuages moléculaires proches de vestiges de supernova, ont été étudiées. L'hypothèse de la production de rayons γ par l'interaction de hadrons accélérés avec des nuages moléculaires a été testée.

L'étude de la nouvelle source dans la constellation de Monoceros, HESS J0632+057, a démontré que l'émission de rayons γ ne peut pas être expliquée par un tel scénario. L'analyse des données radio montre que le nuage présent dans le voisinage du vestige n'est pas parfaitement coïncident avec la source de rayons γ . D'autre part l'énergie nécessaire à la production de rayons γ dans ce nuage ne pourrait être fournie par la supernova.

Une analyse de l'ensemble des données disponibles pour la source non identifiée HESS J1745-303 a été présentée. Elle met en lumière une source complexe, pouvant être multiple. Une partie de cette source est coïncidente avec un nuage moléculaire en interaction avec un vestige de supernova. L'hypothèse précédente s'avère ici la plus vraisemblable pour expliquer cette partie de la source HESS. La densité de rayons cosmiques nécessaire pour expliquer le flux de rayons γ est compatible avec les modèles théoriques. De plus, l'absence de rayons X non thermiques en direction du nuage favorise une origine hadronique pour l'émission de rayons γ . La production de rayons γ par une population d'électrons accélérés s'accompagne généralement d'une émission synchrotron, visible dans la gamme en énergie des rayons X. L'absence d'une telle émission indique que les électrons sont en quantité insuffisante pour être à l'origine de l'émission de rayons γ .

Une analyse des observations en direction du vestige de supernova CTB 37A, réalisées par HESS et par deux observatoires en rayons X, a été détaillée. L'interprétation de l'émission de rayons γ détectée en direction du vestige de supernova a été donnée. L'hypothèse de l'interaction de rayons cosmiques dans des nuages moléculaires est vraisemblable. L'énergie contenue dans

les rayons cosmiques serait compatible avec une fraction de l'énergie d'explosion de la supernova comprise entre 4 % et 30 %. De plus, cette interprétation est fortement suggérée par l'absence de rayons X non thermiques en direction de la coquille du vestige. Une conclusion définitive ne peut toutefois pas être tirée de ces observations, en raison de la présence d'une source de rayons X non thermiques qui pourrait être associée à la source de rayons γ . L'émission observée présente les caractéristiques d'une nébuleuse de pulsar, qui pourrait être située à l'intérieur même du vestige. L'émission de rayons γ proviendrait de la diffusion Compton inverse d'électrons accélérés.

La détection de ces deux dernières sources de rayons γ , coïncidentes avec des nuages moléculaires dans le voisinage immédiat de vestiges de supernova, confirme la vraisemblance d'une émission de rayons γ par l'interaction de hadrons avec les nuages. Bien que ne constituant pas individuellement une preuve de l'accélération de hadrons, ces détections s'ajoutent aux autres associations accélérateurs cibles déjà détectées par HESS ou des expériences concurrentes. Ces détections suggèrent que les vestiges de supernova en coquille sont des accélérateurs effectifs de hadrons.

Une étude systématique d'associations notoires, conduite à partir de relevés en ondes radio, a été présentée. Elle a montré qu'une émission de rayons γ est vraisemblablement détectée en direction d'un grand nombre de ces objets. Deux candidats intéressants ont été présentés et seront observés à nouveau par HESS durant l'été 2008. Le potentiel d'une telle étude systématique révèle le bien-fondé des prédictions des radioastronomes, selon lesquels ces associations pourraient être utilisées afin de découvrir l'origine des rayons cosmiques galactiques.

Le futur proche de l'astronomie γ de très haute énergie réside dans la seconde phase de l'expérience HESS. Une participation à la construction de la caméra qui équipera le cinquième télescope de grand diamètre, a été présentée dans cette thèse. Les circuits d'échantillonnage du signal, produits en 6000 exemplaires, ont été testés. Les caractéristiques constatées sont compatibles avec les spécifications. Une sélection a été réalisée pour les besoins de la cinquième caméra. Les performances accrues de l'électronique permettront de répondre aux contraintes liées au grand diamètre du nouveau miroir. La surface de collection plus importante rendra ce télescope plus sensible à des flashes de lumière plus faibles et réduira le seuil en énergie de l'instrument. Il permettra l'observation des sources de rayons γ au delà de quelques dizaines de GeV. Des contraintes plus fortes sur les scénarios d'émission de rayons γ pourront ainsi être apportées. De plus, l'ajout de ce cinquième télescope, augmentera la résolution angulaire des observations dans la gamme en énergie couverte à l'heure actuelle. Ce gain permettra de préciser les coïncidences entre les émissions de rayons γ et la distribution de matière autour des vestiges.

La construction de HESS II permettra donc de réduire le seuil en énergie de l'expérience à quelques dizaines de GeV. Dans le contexte du lancement de GLAST dans les prochains mois, la présence de HESS II sera très intéressante, puisqu'une observation continue entre quelques centaines de MeV et quelques dizaines de TeV sera possible. L'observation sur cette large gamme en énergie apportera des réponses complémentaires à l'énigme de l'origine des rayons cosmiques galactiques. Toutefois, l'étude détaillée dans cette thèse montre le potentiel d'une recherche systématique de signal γ en provenance d'associations de vestiges de supernova et de nuages moléculaires, dans la gamme en énergie du TeV. L'avènement de réseaux de détecteurs Tcherenkov comme HESS II ou CTA (Cerenkov Telescope Array) permettra de poursuivre cette étude systématique. Le gain de précision angulaire et de sensibilité que ces expériences apporteront, permettra de contraindre les modèles d'accélération de rayons cosmiques par les vestiges de supernova.

Annexe A

Résultats d'ajustements de modèles sur les spectres en énergie des sources de rayons X de la région de CTB 37A

Rég.	Détecteur	N_{H_2} (10^{22} cm^{-2})	Indice spectral	Normalisation ($10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$)	χ^2 réd. (deg. liberté)	Prob.
A	MOS1	$6.1^{+2.7}_{-2.0}$	$1.40^{+0.65}_{-0.55}$	$4.7^{+9.6}_{-4.6}$	0.56 (24)	0.96
	MOS2	$5.6^{+3.2}_{-2.2}$	$1.23^{+0.64}_{-0.52}$	$3.7^{+3.6}_{-8.0}$	1.47 (28)	0.53
	PN	6.0 ± 2.5	1.49 ± 0.60	5.8 ± 12.0	3.06 (3)	0.03
B	MOS1	3.8 ± 0.6	4.99 ± 0.59	$(1.53 \pm 1.05) \times 10^{-2}$	1.64 (52)	2.5×10^{-3}
	MOS2	3.7 ± 0.5	4.67 ± 0.44	$(1.46 \pm 0.78) \times 10^{-2}$	1.81 (52)	3.0×10^{-4}
	PN	5.0 ± 1.0	5.8 ± 0.9	$(6.4 \pm 5.4) \times 10^{-2}$	3.32 (10)	2.5×10^{-4}
C	MOS1	3.5 ± 0.8	5.14 ± 0.91	$(1.06 \pm 1.03) \times 10^{-2}$	1.60 (48)	5.4×10^{-3}
	MOS2	2.7 ± 0.5	4.32 ± 0.62	$(0.46 \pm 0.44) \times 10^{-2}$	1.42 (47)	3.2×10^{-2}
	PN	4.4 ± 1.6	6.7 ± 1.9	$(5.7 \pm 11.0) \times 10^{-2}$	1.81 (7)	0.08

TAB. A.1 – Résultats d'ajustement de loi de puissance sur les spectres en énergie obtenus à partir des observations de XMM-Newton entre 0.5 keV et 10 keV. Les ajustements sur les spectres en énergie des trois détecteurs sont présentés pour chacune des régions d'extraction.

Rég.	Détecteur	N_{H_2} (10^{22} cm^{-2})	$k_B T$ (keV)	χ^2 réd. (deg. liberté)	Prob.
A	MOS1	23.9 ± 1.7	Fixée à 1	2.55 (25)	3.2×10^{-5}
	MOS2	28.7 ± 1.6	Fixée à 1	3.28 (29)	5.7×10^{-9}
	PN	44.2 ± 5.5	Fixée à 1	5.92 (4)	9.3×10^{-5}
B	MOS1	$3.17^{+0.45}_{-0.37}$	$0.89^{+0.13}_{-0.14}$	0.93 (52)	0.61
	MOS2	$3.69^{+0.52}_{-0.39}$	$0.76^{+0.11}_{-0.13}$	1.35 (52)	0.05
	PN	4.09 ± 0.66	0.65 ± 0.15	2.01 / 10	0.03
C	MOS1	$3.57^{+0.74}_{-0.65}$	$0.51^{+0.28}_{-0.12}$	1.15 (48)	0.22
	MOS2	$2.94^{+0.54}_{-0.38}$	$0.74^{+0.16}_{-0.14}$	1.05 (47)	0.39
	PN	3.45 ± 0.92	0.49 ± 0.20	1.40 (7)	0.20

TAB. A.2 – Résultats d'ajustement de modèle thermique sur les spectres en énergie obtenus à partir des observations de XMM-Newton entre 0.5 keV et 10 keV.

Rég.	N_{H_2} (10^{22} cm^{-2})	Indice spectral	Normalisation ($10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$)	χ^2 réd. (deg. liberté)	Prob.
A	$6.8^{+2.1}_{-1.7}$	$1.04^{+0.50}_{-0.40}$	$2.6^{+3.7}_{-2.5}$	0.94 (54)	0.59
B	4.14 ± 0.34	5.19 ± 0.33	$(2.24 \pm 0.88 \times 10^{-2})$	1.33 (89)	0.02
C	3.90 ± 0.39	5.99 ± 0.47	$(2.45 \pm 1.26 \times 10^{-2})$	1.88 (79)	3.6×10^{-6}

TAB. A.3 – Résultats d'ajustement de loi de puissance sur les spectres en énergie obtenus à partir des observations de Chandra entre 0.5 keV et 10 keV.

Rég.	N_{H_2} (keV)	$k_B T$ (10^{22} cm^{-2})	χ^2 réd. (deg. liberté)	Prob.
A	23.1 ± 0.8	Fixée à 1	4.52 (60)	1.2×10^{-28}
B	$3.33^{+0.26}_{-0.31}$	$0.83^{+0.14}_{-0.08}$	1.05 (89)	0.34
C	$3.19^{+0.39}_{-0.51}$	$0.58^{+0.16}_{-0.06}$	1.04 (62)	0.39

TAB. A.4 – Résultats d'ajustement de modèle thermique sur les spectres en énergie obtenus à partir des observations de Chandra entre 0.5 keV et 10 keV.

Liste des tableaux

1.1	Domaines en énergie de l'astronomie γ	16
6.1	Résultats d'ajustements de lois de puissance sur les spectres en énergie des différentes régions de HESS J745-303.	103
8.1	Liste non exhaustive des vestiges de supernova associés à une émission maser . .	137
8.2	Récapitulatif des caractéristiques des jeux de données	138
8.3	Tableau récapitulatif des statuts de détection	139
9.1	Taux de rejet des différents tests réalisés sur les puces.	164
A.1	Résultats d'ajustement d'une loi de puissance sur les spectres en énergie des observations de XMM-Newton	171
A.2	Résultats d'ajustement d'un modèle thermique sur les spectres en énergie des observations de XMM-Newton	172
A.3	Résultats d'ajustement d'une loi de puissance sur les spectres en énergie des observations de Chandra	172
A.4	Résultats d'ajustement d'un modèle thermique sur les spectres en énergie des observations de Chandra	172

Table des figures

1.1	Photographie de Victor Hess devant son ballon.	4
1.2	Spectre en énergie des rayons cosmiques.	7
1.3	Structure d'un vestige de supernova.	13
1.4	Schéma d'un choc de supernova	14
1.5	Gamme en énergie de l'astrophysique.	16
1.6	Ciel de l'astronomie γ	21
1.7	Cartographie de l'expérience MILAGRO	23
2.1	Simulations de gerbes atmosphériques	27
2.2	Représentation schématique du déplacement d'une particule chargée	27
2.3	Principe d'imagerie de la lumière Tcherenkov	29
2.4	Exemples d'images de gerbes atmosphériques	30
2.5	Photographies des télescopes de l'expérience HESS	32
2.6	Schéma d'un des télescopes et du montage Davies-Cotton	33
2.7	PSF du miroir. Photographie des miroirs et de leur système d'alignement.	34
2.8	Evolution de la fonction d'étalement d'une source ponctuelle.	35
2.9	Vue éclatée d'une des caméras de HESS. Photographie d'une des caméras de HESS.	36
2.10	Photographie d'un cône de Winston. Photographie d'un tiroir.	36
2.11	Efficacité quantique des PMs en fonction de la longueur d'onde. Forme moyenne d'une impulsion de photo-électron.	37
2.12	Schéma de l'organisation de l'électronique au sein d'une caméra.	38
2.13	Schéma de l'électronique d'un tiroir.	39
2.14	Schéma du système de déclenchement	40
2.15	Mesures de taux de déclenchement du système.	41
3.1	Distribution des charges intégrées lors d'acquisitions de photo-électrons uniques.	45
3.2	Evolution de l'efficacité optique moyenne du détecteur étalonnée par les anneaux de muons.	47
3.3	Evolution du taux de déclenchement pour deux acquisitions.	48
3.4	Corrélation entre la température moyenne mesurée par les radiomètres et le taux de déclenchement de l'expérience	49
3.5	Définition des paramètres de Hillas	50
3.6	Distribution des variables <i>Mean Scaled Length</i> et <i>Goodness</i>	51
3.7	Histogrammes représentant la corrélation entre variables.	53
3.8	Distribution de la variable combinée CC2.	55
3.9	Distribution de la hauteur de première interaction reconstruite. Illustration du problème lié aux images trop excentrées.	55
3.10	Distribution des événements en fonction du carré de l'angle à la position de la nébuleuse du Crabe.	56

3.11	Méthode de soustraction du fond On-Off et multiple Off.	57
3.12	Méthode de soustraction du fond en segment d'anneau et en anneau complet . .	57
3.13	Résolution angulaire des trois méthodes d'analyse	60
3.14	Résolution en énergie de l'instrument en fonction de l'énergie du rayon γ incident.	61
3.15	Surface de collection de l'instrument en fonction de l'énergie du rayon γ incident	62
4.1	Cartes d'excès de la région de RX J1713.7-3946 et de la région de RX J0852.0-4622.	66
4.2	Modèles d'émission leptonique et hadronique de rayons γ pour le vestige de supernova RX J1713.7-3946	68
4.3	Évolution des temps caractéristiques de différents processus de production de rayons γ en fonction de l'énergie des particules primaires.	70
4.4	Masse de nuages moléculaires en fonction de l'intensité de la raie du CO.	73
4.5	Vitesse de rotation autour du centre de la Galaxie en fonction de la distance au système Solaire. Vue schématique de la Voie Lactée.	74
4.6	Deux exemples de distribution de vitesse radiale en fonction de la distance au système Solaire.	75
4.7	Représentation schématique du niveau fondamental et des premiers niveaux rotationnels et vibrationnels de la molécule OH.	76
4.8	Exemple d'élargissement d'une raie moléculaire du CO.	78
5.1	Cartes d'excès de la sources HESS J0632+057 obtenues avec différentes coupures.	84
5.2	Distribution des événements autour du centre de la source.	85
5.3	Spectre en énergie de la source HESS J0635+057.	86
5.4	Courbe de lumière de la source HESS J0635+057.	87
5.5	Carte de significativité de la source HESS J0632+057.	88
5.6	Spectre en énergie en E^2 de la source HESS J0632+057 et de la source EGRET 3EG J03634+0521.	88
5.7	Schéma de la région du vestige de Monoceros et de la nébuleuse de Rosette. . . .	90
5.8	Carte de l'intensité de la raie du CO intégrée sur l'ensemble des vitesses radiales en direction de HESS J0632+057.	92
5.9	Profil de l'intensité de la raie du CO dans la direction de HESS J0632+057. Carte de l'intensité de la raie du CO de la région de HESS J0632+057.	93
5.10	Carte de l'intensité de la raie du CO dans la direction de HESS J0632+057 observée par NANTEN.	95
6.1	Cartes d'excès du centre de la Galaxie obtenue par HESS avant et après soustraction des sources ponctuelles	99
6.2	Carte d'excès de la région de HESS J1745-303	100
6.3	Projection d'évènements de HESS J1745-303 le long de deux axes	101
6.4	Spectre en énergie de HESS J1745-303	102
6.5	Régions d'extraction des spectres en énergie de HESS J1745-303. Comparaison des spectres en énergie de HESS J1745-303 avec 3EG J1744-3011.	103
6.6	Carte de l'intensité de la raie du ^{12}CO autour du vestige de supernova G359.1-0.5.	106
6.7	Profil de la raie du ^{12}CO pour plusieurs directions autour de la partie nord de HESS J1745-303.	108
6.8	Carte de l'intensité de la raie du ^{12}CO intégrée dans plusieurs bandes en vitesse radiale.	109
6.9	Carte de l'intensité de la raie du ^{12}CO intégrée de -100 km s^{-1} à -60 km s^{-1} . . .	109
6.10	Observations de HESS J1745-303 avec XMM-Newton.	110

7.1	Carte d'excès de la région du complexe de supernova CTB 37 obtenue avec les observations de l'année 2004	114
7.2	Cartes d'excès de la région du complexe de vestige de supernova CTB 37.	115
7.3	Projection des événements le long de l'axe reliant HESS J1713-381 et HESS J1714-385	116
7.4	Spectre en énergie de HESS J1714-385	117
7.5	Courbe de lumière de HESS J1714-385	117
7.6	Carte de l'émission radio du complexe de vestiges de supernova CTB 37	118
7.7	Carte de l'intensité de la raie du CO dans la région du vestige de supernova CTB 37A.	120
7.8	Agrandissement de la carte d'excès de HESS J1714-385 avec les positions des nuages et des masers de la molécule OH.	121
7.9	Cartes de l'émission en rayons X observée par XMM-Newton et Chandra	123
7.10	Spectres en énergie des émissions de rayons X observées par XMM-Newton et Chandra.	125
7.11	Carte de l'intensité de la raie du CO. Spectre en énergie des sources HESS J1714-385 et 3EG J1714-3857	128
8.1	Carte d'excès de la région de W28 obtenue par HESS	134
8.2	Carte d'excès de la région du vestige de supernova IC443 obtenue par MAGIC	135
8.3	Distribution des significativités des excès observés autour des positions des émissions masers	140
8.4	Carte d'excès de rayons γ obtenue par HESS sur le premier candidat	141
8.5	Carte de l'intensité de la raie du ^{13}CO ($J = 1 \rightarrow 0$)	141
8.6	Carte d'excès de rayons γ obtenue par HESS	142
9.1	Montage photographique du cinquième télescope de la phase II	146
9.2	Sensibilité de HESS phase I, HESS phase II et GLAST	147
9.3	Vue schématique du futur télescope HESS phase II.	148
9.4	Photographie des miroirs HESS I et HESS II et schéma de leur assemblage.	149
9.5	Schéma de la future caméra.	150
9.6	Electronique de la nouvelle caméra. Schéma du système d'échantillonnage du signal SAM.	150
9.7	Système de déclenchement de HESS phase II.	152
9.8	Taux de détection de photons pour les différentes configurations de HESS phase II.	153
9.9	Schéma et photographie du banc de test des puces.	154
9.10	Etalonnage temporel des puces et contrôle des valeurs de Nd.	156
9.11	Résultats d'étalonnage des DACs internes.	157
9.12	Mesures de piédestaux des systèmes d'échantillonnage.	157
9.13	Evolution temporelle de la consommation électrique des puces.	158
9.14	Evolution temporelle de la consommation électrique de puces de référence.	159
9.15	Evolution temporelle de la consommation électrique de puces en cours de test.	159
9.16	Distribution des χ^2 réduits obtenus lors du test de linéarité des DACs internes.	160
9.17	Un exemple de test de linéarité de DAC pour une puce réalisé sur deux emplacements différents.	161
9.18	Evolution temporelle de l'amplitude de l'ajustement de Gaussienne réalisé sur les impulsions.	162
9.19	Distribution des retards internes mesurés sur un emplacement. Distribution des écarts de délais internes mesurés entre le premier et le second test.	166

9.20	Evolution temporelle du piédestal mesuré sur une cellule fixe au sein de la puce.	166
9.21	Evolution temporelle du coefficient de linéarité des DACs internes pour une voie. Evolution temporelle du coefficient de linéarité des DACs internes de 4 puces de références.	167
9.22	Evolution temporelle du taux de sélection des puces.	167

Bibliographie

- [1] M.S. Longair, High Energy Astrophysics, ed. Cambridge University Press (2004)
- [2] J. Paul, Ecole CNRS de Goutelas XXVI (2003)
- [3] E. Parizot, conférence *International Symposium on Astronomy and Astrophysics of the Extreme Universe*, Tokyo, Japon (2007)
- [4] T. Antoni et al., *Astrop. Phys.* **24** 1 (2005)
- [5] J. Cronin, T.K. Gaisser, & S.P. Swordy, *Sci. Amer.* **276** 44 (1997)
- [6] E.S. Seo et al., *ApJ* **v378** 763 (1991)
- [7] M. Nagano et al., *J. Phys. G* **v18** 423 (1992)
- [8] D.J. Bird et al., *ApJ* **v424** 491 (1994).
- [9] N.B. Afanasiev et al., conférence *International Symposium of Extremely High Energy Cosmic Rays*, ICRF Tokyo, 32 (1996)
- [10] N.L. Grigorov et al., conférence *12th International Cosmic Ray Conference*, Hobart, **v5** 1760 (1971)
- [11] M.A. Lawrence, R.J.O. Reid & A.A. Watson, *J. Phys. G.* **G17** 733 (1991)
- [12] T. Yamamoto, conférence *30th International Cosmic Ray Conference* Merida, Mexico (2007)
- [13] M. Unger, conférence *30th International Cosmic Ray Conference* Merida, Mexico (2007)
- [14] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **16** 748 (1966)
- [15] G.T. Zatsepin, V.A. Kuzmin, *Sov. Phys JETP Lett.* **4** 78 (1966)
- [16] La Collaboration AUGER, *Science* **318** 938
- [17] F. Halzen, conférence *30th International Cosmic Ray Conference* Merida, Mexico (2007)
- [18] E. Fermi, *Phys. Rev.* **75** 1169 (1949)
- [19] E. Fermi, *ApJ* **119** 1F (1954)
- [20] W. Baade & F. Zwicky, *Proc. Nat. Acad. Sc.* **20** 259B (1934)
- [21] A. Marcowith, Ecole de Physique des Particules de Gif (2006)
- [22] R.A. Chevalier, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **15** 175 (1977)
- [23] J.K. Truelove & C.F. McKee, *ApJSS* **120** 299 (1999)
- [24] D.F. Cioffi, C.F. McKee & E. Bertschinger, *ApJ* **334** 252 (1988)
- [25] H.J. Völk & L.O'C. Drury, conférence *18th International Cosmic Ray Conference*, Bangalore, India (1983)
- [26] F.A. Aharonian, Very High Energy Cosmic Gamma Radiation, ed. World Scientific (2004)
- [27] G.B. Rybicki. & A.P. Lightman, Radiative process in astrophysics, ed. Wiley-vch (1979)

- [28] R.C. Hartman, ApJ **123** 79 (1999)
- [29] M. Tavani et al., conférence *S.P.I.E.*, Orlando, USA (2006)
- [30] S. Ritz, conférence *The First GLAST Symposium*, Stanford (2007)
- [31] S. Gentile, conférence *20th European Cosmic Ray Symposium*, Lisbonne, Portugal (2006)
- [32] F. Schmidt, *CORSIKA Shower Images*,
<http://www.ast.leeds.ac.uk/~fs/showerimages.html>
- [33] J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, ed. John Wiley and Sons Ltd (1998)
- [34] W. Hofmann, site internet de la Collaboration H.E.S.S., <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>
- [35] M. de Naurois, thèse de l'Université Paris VI
- [36] F. Munz, Nucl. Phys. B **87** 426 (2000)
- [37] J. Grube, conférence *30th International Cosmic Ray Conference Merida*, Mexico (2007)
- [38] A. Barrau et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **416** 278 (1998)
- [39] F.A. Aharonian & G. Heinzlmann, Nucl. Phys. B **60B** 193 (1998)
- [40] W. Hofmann, conférence *27th International Cosmic Ray Conference Hamburg*, Germany (2001)
- [41] K. Bernlöhr et al., Astropart. Phys. **20** 111 (2003)
- [42] R. Cornils et al., Astropart. Phys. **20** 129 (2003)
- [43] S. Gillessen, note interne à la Collaboration HESS (2002)
- [44] A. Kohnle et al., note interne à la Collaboration HESS (1999)
- [45] A. Koch & A. Kohnle, note interne à la Collaboration HESS (2001)
- [46] J. Guy, F. Toussenel & P. Nayman, note interne à la Collaboration HESS (2002)
- [47] L. Rolland, thèse de l'Université Paris VI (2005)
- [48] J. Guy, thèse de l'Université Paris VI (2003)
- [49] A. Kouchner, conférence *30th International Cosmic Ray Conference Merida*, Mexico (2007)
- [50] S. Funk et al., Astropart.Phys. **22** 285 (2004)
- [51] L. Rolland, note interne à la Collaboration HESS (2003)
- [52] N. Leroy, note interne à la Collaboration HESS (2003)
- [53] F.A. Aharonian et al., A&Astrophys **457** 899 (2006)
- [54] M.P. Kertzmann & G.H. Sembroski, NIM **A343** 629 (1994)
- [55] A.M. Hillas, conférence *19th International Cosmic Ray Conference La Jolla*, USA (1985)
- [56] C. Farnier, thèse de l'Université Montpellier 2 en cours
- [57] M. de Naurois, conférence *Towards a Network of Atmospheric Cherenkov Detectors VII* Palaiseau, France (2006) [arXiv :astro-ph/0607247]
- [58] M. Lemoine-Goumard, thèse de l'Ecole Polytechnique (2006)
- [59] T. Li & Y. Ma, ApJ **272** 317 (1983)
- [60] F. Piron et al., A&A **374** 895 (2001)
- [61] F.A. Aharonian et al., Nature **432** 75 (2004)

- [62] D. Berge et al., conférence *30th International Cosmic Ray Conference* Merida, Mexico (2007)
- [63] F.A. Aharonian et al., *ApJ* **661** 236 (2007)
- [64] F.A. Aharonian et al., *A&A* **464** 235 (2007)
- [65] F.A. Aharonian et al., *A&A* **449** 223 (2006)
- [66] L.O'C. Drury, F.A. Aharonian & H.J. Völk, *A&A* **287** 959 (1994)
- [67] F.A. Aharonian, L.O'C. Drury & H.J. Völk, *A&A* **285** 645 (1994)
- [68] H.J. Völk, G.E. Morfill & M.A. Forman, *ApJ* **249** 161 (1981)
- [69] R.W. Wilson, K.B. Jefferts & A.A. Penzias, *ApJ* **161** L43 (1970)
- [70] A.A. Penzias, K.B. Jefferts & R.W. Wilson, *ApJ* **165** 229 (1971)
- [71] D.P. Clemens, *ApJ* **295** 422C (1985)
- [72] F. Eisenhauer et al., *ApJ* **628** 246 (2005)
- [73] P.M. Solomon, A.R. Rivolo, J. Barrett & A. Yahil, *ApJ* **319** 730 (1987)
- [74] J. Bally, A. Stark, R.W. Wilson & C. Henkel, *ApJ* **324** 223 (1988)
- [75] J.L. Hou, N. Prantzos & S. Boissier, *A&A* **362** 912 (2000)
- [76] A.W. Strong et al., *A&A* **422L** 475 (2004)
- [77] T.M. Dame, D. Hartmann & P. Thaddeus, *ApJ* **547** 792D (2001)
- [78] M. Elitzur, *ApJ* **203** 124 (1976)
- [79] P. Lockett, E. Gauthier & M. Elitzur, *ApJ* **511** 235 (1999)
- [80] D.A. Frail et al., *AJ* **111** 1651F (1996)
- [81] A.J. Green et al., *AJ* **114** 2058G (1997)
- [82] M.J. Claussen et al., *ApJ* **489** 143 (1997)
- [83] B. Koralesky et al., *AJ* **116** 1323 (1998)
- [84] F. Yusef-Zadeh et al., *ApJ* **527** 172 (1999)
- [85] C. Alcock & R.R. Ross, *ApJ* **290** 433 (1985)
- [86] D.A. Frail & G.F. Mitchell, *ApJ* **508** 690 (1998)
- [87] C.J. Cesarsky & H.J. Völk, *A&A* **70** 367 (1978)
- [88] F.A. Aharonian et al., *A&A* **469** L1 (2007)
- [89] F.A. Aharonian et al., *A&A* **417** 973 (2004)
- [90] R.D. Davies et al., *A&AS* **31** 271 (1978)
- [91] R.D. Davies, *The Observatory* **83** 1723 (1963)
- [92] T.A. Lozinskaya, *Soviet Astronomy* **15** 910 (1972)
- [93] N. Odegard, *ApJ* **301** 813 (1986)
- [94] H. Hensberge, K. Pavlovski & W. Verschueren, *A&A* **358** 553 (2000)
- [95] B.Y. Welsh, D.M. Sfeir, S. Sallmen & R. Lallement, *A&A* **372** 516 (2001)
- [96] D.A. Leahy, S. Narayan & K.P. Singh, *MNRAS* **220** 501 (1986)
- [97] T.R. Jaffe, D. Bhattacharya, D.D. Dixon & A.D. Zych, *ApJ* **484** 129 (1997)
- [98] F.A. Aharonian et al., *A&A* **439** 1013 (2005)
- [99] F.A. Aharonian, A.M. Atoyan & T. Kifune, *MNRAS* **291** 167 (1997)

- [100] R.J. Oliver, M.R.W. Mashedier & P. Thaddeus, *A&A* **315** 578 (1996)
- [101] F.A. Aharonian & A.M. Atoyan, *A&A* **309** 917 (1996)
- [102] F.A. Aharonian et al., *A&A* **425** L13 (2004)
- [103] C. Van Eldik et al., conférence *30th International Cosmic Ray Conference* Merida, Mexico (2007)
- [104] F.A. Aharonian et al., *A&A* **432** L25 (2005)
- [105] F.A. Aharonian et al., *Nature* **439** 695 (2006)
- [106] F.A. Aharonian et al., *ApJ* **636** 777 (2006)
- [107] A.J. Green, L.E. Cram, M.I. Large & Y. Taisheng, *ApJSS* **122** 207 (1999)
- [108] F.A. Aharonian et al., accepté par *A&A* (2008), arXiv :0803.2844
- [109] R.N. Hobbs, G.B. Teoh & M. Hobbs, *AJ* **129** 1993 (2005)
- [110] D. Downes, W.M. Goss, U.J. Schwarz & J.G.A. Wouterloot, *A&AS*, **35** 1 (1979)
- [111] K.I. Uchida, M. Morri & F. Yusef-Zadeh, *AJ* **104** 1533 (1992)
- [112] A. Bamba, J. Yokogawa, M. Sakano & K. Koyama, *PASJ* **52** 259 (2000)
- [113] K.I. Uchida, et al., *ApJ* **398** 128 (1992)
- [114] F. Yusef-Zadeh , K.I. Uchida & D. Roberts, *Science* **270** 1801 (1995)
- [115] M. Bitran et al., *A&AS* **125** 99 (1997)
- [116] T.M. Dame, D. Hartmann & P. Thaddeus, *ApJ* **547** 792 (2001)
- [117] B. Robinson, F. Yusef-Zadeh & D. Roberts, *A&AS* **188** 7408 (1996)
- [118] F.A. Aharonian et al., soumis à *A&A* (2008), arXiv :0803.0702
- [119] E.M. Reynoso & J.G. Mangum, *ApJ* **545** 874 (2000)
- [120] N.E. Kassim, S.A. Baum & K.W. Weiler *ApJ* **374** 212 (1991)
- [121] D.K. Milne et al., *MNRAS* **188** 437 (1979)
- [122] J.L. Caswell et al., *A&A* **45** 239 (1975)
- [123] D.H. Clark, F.R. Stephenson, *The Historical Supernovae*, ed. Pergamon (1977)
- [124] C.L. Brogan, D.A. Frail, W.M. Goss, T.H. Troland, *ApJ* **537** 875 (2000)
- [125] J. Rho, R. Petre, *ApJ* **503** L167 (1998)
- [126] F. Yusef-Zadeh, M. Wardle, J. Rho & M. Sakano, *ApJ* **585** 319 (2003)
- [127] B.T. Draine & C.F. McKee, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **31** 373 (1993)
- [128] M. Wardle, *ApJ* **525** L101 (1999)
- [129] L. Bronfman, *ApJS* **71** 481 (1989)
- [130] Y.M. Butt et al., *ApJ* **562** L167 (2001)
- [131] F. Aharonian et al., soumis à *A&A* (2008), arXiv :0803.0682
- [132] F. Aharonian et al., *A&A* **464** 235 (2007)
- [133] J.B.Z. Whiteoak, A.J. Green, *A&ASS* **118** 229 (1996)
- [134] F.A. Aharonian, A.M. Atoyan, T.Kifune, *MNRAS* **291** 167 (1997)
- [135] Y.A. Gallant, *ASS* **309** 197 (2007)
- [136] A. Possenti, R. Cerruti, M. Colpi, S. Mereghetti, *A&A* **387** 993 (2002)
- [137] F.A. Aharonian et al., *A&A*, accepté pour publication (2008)

- [138] J. Albert et al., *ApJ* **664L** 87A (2007)
- [139] D.A. Green, <http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/>
- [140] S. Hoppe pour la Collaboration HESS, conférence *30th International Cosmic Ray Conference* Merida, Mexico (2007)
- [141] J.M. Jackson et al., *ApJSS* **163** 145 (2006)
- [142] A.N. Otte et al., conférence *30th International Cosmic Ray Conference* Merida, Mexico (2007)
- [143] M. Punch for the HESS collaboration, conférence *Toward a Major Cerenkov Telescope*, Palaiseau (2005)
- [144] R. Cornils et al. for the H.E.S.S. collaboration conférence *29th International Cosmic Ray Conference*, Pune, **5** 171 (2005)
- [145] P. Vincent, conférence *29th International Cosmic Ray Conference*, Pune, **5** 163 (2005)
- [146] P. Vincent et al., conférence *2nd International Symposium on High Energy Gamma Ray Astronomy*, Heidelberg, APS Conf. Proc. 745 (2004)
- [147] A. Fiasson et al., Note interne de H.E.S.S. (2007).
- [148] E. Delagnes et al., conférence *IEEE Nuclear Science Symposium*, San Diego (2006)

Remerciements

Je souhaiterais remercier en premier lieu Alain Falvard, directeur du Laboratoire de Physique Théorique et Astroparticules, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire durant ces trois années de thèse.

Merci également à Fabrice Feinstein, pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse. Merci pour la confiance dont tu m'as fait preuve et tes conseils éclairés. Les choix de directions que tu m'as suggérés durant ces trois années ont montré toute leur pertinence et ont contribué à la réussite de cette thèse. Merci aussi pour la relecture attentive du manuscrit.

Un grand merci à Sylvie Rosier-Lees et Jacques Dumarchez pour avoir accepté de rapporter cette thèse. Je remercie également Stavros Katsanevas d'avoir accepté de présider mon jury, Jean Ballet et Pascal Vincent pour leur participation au jury et leur lecture attentive du manuscrit.

Je tiens à remercier les membres du groupe HESS du LPTA, Michèle Bourgeat, Mathieu Compin, Christian Farnier, Agnieszka Jacholkowska, Nukri Komin, Emmanuel Moulin, Stéphane Rivoire, Georges Vasileiadis pour leurs remarques et conseils. Je voudrais adresser un remerciement particulier à Yves Gallant. Son savoir faire et ses connaissances en astrophysique ont joué un rôle déterminant dans la réussite de cette thèse. Merci donc pour toutes ces discussions très enrichissantes. Un grand merci aussi à Alexandre Marcowith, pour nos discussions intéressantes.

Je remercie également les membres français de la Collaboration, pour leur commentaires et critiques lors des réunions. Plus généralement, je souhaite remercier Werner Hofmann, porte parole de l'expérience HESS et l'ensemble des membres de la Collaboration, pour m'avoir permis de participer à cette magnifique expérience. Je souhaiterais remercier deux personnes plus particulièrement : Philippe Goret, dont les discussions m'ont aiguillé vers le sujet de cette thèse, et Jim Hinton qui m'a invité à le rejoindre pour l'écriture de l'article de découverte de la source dans Monoceros et qui m'a ainsi permis de rentrer de plain-pied dans l'analyse qui fait le corps de cette thèse.

Un grand merci à Mathieu de Naurois pour son aide et sa réactivité face aux problèmes que j'ai rencontrés avec l'analyse des données, et pour en comprendre ses subtilités. Je souhaiterais remercier Eric Delagnes et les membres de l'équipe HESS du LPNHE, Mathieu de Naurois, Patrick Nayman, François Toussenel et Pascal Vincent, pour leurs conseils et leur aide durant les tests des circuits d'échantillonnage.

Merci aussi à Albert, Tony, Eben et Maveipi pour leur accueil sur le site de HESS et leur aide pour la prise de données. Leur bonne humeur et leur gentillesse ont permis de rendre les séjours en Namibie agréables. Merci aussi à Mathieu de Naurois, Jean Paul Tavernet et Pascal

Vincent pour leur aide au cours de ces séjours. Je souhaite adresser également un merci à mes compagnons de quart, Stefanie Schwemmer, Hugh Dickinson, Loïc Rolland, Ulisses Barres de Almeida et Matthieu Vivier pour les parties de ping pong mémorables et la traque des kudus dans le bush.

Merci aussi à l'ensemble des doctorants du laboratoire pour la bonne humeur régnant au cours des pauses café et leur attention au cours de ces derniers mois de thèse, et félicitations à mon voisin de bureau Christian pour avoir survécu à ces derniers mois en ma compagnie.

Un grand merci aussi à ma famille pour son soutien, et plus particulièrement à ma mère pour toute son aide durant ces trois années.

Merci aussi à toi *Hρώ*

RÉSUMÉ : Le télescope H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System), implanté en Namibie, est l'observatoire de sources de rayons γ de très haute énergie le plus efficace. Constitué de 4 télescopes de grand diamètre fonctionnant en stéréoscopie, il permet une cartographie sans précédent du plan de la Galaxie à ces longueurs d'onde extrêmes.

L'expérience HESS a mis en évidence la présence de particules chargées d'énergie supérieure à une centaine de TeV dans plusieurs vestiges de supernova, sans toutefois pouvoir conclure sur la nature hadronique ou leptonique des particules. Cette thèse présente une démarche observationnelle alternative visant à mettre en évidence l'accélération de hadrons par onde de choc dans les vestiges de supernova. Une recherche de vestiges associés à des nuages moléculaires a été menée avec les sources déjà détectées par H.E.S.S. et dans l'ensemble des observations réalisées.

L'analyse et l'interprétation de trois sources de rayons γ sont décrites. La première est la nouvelle source découverte par H.E.S.S. dans la constellation de Monoceros. Je présente ensuite l'analyse des nouvelles observations réalisées en direction de la source non identifiée HESS J1745-303. Enfin l'analyse multi-longueurs d'onde de la nouvelle source de rayons γ coïncidente avec le vestige de supernova CTB 37A est décrite. Je développe les possibles interprétations de cette émission de rayons γ . De plus, j'ai mis en évidence un excès de rayons γ en direction de masers OH, indicateurs d'interactions entre vestiges de supernova et nuages moléculaires.

Une seconde phase de l'expérience H.E.S.S. consiste en l'adjonction d'un cinquième télescope de 28 mètres de diamètre au centre du système existant. Ma contribution à cette seconde phase a résidé dans la prise en charge des tests et de la sélection des 6000 puces constituant le système d'échantillonnage de la caméra qui équipera ce télescope.

MOTS-CLÉS : Astronomie gamma de très haute énergie, H.E.S.S., Rayons cosmiques, Vestiges de supernova, Nuages moléculaires, HESS J0632+057, HESS J1745-303, HESS J1714-385, H.E.S.S. phase II, Système d'échantillonnage.

ABSTRACT : The H.E.S.S. telescope (High energy Stereoscopic System), located in Namibia, is currently the most efficient observatory of very high energy (VHE) γ -ray sources. It consists in 4 large diameter telescopes working in stereoscopic mode and allows an unequaled survey of the galactic plane at these extreme wavelengths.

The H.E.S.S. experiment showed the presence of high energy particles up to 100 TeV within supernova remnant. This astrophysical objects are believed to be the main particle accelerator within the Galaxy. However, the nature hadronic or leptonic of these particles remains unclear. This thesis presents a new observational approach in order to show hadronic particles acceleration through diffusive shock within supernova remnants. A search of supernova remnants associated with molecular clouds has been led within the HESS source catalog and the H.E.S.S. observations.

An analysis of the new VHE γ -ray source in Monoceros and its interpretation are presented. Then, the analysis and interpretation of new observations of the unidentified source HESS J1745-303 are presented. Finally, the multi-wavelength analysis of the new source HESS J1714-385, coincident with the supernova remnant CTB 37A is presented. Moreover, I have shown a γ -ray excess towards OH masers, which are believed to indicate association between supernova remnant and molecular clouds.

A contribution to the H.E.S.S. phase II building is also presented. This second phase consists in the building of a fifth telescope at the center of the existing system. The series tests of the new camera sampling system are reported.

KEYWORDS : Very high energy astronomy, H.E.S.S., Cosmic rays, Supernova remnants, Molecular clouds, HESS J0632+057, HESS J1745-303, HESS J1714-385, H.E.S.S. phase II, Sampling system.

Laboratoire de Physique Théorique et Astroparticules (LPTA)
Université Montpellier II, Case Courrier 070, Bât. 13
Place Eugène Bataillon
34095 Montpellier Cedex 5
FRANCE