

THÈSE
DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI

Spécialité
Champs, Particules, Matière

présentée par

Matthieu VIVIER

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI

**Observations du Centre Galactique et recherche de
signaux exotiques avec H.E.S.S.**

Thèse soutenue le 2 Juin 2009 devant le jury composé de :

M. Reza ANSARI	Président du jury
Mme Ursula BASSLER	Examineur
M. Bernard DEGRANGE	Examineur
M. Jean-François GLICENSTEIN	Directeur de thèse
M. Andrea GOLDWURM	Rapporteur
M. François MONTANET	Rapporteur

Pour mes parents, et pour Chloé.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Bruno Mansoulié et Ursula Bassler, successivement chefs du Service de Physique des Particules à l'Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers, pour m'avoir accueilli dans ce laboratoire durant la période de ma thèse.

Mes remerciements se dirigent aussi vers les membres de mon jury, sans qui l'amélioration de ce manuscrit n'aurait pas été possible : Reza Ansari, Ursula Bassler et Bernard Degrange pour l'intérêt qu'ils ont porté au manuscrit, ainsi qu'à Andrea Goldwurm et François Montanet qui ont accepté d'en être les rapporteurs. Les commentaires et les suggestions que vous m'avez proposés ont été plus que bénéfiques.

Un énorme merci à Jean-François Glicenstein, mon directeur de thèse, avec lequel il fut particulièrement enrichissant d'apprendre et de travailler. Je n'oublierai jamais ces trois années d'intense et fructueuse collaboration. Elles ont été fantastiques, que ce soit d'un point de vue humain que d'un point de vue scientifique.

Je remercie aussi l'ensemble du groupe H.E.S.S. au Service de Physique des Particules et au Service d'Astrophysique, à savoir les excellents physiciens Emmanuel Moulin, Pierre Brun, Nukri Komin, Bernard Peyaud, Philippe Goret et Elizabeth Brion, avec lesquels il fut toujours agréable d'échanger et de travailler. Ma reconnaissance s'adresse particulièrement à Emmanuel et Pierre pour leur disponibilité et leur bonne humeur : j'ai aussi énormément appris grâce à vous !

D'une manière plus générale, je remercie l'ensemble de la collaboration H.E.S.S., et plus particulièrement les physiciens avec lesquels j'ai interagi. Je pense notamment à Werner Hofmann, Bernard Degrange, Mathieu de Naurois et Loic Rolland : merci pour vos conseils et l'intérêt que vous avez porté aux travaux que j'ai réalisés. Je remercie aussi les thésards et post-docs de la collaboration, en particulier Aldée Charbonnier, Ulysses Barres de Almeida, Armand Fiasson, Florent Dubois, Julien Masbou et François Brun : l'ambiance des réunions de collaboration n'aurait pas été aussi géniale sans vous !

Je remercie également l'ensemble des physiciens du Service de Physique des Particules, pour leur disponibilité et leur bonne humeur, et qui ont fait qu'il me fut toujours agréable d'aller travailler dans ce laboratoire. Une mention spéciale aux thésards et post-docs avec lesquels j'ai adoré manger tout les vendredi midi. Je pense particulièrement à Pierre, Nicolas, Tomoko, Clément, Niccolo, Claire, Gurvan, Jessica, et Florent. Merci aussi à tous ceux que j'ai pu oublier.

Enfin pour terminer, j'aimerais remercier ma famille, en particulier mes parents qui ont toujours su avoir les bons mots dans les moments difficiles. Sans votre soutien et votre amour, je n'en serai jamais arrivé ici aujourd'hui. Ce manuscrit est aussi un peu pour vous...

Table des matières

Introduction générale	1
I L’astronomie γ des hautes énergies	3
Introduction	5
1 L’émission de γ au-delà de 100 GeV	7
1.1 Accélération de particules chargées et émission de γ	7
1.1.1 Accélération de particules chargées	7
1.1.2 Processus d’émission des γ	8
1.2 Quelques sources de γ de très haute énergie	9
1.2.1 Les sources galactiques	10
1.2.2 Les sources extra-galactiques	12
2 Les techniques de détection des γ	13
2.1 La détection sur satellite des γ de 10 MeV à 100 GeV	13
2.2 Les détecteurs au sol pour les γ au-delà de 30 GeV	15
2.2.1 L’effet Cherenkov	15
2.2.2 Développement des gerbes atmosphériques	15
2.2.3 L’échantillonnage spatio-temporel du front Cherenkov	16
2.2.4 L’imagerie Cherenkov	16
3 Le réseau d’imageurs Cherenkov H.E.S.S.	19
3.1 Principe de l’imagerie Cherenkov	19
3.2 Le réseau d’imageurs	20
3.3 Les télescopes	21
3.3.1 Monture	21
3.3.2 Les miroirs : une grande surface réfléchissante	21
3.4 Description des caméras	24
3.4.1 L’électronique d’acquisition	24
3.4.2 Le système de déclenchement	25
3.4.3 Les voies d’échantillonnage	28
3.4.4 La voie de lecture	29
3.5 Le déroulement des observations	29
3.6 La sélection des données utilisables	29
3.6.1 Les outils de contrôle de l’atmosphère	29
3.6.2 La sélection des données	30

4	L'analyse des données	31
4.1	Sélection et reconstruction des photons γ	31
4.1.1	Simulations	31
4.1.2	Les caractéristiques des images sur les caméras	32
4.1.3	Les méthodes de sélection des γ	32
4.2	L'estimation de l'acceptance aux photons γ	38
4.2.1	Le calcul de l'acceptance radiale	39
4.2.2	Le calcul de l'acceptance bidimensionnelle	40
4.3	Les méthodes d'estimation du bruit de fond	40
4.3.1	Les méthodes dites "ON-OFF"	41
4.3.2	La méthode dite "template"	43
4.4	Les distribution θ^2	44
4.5	Le calcul de la significativité	44
5	La méthode de reconstruction spectrale	47
5.1	Surface effective de collection et résolution en énergie	47
5.1.1	Surface effective de détection	48
5.1.2	Résolution en énergie	49
5.2	La méthode de maximum de vraisemblance	49
5.3	Courbes de lumière	51
5.4	Les erreurs systématiques	51
	Conclusion	53
II	Les observations du Centre Galactique	55
	Introduction	57
6	Trous noirs	59
6.1	Les trous noirs en relativité générale	59
6.2	Classification observationnelle des trous noirs	61
6.2.1	Trous noirs stellaires	61
6.2.2	Trous noirs de masse intermédiaire	61
6.2.3	Trous noirs supermassifs	62
7	Le Centre Galactique	63
7.1	Le Centre Galactique à l'échelle de 500 pc	63
7.1.1	Morphologie de la région centrale en radio	63
7.1.2	Morphologie de la région centrale en rayons X	65
7.1.3	Morphologie de la région centrale en γ	67
7.1.4	La zone moléculaire centrale	68
7.2	Le complexe Sgr A	68
7.2.1	L'amas d'étoiles central	70
7.2.2	Le reste de supernova Sgr A Est	70
7.2.3	La région Sgr A Ouest	71
7.2.4	Le pulsar G359.95-0.04	72
7.2.5	Sgr A*, le trou noir supermassif	72
8	Le signal au Centre Galactique observé par H.E.S.S.	79
8.1	Les observations du Centre Galactique	79
8.1.1	Sélection des données	79
8.1.2	Analyse des données	80
8.2	L'émission diffuse le long du plan galactique	82
8.3	Position et extension du Centre Galactique	84

8.4	Spectre et variabilité du Centre Galactique en 2004	84
8.5	Comparaison avec les autres expériences d'astronomie γ	88
8.5.1	Position et extension	88
8.5.2	Spectre et variabilité	88
8.6	Conclusion	90
9	Le spectre du Centre Galactique de 2004 à 2006	91
9.1	Le spectre 2004-2006	91
9.2	Incertitudes systématiques sur l'énergie de coupure	92
9.2.1	Les simulations Monte-Carlo pour l'études des systématiques	92
9.2.2	Reconstruction de l'indice spectral	94
9.2.3	Reconstruction de l'énergie de coupure	94
9.3	Ajustement par une loi de puissance avec coupure exponentielle	94
9.4	Ajustement par une double loi de puissance	96
9.5	Effet de l'absorption sur le fond de photons infrarouges	97
9.6	Variabilité spectrale	98
9.7	Conclusion	99
10	Variabilité temporelle du Centre Galactique de 2004 à 2006	101
10.1	Courbes de lumière	101
10.2	Sensibilité à un sursaut au TeV	103
10.3	Corrélation avec l'émission en rayons X	104
10.4	Recherche d'oscillations quasi-périodiques	105
10.4.1	Test de Rayleigh	106
10.4.2	Périodogramme de Lomb-Scargle	107
10.5	Conclusion	107
11	Les modèles d'émission astrophysique	109
11.1	Modèles d'accrétion de matière : de la radio aux X	109
11.1.1	Accrétion et luminosité d'Eddington	109
11.1.2	Les modèles d'accrétion radiativement inefficaces (RIAFs)	110
11.2	Modèles d'émission de très haute énergie	113
11.2.1	Modèles hadroniques	114
11.2.2	Modèles leptoniques	115
11.3	Conclusion	118
	Conclusion	119
III	La recherche de trous noirs primordiaux	121
	Introduction	123
12	Les trous noirs primordiaux	125
12.1	Mécanismes de formation	125
12.1.1	Le spectre des fluctuations primordiales de densité	125
12.1.2	Le modèle de Carr-Hawking	126
12.1.3	Le modèle de Niemeyer-Jedamzik	126
12.1.4	L'époque de formation d'un trou noir primordial	127
12.2	Le processus d'émission de Hawking	127
12.2.1	Le temps de vie d'un trou noir	129
12.2.2	Le spectre d'émission des photons γ	130
12.3	La physique sondée par les trous noirs primordiaux	133
12.3.1	Conséquences sur le modèle standard de la cosmologie	133
12.3.2	Conséquences sur la physique aux très hautes énergies	135

13 La recherche de trous noirs primordiaux avec H.E.S.S.	137
13.1 Sélection et analyse des données	137
13.2 La recherche des sursauts	138
13.2.1 L'algorithme de recherche des sursauts	138
13.2.2 Les méthodes d'estimation du fond	139
13.3 Comparaison des données et du fond	142
13.4 Modélisation du nombre de sursauts attendus	143
13.5 Limites sur le taux volumique local d'explosion de trous noirs primordiaux	145
13.6 Comparaison avec les autres résultats	147
13.6.1 Comparaison avec les instruments Cherenkov au sol	147
13.6.2 Comparaison avec les limites provenant de la mesure du rayonnement cosmique chargé	148
13.7 Conclusion	148
IV La recherche indirecte de matière noire avec H.E.S.S.	151
Introduction	153
14 La matière noire froide	155
14.1 La mesure des paramètres cosmologiques	156
14.2 Abondance cosmologique d'un WIMP	156
14.3 La répartition de la matière noire à l'échelle des galaxies	158
14.3.1 Les simulations à N-corps de formation des structures	158
14.3.2 Le cas de la Voie Lactée	162
14.3.3 Les galaxies naines du Groupe Local	163
14.4 Flux γ en provenance d'un halo de matière noire	163
15 Quelques particules candidates à la matière noire	167
15.1 Le modèle standard et ses insuffisances	167
15.2 Le neutralino, une particule supersymétrique	168
15.2.1 Le modèle minimal supersymétrique (MSSM)	168
15.2.2 Le modèle MSSM phénoménologique	170
15.2.3 Le spectre γ d'annihilation	170
15.3 Les modèles à dimensions supplémentaires	172
15.3.1 La particule $B^{(1)}$ de Kaluza-Klein	173
15.3.2 Le spectre γ d'annihilation des particules $B^{(1)}$	173
15.4 Les particules de type axion	175
15.4.1 Le couplage aux photons : limites actuelles	176
15.4.2 Une signature au TeV pour la conversion photons-ALPs	177
15.5 Autres candidats	178
16 La recherche d'un signal exotique vers le Centre Galactique	181
16.1 La recherche de matière noire	181
16.1.1 Première hypothèse : matière noire seulement	181
16.1.2 Seconde hypothèse : matière noire + fond astrophysique	182
16.2 La recherche de particules de type axion	183
16.3 Conclusion	184
17 La recherche de matière noire vers Canis Major	187
17.1 Une déformation du disque galactique, ou une galaxie naine?	187
17.2 Analyse et résultats des observations de H.E.S.S.	188
17.2.1 Les observations de Canis Major	188
17.2.2 L'analyse des données	189

17.3	Le signal de matière noire attendu vers Canis Major	189
17.3.1	Modélisation du halo de matière noire	191
17.3.2	Le calcul du facteur astrophysique	194
17.4	Contraintes sur l'hypothèse d'un signal de matière noire	196
17.4.1	Contraintes indépendantes de la modélisation du halo	196
17.4.2	Limites sur la masse totale de Canis Major	197
17.4.3	Contraintes sur la section efficace d'annihilation	198
17.5	Conclusion	199
18	La recherche de matière noire vers les galaxies naines	201
18.1	Quelques galaxies naines du Groupe Local	201
18.2	La galaxie naine du Sagittaire	202
18.2.1	Modélisation du halo	202
18.2.2	Estimation des erreurs systématiques sur le modèle de coeur	204
18.2.3	Contraintes sur la section efficace d'annihilation	205
18.3	Les galaxies naines visibles depuis l'hémisphère nord	205
18.3.1	Comparaison des facteurs astrophysiques	207
18.3.2	Comparaison des limites sur les sections efficaces d'annihilation	207
18.4	Conclusion	208
	Conclusion générale	209
	Bibliographie	217

Introduction générale

L'observation astrophysique des sources γ de très haute énergie sonde les processus d'accélération des particules d'ultra hautes énergies du rayonnement cosmique. C'est aussi un moyen complémentaire des accélérateurs de particules pour observer ou étudier des phénomènes exotiques. L'annihilation de matière noire froide non-baryonique est l'un de ces phénomènes. Un autre, et qui pourra éventuellement être observé au LHC (le nouveau collisionneur de particules du CERN), est l'évaporation de trous noirs primordiaux. L'astronomie γ constitue donc un laboratoire intéressant pour la physique fondamentale et l'étude des interactions entre particules élémentaires.

Cette thèse présente les travaux réalisés sur trois sujets de physique en étroite relation avec les thématiques des trous noirs et de la matière noire, et qui ont pour caractéristique commune l'analyse de données prises avec le détecteur H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System). Un premier sujet, relevant de l'astrophysique des trous noirs, s'intéresse aux observations du Centre Galactique et à l'identification de la source γ présente dans cette région. Le centre de notre Galaxie abrite un trou noir supermassif, Sgr A*, dont l'émission a pour la première fois été observée dans les longueurs d'onde radio au début des années 1970. Cette source est maintenant observée dans de multiples bandes de fréquences, allant de la radio aux rayons X. A ces énergies, l'émission s'explique naturellement par des processus d'accrétion de matière au voisinage du trou noir supermassif : en tombant sur le trou noir, la matière serait chauffée et émettrait thermiquement le rayonnement que l'on mesure. A plus haute énergie, une émission γ spatialement coïncidente avec la position de Sgr A* est aussi observée depuis le début des années 2000, notamment avec le détecteur H.E.S.S.. Celle-ci est vraisemblablement causée par des processus non-thermiques qui font intervenir l'accélération de particules chargées. Les observations du Centre Galactique avec H.E.S.S. ont pour objectif d'identifier l'accélérateur de particules présent dans cette région. Le trou noir supermassif Sgr A* est-il cet accélérateur? D'une manière plus générale, cette question est reliée à l'observation des noyaux actifs de galaxie. Ces objets astrophysiques seraient des trous noirs supermassifs localisés au centre de certaines galaxies, et pour lesquels on détecte une puissante émission dans plusieurs domaines de longueurs d'onde, notamment en γ . Le Centre Galactique est ainsi une région privilégiée pour l'étude et la compréhension de ces objets.

Un second sujet traite de la recherche de trous noirs primordiaux. Ces objets, dont l'existence reste à confirmer, auraient été créés lors des tout premiers instants de l'Univers par effondrement gravitationnel des fluctuations de densité primordiales. Les trous noirs primordiaux seraient de masse suffisamment faible pour qu'ils puissent s'évaporer sur des échelles de temps cosmologiques. En effet, le physicien Stephen Hawking a démontré en 1974 qu'un trou noir pouvait s'évaporer en émettant des particules, et que ce processus est d'autant plus efficace que la masse du trou noir est petite. Cet effet contredirait alors les prédictions de la théorie classique des trous noirs selon laquelle ces objets ne sont pas lumineux. Comme expliqué dans la suite de ce mémoire, la détection des trous noirs primordiaux aurait des conséquences importantes dans de nombreuses ramifications de la physique des hautes énergies, tant du point de vue de la cosmologie que de la physique des particules. A l'heure actuelle, les recherches se font principalement de manière directe ou indirecte : les physiciens essaient de détecter une émission brusque et soudaine de photons γ dans une région localisée du ciel, ou bien de trouver une contribution "anormale" dans la mesure du flux de rayonnement cosmique au voisinage terrestre. Une recherche directe de sursauts de photons γ dus à l'émission de trous noirs primordiaux est présentée dans ce manuscrit.

Enfin, un dernier sujet populaire et intéressant concerne la recherche de matière noire froide non-

baryonique. Selon le modèle standard de la cosmologie, la matière noire froide non-baryonique jouerait un rôle essentiel dans la formation hiérarchique des structures dans l'Univers. Elle formerait les puits de potentiels gravitationnels nécessaires pour piéger la matière baryonique et ainsi former tous les ensembles connus tels que les amas d'étoiles, les galaxies ou encore les amas de galaxies. La matière noire serait donc présente sous forme de halos entourant chacune de ces structures. D'autre part, les modèles actuels de matière noire froide font intervenir des modèles de physique des particules au-delà du modèle standard. Dans le cadre de ces modèles, la matière noire froide est représentée sous la forme de particules massives interagissant faiblement et pouvant s'annihiler : ce sont les WIMPs. Un des objectifs de l'astronomie γ est donc d'observer des structures à l'intérieur desquelles la matière noire est particulièrement concentrée pour y détecter de possibles annihilations. Le Centre Galactique est une source possible d'annihilation de matière noire, mais l'émission γ qui y a été mesurée semble liée à des processus astrophysiques standard. Les travaux présentés dans ce manuscrit se concentrent sur la recherche de matière noire vers les galaxies naines sphéroïdales de la Voie Lactée. A l'instar du Centre Galactique, ces objets sont des cibles dépourvues de signal astrophysique standard, et sont à l'heure actuelle privilégiés pour la détection indirecte.

Le manuscrit est divisé en quatre parties. La première partie présente de manière générale la discipline de l'astronomie γ des hautes énergies. Dans un premier temps, les processus d'émission de γ , leurs lieux de production ainsi que les méthodes et les instruments employés pour mesurer leurs flux sont rapidement décrits. Les données utilisées pour les travaux présentés dans cette thèse ont été collectées avec le réseau d'imageurs Cherenkov H.E.S.S. : son fonctionnement est présenté en détails dans le chapitre 3. Enfin, pour une bonne compréhension des résultats d'analyse présentés dans les parties suivantes, il est nécessaire d'avoir un aperçu des techniques utilisées pour la sélection des γ et la reconstruction de leur flux. Ces techniques sont introduites dans les chapitres 4 et 5.

La seconde partie aborde les observations du Centre Galactique. Un premier chapitre introductif traite brièvement du concept de trou noir et donne quelques exemples de leurs manifestations observationnelles. L'environnement astrophysique complexe de la région du Centre Galactique, région largement observée à différentes longueurs d'onde (du rayonnement radio jusqu'au rayonnement γ), est ensuite décrit dans le chapitre 7. Après avoir cité quelques résultats récents sur les propriétés de l'émission γ observée par H.E.S.S., je présente dans les chapitres 9 et 10 les nouveaux résultats que j'ai obtenu sur le spectre et la variabilité de cette source. Ces résultats sont alors confrontés aux modèles existants qui interprètent l'émission au TeV en termes d'accélération de particules chargées au voisinage du trou noir Sgr A*.

La troisième partie de ce mémoire est dédiée à la recherche de trous noirs primordiaux dans les données de H.E.S.S.. Le chapitre 12 présente certaines propriétés des trous noirs primordiaux, en mettant l'accent sur le processus d'évaporation de Hawking et le calcul du spectre γ attendu. Le chapitre 13 décrit ensuite en détails la recherche de sursauts γ issus de l'évaporation de trous noirs primordiaux, ainsi que les limites que j'ai calculées sur leur taux d'évaporation.

La dernière partie du manuscrit est consacrée à la recherche indirecte de matière noire. Les chapitres 14 et 15 sont introductifs, et font état de nos connaissances actuelles sur la matière noire froide. Le chapitre 16 présente les limites obtenues pour la recherche de matière noire froide vers le Centre Galactique. L'émission γ qui y a été détectée étant majoritairement d'origine astrophysique, la recherche d'un signal d'annihilation est très difficile. Il convient alors de se tourner vers des objets présentant peu fond astrophysique. C'est le cas des galaxies naines sphéroïdales, satellites de la Voie Lactée. Le chapitre 17 décrit de manière détaillée l'analyse des données prises en direction de la galaxie naine Canis Major, puis les contraintes obtenues sur les modèles de matière noire. Les limites obtenues pour les observations d'une autre galaxie naine, la galaxie naine du Sagittaire, sont ensuite discutées en se concentrant sur l'étude des incertitudes systématiques pour la modélisation de la répartition de la matière noire au sein de cet objet (chapitre 18). Les contraintes obtenues avec les observations des galaxies naines menées par les autres instruments Cherenkov au sol sont finalement comparées avec celles obtenues par H.E.S.S..

Première partie

L'astronomie γ des hautes énergies

Introduction

L'astronomie γ est l'étude des photons d'énergie allant de 100 keV à quelques dizaines de TeV. Ce domaine en énergie couvre plus de 8 ordres de grandeurs, presque qu'autant que le reste de l'astronomie, de la radio jusqu'aux rayons X. Son étude est motivée principalement par la compréhension des phénomènes les plus violents de l'Univers. L'astronomie γ touche plusieurs domaines de la physique des hautes énergies, avec des impacts à la fois en astrophysique, physique des particules et cosmologie. L'astronomie γ permet aussi la recherche de phénomènes exotiques pouvant révéler l'existence de nouvelle physique.

En raison de l'étendue du domaine en énergie couvert par l'astronomie γ , les méthodes de détection et la sensibilité des différents instruments utilisés varient considérablement selon la gamme d'énergie étudiée. Ainsi, l'astronomie γ peut se distinguer en trois sous-domaines (figure 1) :

- domaine des "basses énergies" jusqu'à 30 MeV, où la détection repose principalement sur l'effet photo-électrique
- domaine des "hautes énergies" de 30 MeV à 30 GeV, où le γ est converti en paires e^+/e^- , que l'on observe ensuite dans un trajectographe et un calorimètre électro-magnétique
- domaine des "très hautes énergies", au-dessus de 30 GeV, où des instruments au sol détectent les gerbes de particules créées par les photons γ

eV :	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	10^0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5
Hz :	10^{10}	10^{11}	10^{12}	10^{13}	10^{14}	10^{15}	10^{16}	10^{17}	10^{18}	10^{19}
m		mm		μm				nm		
	Radio	Millimétrique	Infra-rouge	Op.	Ultra-vt.			Rayons X		

eV :	10^6	10^7	10^8	10^9	10^{10}	10^{11}	10^{12}	10^{13}	10^{14}	10^{15}
	MeV		GeV			TeV			PeV	
γ	SATELLITES GAMMA				DETECTEURS AU SOL					
	Basses énergies		Hautes énergies		Très hautes énergies					

FIG. 1 – Les différents domaines d'énergie des photons en astrophysique.

Cette première partie introduit les outils nécessaires pour la compréhension des travaux présentés dans la suite de ce manuscrit. Comme mentionné dans l'introduction générale, ces travaux relèvent de l'astronomie γ des très hautes énergie et reposent sur l'analyse de données recueillies avec le détecteur H.E.S.S..

Les défis et les enjeux de l'astronomie γ des très hautes énergies sont tout d'abord présentés dans les deux premiers chapitres. Le premier chapitre aborde rapidement les processus standards de production des γ . Ces processus sont de nature non-thermique, dans lesquels des particules char-

gées sont accélérées à des vitesses ultra-relativistes. La physique sondée par l'astronomie γ est donc naturellement reliée à l'étude des sources du rayonnement cosmique. Quelques-unes de ces sources sont d'ailleurs présentées ici. L'astronomie γ des très hautes énergie est une discipline jeune, née à la fin des années 1980. Les photons γ ayant des longueurs d'ondes inférieures aux distances inter-atomiques, il n'est pas possible de les focaliser directement par des miroirs comme dans les méthodes usuellement employées en astronomie. De nouvelles techniques ont donc vu le jour. Les instruments de l'astronomie γ sont basés sur des détecteurs inspirés de la physique des particules. Les premiers instruments ont été installés sur des satellites qui ont observé le ciel γ entre 100 keV et une dizaine de GeV. Cependant, les flux γ devenant trop faibles pour une détection à plus haute énergie, des techniques de détection au sol ont été développées pour observer les γ au-delà d'une dizaine de GeV. Les différentes techniques de détection, et les principaux instruments de l'astronomie γ des très hautes énergie qui sont en opération, sont décrits dans le second chapitre. Les résultats présentés dans les parties suivantes de ce manuscrit se basent sur des données collectées par l'expérience H.E.S.S., un réseau de quatre imageurs Cherenkov atmosphérique pour la détection des photons γ d'énergie supérieure à 100 GeV. Le troisième chapitre se penche en détails sur le fonctionnement de cet instrument.

Finalement, l'analyse des données recueillies par H.E.S.S. étant à la base des résultats présentés dans ce manuscrit, les deux chapitres suivants introduisent les techniques pour l'analyse de données collectées par les instruments Cherenkov en astronomie γ des très hautes énergies. Les méthodes de sélection des candidats γ , les méthodes de reconstruction des spectres en énergie ainsi que leurs performances sont notamment présentées de manière détaillée.

Chapitre 1

L'émission de γ au-delà de 100 GeV

1.1 Accélération de particules chargées et émission de γ

La production de photons γ est souvent liée à l'accélération de particules chargées dans les sources du rayonnement cosmique. Les processus de production varient suivant les conditions astrophysiques et le type de particules accélérées (électrons ou hadrons). Ce paragraphe passe en revue les principaux mécanismes d'accélération des particules chargées, puis les mécanismes d'émission des γ qui leur sont associés. Ceux-ci sont essentiels pour l'interprétation et la compréhension des sources observées en astronomie γ . D'autres processus pourraient aussi donner lieu à l'émission de photons γ comme la désintégration de particules exotiques massives, l'annihilation de particules de matière noire (chapitre 15) ou l'évaporation de trous noirs primordiaux (chapitre 12).

1.1.1 Accélération de particules chargées

Les mécanismes d'accélération de particules chargées dans les sources astrophysiques sont principalement de deux types :

- accélération dans un champ électrique intense, par exemple en surface de pulsar
- accélération par des processus de Fermi

Les processus de Fermi sont de deux types : les processus du premier ordre et les processus du second ordre. Historiquement, c'est le processus du second ordre qui a d'abord été proposé en 1949 par Fermi. Ce processus est un phénomène d'accélération aléatoire de particules chargées rencontrant des nuages de gaz dans le milieu interstellaire. Les particules diffusent sur les fluctuations du champ magnétique et gagnent à chaque collision de l'énergie. Le gain d'énergie moyen $\langle \Delta E/E \rangle$ lors d'une collision est proportionnel à $(V/c)^2$ où V est la vitesse du nuage de gaz. Le processus de Fermi du second ordre est donc relativement peu efficace.

Le processus du premier ordre a été introduit plus tard. Il est plus efficace car l'accélération se fait au voisinage d'un front de choc unique que les particules traversent plusieurs fois. Ce processus permet notamment d'expliquer l'accélération des rayons cosmiques dans les restes de supernovae. A chaque traversée de l'onde de choc, le gain moyen en énergie d'une particule $\langle \Delta E/E \rangle$ est proportionnel à la différence $\Delta V = |V_2 - V_1|$ des vitesses des milieux en aval et en amont du choc dans lesquels celle-ci se déplace successivement.

Le spectre en énergie d'une population de particules chargées accélérées suivant un processus de Fermi suit une loi de puissance. Le processus de Fermi du premier ordre génère naturellement une loi de puissance d'indice spectral 2. Les indices spectraux mesurés sont généralement proches de cette valeur. Le processus de Fermi intervient dans de nombreux modèles d'accélération plus évolués dont il constitue souvent la première approximation. Les exemples les plus connus concernent l'accélération de particules dans les restes de supernovae (voir section 1.2.1), mais aussi la réaccélération des rayons cosmiques lors de leur propagation dans la Galaxie.

1.1.2 Processus d'émission des γ

Rayonnement synchrotron

Les particules chargées se déplaçant dans un champ électromagnétique subissent la force de Lorentz et perdent leur énergie par rayonnement. L'énergie caractéristique E_{syn} de l'émission synchrotron d'une particule chargée de masse m et d'énergie E dans un champ magnétique \vec{B} s'exprime comme [1] :

$$E_{\text{syn}} = 3 \mu_B \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 B \sin\theta, \quad (1.1)$$

où $\mu_B = e\hbar/2m_e$ est le magneton de Bohr. Les pertes d'énergie synchrotron sont donc proportionnelles à $B E^2 m^{-2}$.

Dans le cas de la nébuleuse du Crabe, des électrons sont accélérés jusqu'à des énergies de 1 PeV (10^{15} eV) dans un champ magnétique de 10 nT^1 . L'énergie des photons synchrotrons émis est alors de l'ordre du MeV. Pour produire des γ de 1 TeV par rayonnement synchrotron dans une source comme le Crabe, il faudrait des électrons accélérés jusqu'à des énergies de 40 PeV : les pertes synchrotrons empêchent les électrons d'être accélérés jusqu'à de telles énergies. Cependant, au voisinage de certaines étoiles à neutrons ou de trous noirs, l'intensité des champs magnétiques pourrait atteindre des valeurs de l'ordre de 10^8 T (10^{12} G). Dans cette configuration, un électron de 10^9 eV pourrait produire des γ au TeV.

Les pertes synchrotrons pour des particules du rayonnement cosmique qui sont plus massives que les électrons, comme le proton, sont beaucoup plus faibles. Ainsi, pour créer une émission synchrotron au TeV à partir de protons, il faut des énergies de 10^{16} eV dans des champs supposés de l'ordre de 10 G .

Dans des conditions standard de champ magnétique (inférieur à une dizaine de Gauss), l'émission synchrotron de particules chargées ne peut donc pas expliquer la production de γ au TeV. Ce processus est néanmoins invoqué pour expliquer une grande part des émissions à basse énergie (de la radio aux rayons X) des objets astrophysiques émettant à très haute énergie. Dans le cas d'une population de particules chargées dont le spectre en énergie est une loi de puissance $E^{-\alpha}$, le spectre synchrotron suit une loi de puissance d'indice spectral $(\alpha + 1)/2$ [2].

Rayonnement de freinage (bremsstrahlung)

Lors du passage d'une particule chargée au voisinage du champ coulombien d'un noyau, on observe également la production de photons. Ce phénomène est appelé rayonnement de freinage. Une particule chargée d'énergie E émet alors des photons dont l'énergie est en moyenne $E/3$ [2]. Des électrons ou des protons de 10^{13} eV peuvent donc donner lieu à la production de γ de 1 TeV par rayonnement de freinage. L'efficacité de ce processus dépend de la densité du milieu en noyaux et en particules chargées.

Diffusion inverse Compton

Les particules chargées peuvent diffuser de manière élastique sur les photons du milieu ambiant, transférant une partie de leur énergie au photon. Dans la limite $\gamma\hbar\omega \ll m_e c^2$ (où $\gamma\hbar\omega$ est l'énergie du photon dans le référentiel du centre de masse), la section efficace de diffusion d'une particule chargée sur un photon est donnée par la section efficace de Thomson [2]. L'énergie caractéristique du photon diffusé est de l'ordre de [2] :

$$E'_p \sim \gamma^2 E_p, \quad (1.2)$$

où γ est le facteur de Lorentz de la particule chargée incidente et E_p l'énergie initiale du photon. Les pertes d'énergies de la particule chargée sont alors proportionnelles à $N E_p E^2 m^{-2}$, où N est la densité de photons, m la masse de la particule et E son énergie. Dans le régime de Thomson,

¹Pour comparaison, la valeur moyenne du champ magnétique terrestre est de l'ordre de 0,5 Gauss, soit $50 \mu\text{T}$.

et pour une population d'électrons dont le spectre en énergie suit une loi de puissance $E^{-\alpha}$, le spectre inverse Compton des photons diffusés suit une loi de puissance $E^{-\beta}$ où $\beta = (1 + \alpha)/2$ [2]. Lorsque $\gamma\hbar\omega \sim m_e c^2$, la section efficace décroît proportionnellement avec l'énergie du photon : c'est le régime de Klein-Nishina. Cet effet limite l'énergie maximale que peuvent atteindre les photons diffusés.

Le processus de diffusion inverse Compton peut prendre place dans une grande variété de sources astrophysiques, notamment à cause du fond diffus cosmologique qui est présent partout. En effet, la diffusion d'électrons d'environ 100 TeV peut propulser des photons mous du fond diffus cosmologique ($\sim 10^{-4}$ eV) dans le domaine du TeV. D'autres champs de photons sont généralement présents. Ils sont émis à plus haute énergie, par exemple dans les domaines optique et infrarouge par les étoiles et l'émission des poussières interstellaires, respectivement. La présence de ces champs de photons permet de produire des γ au TeV à partir d'électrons relativistes d'énergie plus faible que 100 TeV. Un exemple illustrant ce processus est abordé dans le chapitre 11 pour expliquer l'émission de γ vers le Centre Galactique.

Production hadronique : désintégration de π_0

Dans ce processus, des protons et des noyaux relativistes, produits dans une source du rayonnement cosmique, interagissent avec le milieu ambiant par diffusion inélastique et produisent notamment des pions. A haute énergie, les trois types de pions (π_0 , π^+ et π^-) sont produits de manière équiprobables. Le π_0 se désintègre presque instantanément en deux γ (rapport d'embranchement de 98,8 %), sa durée de vie t_{π_0} étant de $8,4 \times 10^{-17}$ s. La désintégration des pions chargés ($t_{\pi^\pm} = 2,6 \times 10^{-8}$ s) donne quant à elle des muons et des neutrinos (rapport d'embranchement de 99,9 %). Ce processus est donc intéressant dans la mesure où il produit à la fois des neutrinos et des γ . La détection conjointe d'un signal γ et d'un signal neutrino serait une indication possible de l'accélération de rayons cosmiques au sein de sources astrophysiques localisées.

Des exemples de modèles de production hadronique des γ sont présentés dans le chapitre 11 pour l'interprétation de l'émission au TeV observée vers le Centre Galactique.

Annihilation de particules de matière noire

La matière baryonique ne constitue qu'une petite fraction du contenu en matière de l'Univers (~ 17 %, voir chapitre 14), le reste étant composé de matière noire froide. La matière noire froide est généralement représentée sous la forme de particules interagissant faiblement (WIMPs, pour *Weakly Interacting Massive Particles*). L'annihilation de deux WIMPs formerait des jets de particules dans lesquelles peuvent être produit des γ . De manière générale, l'annihilation de deux WIMPs peut conduire à :

- l'émission de raies caractéristiques
- l'émission d'un continuum issu de l'hadronisation des quarks et des gluons produits lors de l'annihilation

Le chapitre 15 décrit plus en détails ces processus de production de γ issu de l'annihilation de WIMPs, pour différents modèles de physique des particules.

1.2 Quelques sources de γ de très haute énergie

Le rayonnement cosmique a été découvert en 1912 par Victor Hess. Depuis, le spectre en énergie du rayonnement cosmique est mesuré sur plus de 12 ordres de grandeurs. Son origine n'est cependant toujours pas totalement comprise. En effet, les rayons cosmiques chargés, une fois échappés de leur source, se propagent aléatoirement dans les champs magnétiques galactiques et/ou extragalactiques. Ils arrivent ainsi de façon quasi-isotrope² sur Terre et il est donc impossible de

²Les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie sont moins déviés par les champs magnétiques lors de leur propagation. La collaboration Auger, qui observe et mesure le rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie ($E \geq 10^{18}$ eV), a récemment détecté une anisotropie à ces énergies.

connaître leurs lieux de production. A l'instar des rayons cosmiques chargés, les γ se propagent en ligne droite et traçent donc directement leur site de production.

Les sources de rayonnement γ sont probablement les sites où sont accélérés les rayons cosmiques. En effet, les mécanismes connus de production non-thermique des γ sont pour la plupart liés à l'accélération de particules chargées (voir section précédente). Cet aspect motive l'astronomie γ pour identifier les sources et les mécanismes à l'origine du rayonnement cosmique. Ce paragraphe présente de façon non-exhaustive quelques objets qui émettent dans le domaine γ et qui semblent être les sites d'accélération de rayons cosmiques.

1.2.1 Les sources galactiques

Les restes de supernovae

Les étoiles dont la masse initiale est supérieure à $8 M_{\odot}$ terminent leur vie par un effondrement gravitationnel qui se traduit par la formation d'une étoile à neutrons (ou parfois d'un trou noir). Corrélativement à cet effondrement, les couches périphériques de l'étoile sont expulsées à une vitesse de l'ordre de 10 à 20 % de celle de la lumière : il s'agit d'une supernova de type II. Les restes de supernovae peuvent alors prendre différentes formes en fonction de leur environnement :

- **les pulsars** : le cadavre de l'étoile explosant en supernova est généralement un pulsar, une étoile à neutrons en rotation rapide. Les étoiles à neutrons possèdent une densité voisine de la densité nucléaire ($\sim 10^9$ tonnes/cm³), et concentrent une masse d'environ $1,4 M_{\odot}$ (la masse de Chandrasekhar³) dans une sphère d'un rayon de 10 kilomètres environ. La période de rotation de ces objets est très courte : de quelques millisecondes à quelques secondes. Les pulsars possèdent un champ électromagnétique bipolaire intense (jusqu'à 10^{12} G) dans lequel des particules chargées sont accélérées suivant l'axe du champ : deux faisceaux de particules sont émis du pulsar. Ces faisceaux sont généralement inclinés par rapport à l'axe de rotation et balayent l'espace selon la période de rotation de l'étoile, d'où leur nom de pulsar. Ces objets ont pour la première fois été découverts (de manière fortuite) en 1967 par Antony Hewish et Jocelyn Bell à Cambridge. Ils sont maintenant étudiés dans une large gamme de fréquence, allant du rayonnement radio au rayonnement γ . A l'heure actuelle quelques 1800 pulsars ont été observés dans le domaine radio, alors que seulement quelques dizaines ont été détectés dans le domaine γ jusqu'au GeV (principalement par EGRET et FERMI) parmi lesquels le Crabe, Vela et Geminga. Aucune émission pulsée n'a encore été détectée à plus haute énergie (≥ 100 GeV) par les instruments Cherenkov au sol⁴.
- **les restes de supernovae en coquille** : lors de l'explosion de l'étoile, la matière éjectée rencontre le milieu interstellaire et produit une onde de choc qui est peu à peu ralentie. L'émission des photons γ est le plus souvent localisée autour de l'interface ejecta/milieu interstellaire, où des particules chargées sont accélérées par des processus de Fermi du premier ordre. Les restes de supernovae en coquille sont invoqués pour expliquer l'origine des rayons cosmiques jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{15} - 10^{16} eV. Il n'existait pas avant H.E.S.S. de restes de supernovae à coquille dont l'émission au TeV était connue, en raison des sensibilités et des résolutions angulaires insuffisantes des instruments jusqu'alors utilisés. Le système H.E.S.S. a détecté plusieurs restes de supernovae dont RXJ1713.7-3946 (figure 1.1(a)) et RXJ0852.0-4622 (figure 1.1(b)), ce dernier étant également connu sous le nom de Vela Junior.
- **les plérions (ou nébuleuses de pulsars)** : certains pulsars sont associés à des restes de supernovae présentant un rayonnement synchrotron intense à l'intérieur d'une nébuleuse. Ce phénomène est expliqué par l'émission d'un vent de paires e^+/e^- par l'étoile à neutrons. Ce vent crée une (seconde) onde de choc à l'intérieur même de la coquille qui accélère les e^+/e^- à très haute énergie. Un exemple célèbre de plérion est la nébuleuse du Crabe. Ce fut la première source mise en évidence au TeV. Elle joue un rôle très important en astronomie

³La masse de Chandrasekhar est la masse maximale que la pression de dégénérescence électronique d'un objet peut supporter sans qu'il y ait d'effondrement gravitationnel.

⁴La collaboration MAGIC a détecté en 2008 l'émission pulsée du Crabe en abaissant son seuil en énergie à ~ 20 GeV.

γ parce que son flux γ est stable sur des échelles de temps supérieures à l'année : celle-ci sert à inter-étalonner les différents détecteurs en astronomie γ . Le spectre multi-longueur d'onde de la nébuleuse du Crabe est montré figure 1.2. Celui-ci a été mesuré de la radio au TeV, avec une bosse à basse énergie (de la radio jusqu'à quelques centaines de MeV) due à l'émission synchrotron d'électrons et de positrons, et une bosse à plus haute énergie (dont le maximum se trouve aux alentours de 50 GeV) qui est due à l'émission inverse Compton des électrons et des positrons.

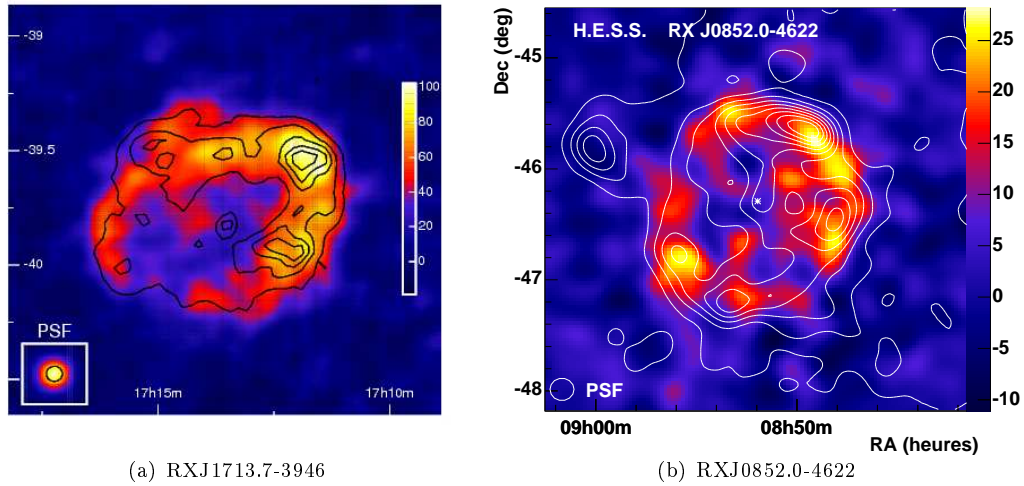


FIG. 1.1 – Les restes de supernovae en coquille RXJ1713.7-3946 (a) et RXJ0852.0-4622 (b) détectés avec H.E.S.S. en 2004 et 2005, respectivement. Les contours noirs (a) et blancs (b) indiquent la morphologie en rayon X de ces restes de supernovae. Figures tirées de [3] et [4].

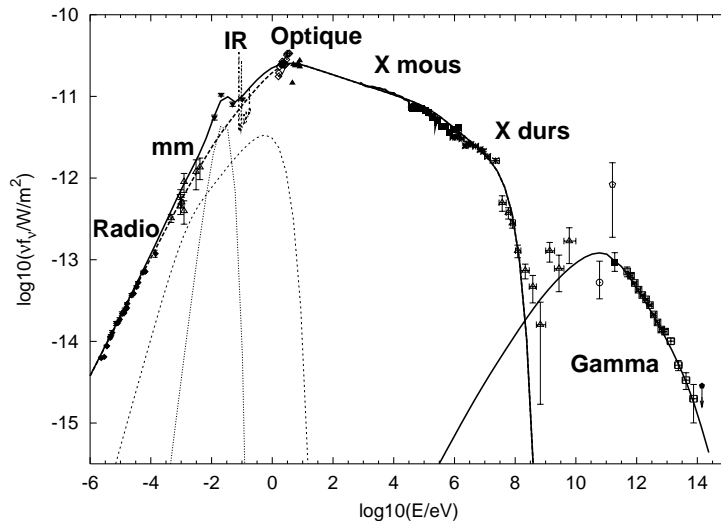


FIG. 1.2 – Modélisation de l'émission provenant de la nébuleuse du Crabe. Les données multi-longueurs d'onde sont superposées pour comparaison. Figure tirée de [5].

Autres sources potentielles

Les **systèmes binaires X** sont aussi des sources potentielles de γ . Ils sont constitués d'une étoile en rotation autour d'une étoile à neutrons (ou parfois d'un trou noir) dont l'attraction gravitationnelle serait suffisamment forte pour accréter de la matière à son compagnon. La matière accrétée est alors comprimée et chauffée pour émettre thermiquement dans le domaine des rayons X. Les systèmes binaires X sont aussi détectés à plus haute énergie avec une émission périodique dans les domaines du GeV et du TeV. Citons LS 5039 [6] et PSR B1259-63 dont les émissions périodiques ont été mises en évidence par H.E.S.S., et LSI 61-303 qui a été détecté par FERMI, VERITAS [7] et MAGIC [8] (une présentation des instruments opérant dans le domaine de l'astronomie γ des hautes énergie est donnée dans le chapitre suivant).

Les **nuages moléculaires** forment un autre type de sources potentielles de γ de très haute énergie. Ce sont des nuages de matière interstellaire dont le gaz est principalement de l'hydrogène sous forme moléculaire. Les nuages moléculaires seraient des sources passives de γ : des particules accélérées dans des objets proches, comme des restes de supernovae, peuvent interagir avec la matière dense des nuages. L'émission γ associée résulterait de la désintégration des pions neutres produit lors de l'interaction de ces particules chargées avec les nuages. L'émission diffuse γ observée le long du plan galactique (chapitre 8) est probablement due à l'interaction de rayons cosmiques avec des nuages moléculaires.

1.2.2 Les sources extra-galactiques

Les noyaux actifs de galaxies

Les noyaux actifs de galaxies (AGN pour *Active Galactic Nucleus* en anglais) sont parmi les objets les plus brillants jamais détectés. Ce sont des objets compacts et lointains, et dont la taille est comparable à celle du système solaire. Les AGNs sont constitués d'un trou noir supermassif émettant des jets de particules relativistes suivant des directions privilégiées et dans lesquels peuvent être produit des photons γ de très haute énergie. La majorité des AGNs observés en astronomie γ sont des blazars, pour lesquels le jet de particules fait un angle relativement faible par rapport à l'axe de visée. Une caractéristique commune à beaucoup de blazars est leur forte variabilité, qui peut être corrélée à leur émission dans d'autres longueurs d'ondes. L'instrument H.E.S.S. a par exemple observé le blazar PKS 2155-304 qui a montré de fortes variabilités en 2006 [9].

Les sursauts γ

Un sursaut γ est une émission courte (de quelques millisecondes à quelques centaines de secondes) mais intense de γ de basses énergies (généralement entre 100 keV et 1 MeV). Ils ont été découverts pour la première fois par les satellites VELA, initialement conçus pour observer les émissions liées aux essais nucléaires atmosphériques. Le détecteur BATSE⁵, à bord du satellite CGRO⁶, en a détecté en moyenne un par jour. La détection des sursauts par des télescopes X, en particulier par BeppoSAX⁷, a permis d'améliorer nettement la détermination de leur position et d'observer leur contrepartie optique. Les observations en optique ont permis de mesurer le décalage vers le rouge de ces objets, favorisant une origine cosmologique. Au GeV, les premières données de FERMI semblent révéler l'existence de quelques sursauts, alors qu'EGRET n'en avait auparavant jamais observé. Des recherches au TeV avec les instruments Cherenkov au sol, déclenchées systématiquement lors de la détection de sursauts dans d'autres longueurs d'ondes, n'ont pour l'instant donné aucun résultats [10].

⁵BATSE : Burst and Transient Source Experiment est un détecteur opérant dans un domaine d'énergie s'étendant de 20 keV à 100 keV dédié à l'observation des sursauts γ .

⁶CGRO : Compton γ -ray Observatory est un satellite lancé en 1991 qui comprenait notamment les détecteurs BATSE et EGRET.

⁷BeppoSAX est un satellite opérant dans le domaine des rayons X entre 0,1 et 300 keV.

Chapitre 2

Les techniques de détection des γ

L'astronomie γ présente certaines caractéristiques particulières qui la distinguent des autres domaines de longueurs d'ondes :

- les flux de photons γ sont très faibles et décroissent rapidement avec l'énergie. Les spectres suivent approximativement une loi de puissance sur de larges intervalles : $d\phi/dE \propto E^{-\Gamma}$ où Γ , l'indice spectral, est de l'ordre de 2.
- d'une longueur d'onde plus petite que les distances interatomiques, le rayonnement γ ne peut pas être focalisé. De nouvelles techniques, inspirées de celles employées en physique des particules, sont alors utilisées pour la détection des γ .

Ces caractéristiques imposent certaines contraintes sur les instruments utilisés :

- une grande surface effective de détection : celle-ci fixe le flux minimal détectable par l'instrument pour un temps d'observation raisonnable.
- un large champ de vue : nécessaire pour l'étude d'objets étendus tels que les restes de supernovae.
- une bonne résolution angulaire : pour l'identification de sources γ avec des sources dont les contreparties sont connues en radio, optique ou rayons X, ou pour identifier les zones d'émission des sources étendues.
- une bonne résolution spectrale : pour déterminer précisément les spectres dans le domaine des γ et mieux comprendre les mécanismes d'accélération des particules. Un autre exemple concerne la détection indirecte de matière noire via ses raies d'annihilations, et qui nécessite une bonne résolution en énergie.

Deux classes de détecteurs se distinguent alors, suivant les domaines d'énergie dans lesquels se font les observations : les détecteurs embarqués sur satellites pour l'observation des γ de 10 MeV à 100 GeV, et les détecteurs au sol pour l'observation des γ au-delà de la dizaine de GeV. Ces deux types de détecteurs se complètent dans la mesure où ils couvrent l'ensemble du domaine en énergie correspondant à l'astronomie γ des hautes énergies et des très hautes énergies.

2.1 La détection sur satellite des γ de 10 MeV à 100 GeV

Les télescopes γ de haute énergie embarqués sur satellite tels que EGRET¹ (figure 2.1(a)), FERMI (figure 2.1(b), anciennement GLAST²), AGILE³ ou AMS-02⁴ observent les γ de quelques MeV à une centaine de GeV. Ils sont constitués de plusieurs sous-détecteurs de physique des particules, dont un trajectographe, un calorimètre électro-magnétique et un bouclier anti-coïncidence.

¹EGRET : Energetic γ -ray Experiment Telescope

²GLAST : γ -ray Large Area Space Telescope

³AGILE : Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero est un satellite de petite taille lancé en Avril 2007 opérant dans la gamme d'énergie 30 MeV-30 GeV.

⁴AMS : Alpha Magnetic Spectrometer est un détecteur de particules chargées pour la mesure du flux de rayons cosmiques. Il peut aussi observer des γ dans la gamme d'énergie 10-300 GeV.

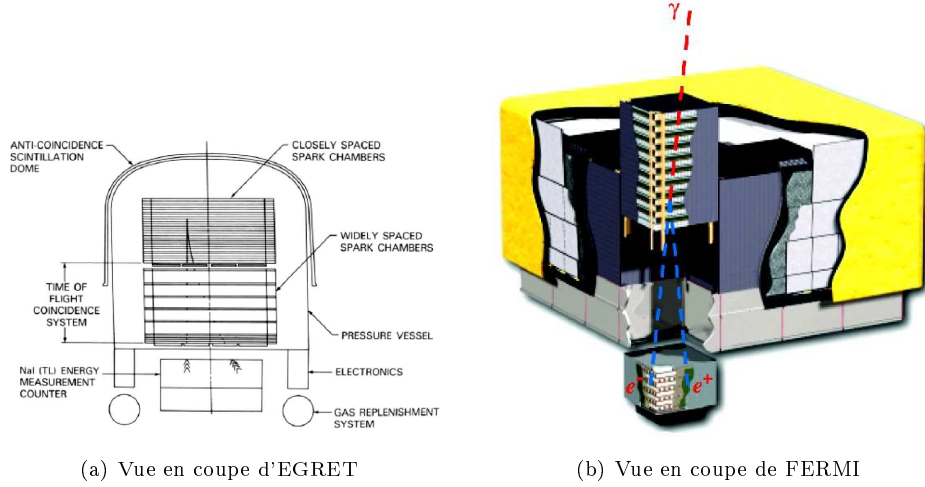


FIG. 2.1 – Vues en coupe du détecteur embarqué sur satellite EGRET (1991-2000) et de son successeur FERMI Lancé en Juin 2008.

Le **trajectographe** est constitué de plusieurs plans d'un matériau dense qui convertit un γ incident en paires e^+/e^- . Entre ces plans sont intercalés des dispositifs de détection permettant de reconstruire la trajectoire des particules chargées, afin de remonter à la direction du γ incident. Le trajectographe d'EGRET était une chambre à étincelles nécessitant du gaz pour fonctionner ce qui limitait les performances du détecteur, notamment en terme de temps mort. Les trajectographes de FERMI, d'AGILE et AMS-02 sont quant à eux constitués de pistes de silicium et sont plus performants.

La paire e^+/e^- produite dans le trajectographe engendre une gerbe de particules lorsque celle-ci pénètre dans le **calorimètre électro-magnétique** placé en-dessous. Le calorimètre doit être suffisamment épais pour absorber toute l'énergie. La mesure de l'énergie déposée se fait par collection de la lumière de scintillation produite par les particules de la gerbe.

En orbite, le flux de rayons cosmiques chargés étant approximativement 10^5 fois plus intense que le flux de γ cosmiques, il faut un dispositif permettant d'éliminer efficacement le bruit de fond. Un **bouclier anti-coïncidence**, fait d'une surface détectrice mince d'un matériau scintillant, est placé tout autour du trajectographe. Il permet de détecter les particules chargées traversant l'instrument et de limiter efficacement les déclenchements sur le bruit de fond.

Instrument	EGRET (1991-2000)	FERMI (2008-...)
Domaine en énergie	30 MeV- 30 GeV	100 MeV- 300 GeV
Résolution angulaire/ γ	5,5° (100 MeV) 0,5° (5 GeV)	3,5° (100 MeV) 0,12° (10 GeV)
Résolution en énergie	20-25 %	~ 10 %
Surface effective	10^3 cm^2	10^4 cm^2
Champ de vue	0,6 sr	2,4 sr
Sensibilité	$5,4 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ($E \geq 100 \text{ MeV}$) $1,2 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ($E \geq 1 \text{ GeV}$)	$1,5 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ($E \geq 100 \text{ MeV}$) $1,5 \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ($E \geq 1 \text{ GeV}$)
Temps mort	0,1 s	100 μs

TAB. 2.1 – Comparaison des performances d'EGRET et de FERMI

Le tableau 2.1 compare les performances d'EGRET et de FERMI. Ces deux expériences représentent respectivement l'ancienne et la nouvelle génération d'instruments embarqués sur satellite pour l'observation du ciel en γ à haute énergie (de la dizaine de MeV à la dizaine de GeV). Le satellite FERMI est cependant capable de d'observer le ciel dans une partie du domaine des γ des

très hautes énergies. En termes de performances et pour fixer les idées, le satellite EGRET avait détecté une centaine de source en dix ans d'observations, alors que le satellite FERMI en a détecté plus de 200 en seulement 6 mois.

2.2 Les détecteurs au sol pour les γ au-delà de 30 GeV

Les flux de γ d'énergie supérieure à ~ 100 GeV (de l'ordre de 1 événement/m²/an) sont trop faibles pour être détectés par satellite : leurs surfaces de collection, de quelques mètres carrés, sont beaucoup trop petites. Deux techniques au sols sont alors utilisées pour détecter les γ dans ce domaine d'énergie : l'échantillonnage du front Cherenkov et l'imagerie Cherenkov (notamment utilisée par l'expérience H.E.S.S.). Ces deux méthodes de détection indirecte des γ reposent sur la collection du rayonnement Cherenkov émis par les cascades de particules chargées se développant dans l'atmosphère et initiée par les γ incidents.

2.2.1 L'effet Cherenkov

Les particules chargées créées dans les gerbes atmosphériques se déplacent plus vite que la lumière dans l'air. Le passage d'une de ces particules engendre alors une onde de choc électromagnétique qui se matérialise sous la forme d'une cône de lumière émis vers l'avant : c'est l'effet Cherenkov. L'angle θ de ce cône par rapport à la direction de propagation de la particule dépend de l'indice de réfraction de l'air, $n(\lambda)$ (λ est la longueur d'onde du rayonnement émis) :

$$\cos \theta = \frac{c}{n(\lambda)v} \sim \frac{1}{n(\lambda)} \text{ pour } v \sim c \quad (2.1)$$

où v est la vitesse de la particule chargée. Dans l'air, à une altitude de 10 km, θ vaut environ 1°. Le seuil en énergie de production de lumière Cherenkov est défini comme l'énergie à laquelle la vitesse de la particule devient égale à celle de la lumière dans l'air. Pour les électrons, ce seuil varie entre 20 et 40 MeV au cours du développement de la gerbe dans l'atmosphère. Cette valeur est relativement proche de l'énergie critique en-dessous de laquelle les pertes d'énergie par ionisation dominant, ce qui implique que les e^\pm passant en-dessous de cette énergie n'émettent quasiment pas de rayonnement Cherenkov.

2.2.2 Développement des gerbes atmosphériques

Lorsque des particules du rayonnement cosmique pénètrent dans l'atmosphère, elles engendrent des cascades de particules secondaires que l'on peut indirectement détecter avec le rayonnement Cherenkov qu'elles émettent. Deux types de cascades se distinguent :

- **les cascades électro-magnétiques** : les γ qui pénètrent dans l'atmosphère engendrent des cascades électro-magnétiques. Un γ interagit avec le champ coulombien des noyaux de l'atmosphère pour créer une paire e^+/e^- . La paire e^+/e^- rayonne alors par bremsstrahlung pour donner des photons qui peuvent à leur tour créer une paire e^+/e^- , engendrant ainsi une gerbe électro-magnétique dans l'atmosphère. Lors de leur propagation, les particules chargées de la gerbe subissent des diffusions multiples sur les noyaux de l'atmosphère, et leur trajectoire est courbée sous l'effet du champ magnétique terrestre. Ces deux effets sont à l'origine du développement latéral des gerbes. Lorsque l'énergie des e^\pm passe en-dessous de 80 MeV⁵, le processus dominant de perte d'énergie devient l'ionisation, et les particules ne participent plus au développement de la gerbe. Les gerbes électro-magnétique initiées par des γ d'énergie entre 100 GeV et 1 TeV atteignent leur maximum de développement à une altitude d'une dizaine de kilomètres. Leurs longueurs peuvent atteindre quelques kilomètres avec une extension latérale de quelques dizaines de mètres.

⁵Ce seuil dépend du numéro atomique moyen de milieu, et varie donc avec l'altitude

- **les cascades hadroniques** : les particules chargées du rayonnement cosmique (protons et noyaux) engendrent des cascades hadroniques. L'interaction de ces particules avec les noyaux de l'atmosphère donnent des particules avec de fortes impulsions transverses (pions, kaons, ...). Plusieurs composantes peuvent alors se distinguer dans ces gerbes (sous-gerbes électromagnétique et hadroniques). Les gerbes hadroniques ont donc une extension latérale plus grande que les gerbes électromagnétiques.

Les rayons cosmiques chargés constituent la majeure partie du bruit de fond pour la détection de photons γ (environ 10^5 fois plus de protons et de noyaux d'hélium que de γ). Les détecteurs au sol éliminent ce bruit de fond grâce aux différences dans les distributions de lumière Cherenkov émises par les gerbes électromagnétiques et hadroniques (chapitre 4). Il existe aussi un bruit de fond électromagnétique constitué d'électrons et de positrons du rayonnement cosmique. Ce bruit de fond est irréductible car les gerbes engendrées par ces particules sont similaires aux gerbes initiées par des γ . Cependant, le spectre des électrons du rayonnement cosmique suit une loi de puissance d'indice -3,3 entre une dizaine de GeV et 1 TeV. Il ne domine le bruit de fond qu'à très basse énergie, et est négligeable au-dessus de quelques dizaines de GeV.

2.2.3 L'échantillonnage spatio-temporel du front Cherenkov

Le principe de l'échantillonnage consiste à mesurer les intensités et les temps d'arrivée du front Cherenkov de la gerbe sur de nombreuses stations balisant une surface légèrement supérieure à celle de la tâche de lumière Cherenkov au sol. L'analyse des temps d'arrivée permet de reconstruire la direction d'arrivée du γ primaire avec une précision de l'ordre de $0,1^\circ$. La quantité de lumière Cherenkov collectée permet une estimation de l'énergie des γ .

Les premiers détecteurs utilisant cette technique étaient THEMISTOCLE [11] et ASGAT [12]. La seconde génération, composée de CELESTE ⁶, STACEE ⁷ et CACTUS ⁸ a couvert le domaine en énergie entre 30 GeV et 300 GeV qui sépare les expériences en satellite et les expériences d'imagerie Cherenkov. Le principal problème lié à cette technique de détection est le faible rejet du bruit de fond hadronique, qui limite sa sensibilité.

2.2.4 L'imagerie Cherenkov

L'imagerie Cherenkov atmosphérique consiste à former l'image de la gerbe de particules, en lumière Cherenkov, dans le plan focal d'un grand miroir. Le détecteur est une caméra à grain fin permettant d'intégrer un minimum de bruit de fond de ciel (chapitre 3). L'observatoire WHIPPLE, situé en Arizona, a fourni les premiers résultats à partir de cette technique avec la détection de la nébuleuse du Crabe en 1989. Son détecteur est constitué d'un seul télescope avec un grand miroir de 9,8 m de diamètre. D'autres expériences utilisant la même technique ont alors vu le jour :

- HEGRA, expérience germano-espagnole située aux Canaries, était constituée de cinq télescopes de 3,3 m de diamètre. Elle a été la première à réaliser des observations stéréoscopiques de gerbes, ce qui a permis d'améliorer la résolution angulaire et le rejet du bruit de fond hadronique.
- CAT, expérience française située dans les Pyrénées, comprenait un seul télescope de 4,8 m de diamètre et disposait d'une caméra haute définition avec une électronique rapide. Elle a ainsi obtenu des performances semblables à celle d'HEGRA, compensant par son seuil en énergie plus bas le handicap d'un bruit de fond hadronique plus élevé du à l'absence de stéréoscopie.

Ces "anciennes" expériences, de part leurs résultats et leurs performances, ont permis d'orienter les choix de conception des actuels télescopes à effet Cherenkov :

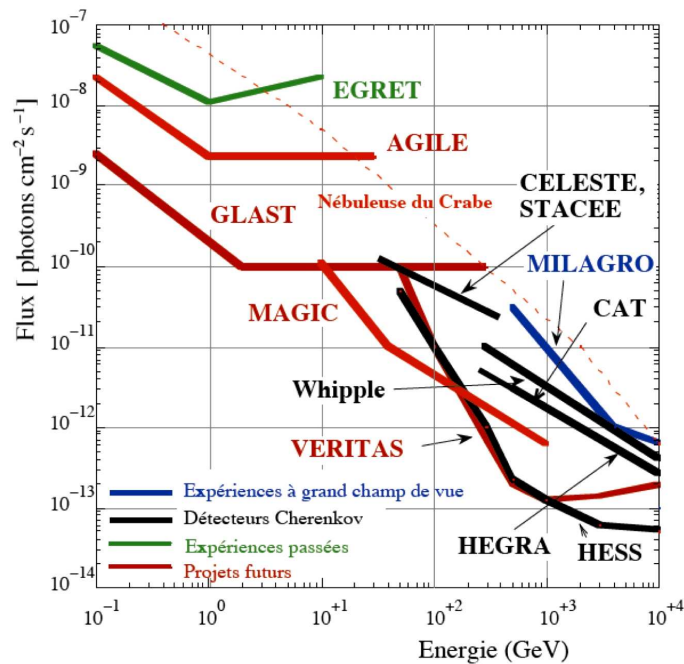
- VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System) est un système de quatre télescopes constitués de miroirs de 12 m de diamètre et de caméras de 499 photo-

⁶Cherenkov Low Energy Sampling and Timing Experiment

⁷Solar Tower Atmospheric Cherenkov Effect Experiment

⁸Converted Atmospheric Cherenkov Telescope Using Solar-II

- multiplicateurs couvrant un champ de vue de $3,5^\circ$. La construction du système au complet a été achevée courant 2006 et l'instrument est actuellement en opération.
- CANGAROO-III est aussi un système stéréoscopique, situé en Australie, constitué de quatre télescopes. Ceux-ci sont disposés en losange, et sont équipés de miroirs de 10 m de diamètre et de caméras de 552 photo-multiplicateurs. Actuellement, seuls trois (voire deux) des quatre télescopes existants sont utilisés lors de l'analyse des données en raison de l'inhomogénéité des réponses des télescopes (le premier étant plus vieux et disposant d'une caméra couvrant un plus petit champ de vue).
 - H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System), système stéréoscopique constitué de quatre télescopes disposés aux sommets d'un carré de 120 m de côté. Ce système est décrit en détail au chapitre 3. D'autre part, la collaboration H.E.S.S. a débuté en 2006 la construction d'un cinquième télescope avec un miroir de plus grandes dimensions (600 m^2 contre 107 m^2 pour les télescopes actuels) afin de baisser le seuil en énergie de l'expérience.
 - MAGIC (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope) est constitué d'un seul télescope équipé d'un grand miroir de 17 m de diamètre. Cette expérience, située aux Canaries à 2200 m d'altitude (sur le même site qu'HEGRA), a été conçue pour atteindre un seuil en énergie de l'ordre de 60 GeV à l'analyse. La collaboration MAGIC a entamé en Novembre 2005 la construction d'un second télescope, identique au premier, pour bénéficier de la stéréoscopie et ainsi obtenir un meilleur rejet du bruit de fond hadronique et une meilleure sensibilité.

FIG. 2.2 – Sensibilité des détecteurs en astronomie γ .

La majorité des expériences a fait le choix de la stéréoscopie, qui permet d'offrir un gain en sensibilité et un meilleur rejet du bruit de fond hadronique : ces expériences observent le ciel γ sur une gamme en énergie allant de 100 GeV à quelques dizaines de TeV. Les instruments MAGIC, et H.E.S.S. 2 avec la construction d'un cinquième télescope de grande envergure, ont fait le choix d'un seuil très bas, d'où le choix d'un grand miroir pour collecter un maximum de lumière Cherenkov. Cette stratégie mise sur le gain en intensité des flux γ à ces énergies, permettant de tolérer un

bruit de fond plus grand. Elle revêt par exemple un intérêt non-négligeable pour l'étude des pulsars qu'on ne peut voir qu'à basse énergie (vers la dizaine de GeV, voir section 1.2.1). D'autre part, les différents systèmes au sol sont répartis entre l'hémisphère Nord et l'hémisphère Sud, ce qui permet une couverture complète du ciel γ . La figure 2.2 compare la sensibilité des détecteurs Cherenkov au sol, ainsi que les sensibilités des détecteurs embarqués sur satellite.

Enfin, il est important de signaler le projet CTA⁹, un grand réseau de télescopes imageurs (quelques dizaines) pour l'astronomie γ des hautes énergies. Cet instrument viendrait notamment succéder à H.E.S.S. et à MAGIC, avec une sensibilité dix fois meilleure dans la gamme d'énergie 10 GeV-100 TeV. La construction de CTA devrait être finalisée d'ici 2015.

⁹CTA : Cherenkov Telescope Array

Chapitre 3

Le réseau d'imageurs Cherenkov H.E.S.S.

L'expérience H.E.S.S. est un réseau de quatre télescopes pour l'imagerie Cherenkov de gerbes atmosphériques initiées par les particules du rayonnement cosmique dans l'atmosphère. Cet instrument a été construit courant 2003 (la construction s'est terminée en décembre 2003) pour l'étude de sources astrophysiques émettant des photons γ au-dessus d'un seuil d'une centaine de GeV. Ce chapitre décrit le fonctionnement de l'instrument et quelques-unes de ses caractéristiques principales. Celles-ci seront utiles pour la compréhension des résultats présentés dans ce manuscrit. Une description beaucoup plus complète de l'instrument est disponible dans [13].

3.1 Principe de l'imagerie Cherenkov

Les gerbes initiées par les particules du rayonnement cosmique dans l'atmosphère sont soit d'origine électro-magnétique (gerbes initiées par des photons ou par des électrons) ou soit d'origine hadronique (gerbes initiées par des protons ou des noyaux). Entre 100 GeV et 10 TeV, les gerbes atmosphériques se développent à une altitude moyenne de 10 km et leur extension longitudinale (i.e. le long de l'axe de développement de la gerbe) peut atteindre quelques kilomètres. Pour une altitude d'observation de 1000 à 2000 m, une source d'information est l'émission Cherenkov des particules chargées qui sont produites (chapitre 2). La technique d'imagerie Cherenkov consiste à réfléchir le flash de lumière Cherenkov (typiquement d'une durée de quelques ns) émis par les gerbes sur une caméra ultra-sensible à l'aide d'une grande surface réfléchissante (voir figure 3.1). L'un des objectifs essentiels des imageurs Cherenkov atmosphériques est d'avoir un seuil en énergie le plus bas possible, pour pouvoir accéder à l'astrophysique des sources au-dessus de 100 GeV. Le seuil en énergie d'un télescope Cherenkov est limité par les fluctuations du bruit de fond du ciel qui peuvent masquer un éventuel flash Cherenkov. Le bruit de fond du ciel provient essentiellement des étoiles et de la diffusion de la lumière d'origine terrestre. Les différents paramètres qui déterminent le seuil en énergie d'un imageur Cherenkov sont :

- la surface de collection de la lumière \mathcal{A} , c'est-à-dire la surface totale des miroirs réfléchissants
- l'efficacité globale de détection des photons ϵ : celle-ci dépend de l'atmosphère, de la qualité des miroirs, et des photo-détecteurs
- le temps d'intégration Δt du signal Cherenkov dans l'électronique d'acquisition
- le flux de photons de bruit de fond du ciel ϕ_{NSB}
- l'angle solide $\Delta\Omega$ couvert par un pixel de la caméra

Le seuil en énergie E_s d'un télescope Cherenkov est alors défini par l'énergie au-dessus de laquelle l'émission Cherenkov d'une gerbe initiée par un photon γ domine les fluctuations du bruit de fond du ciel :

$$E_s \propto \sqrt{\frac{\Delta\Omega \Delta t \phi_{\text{NSB}}}{\mathcal{A} \epsilon}} \quad (3.1)$$

La seconde phase de H.E.S.S. vise notamment à baisser le seuil en énergie en-dessous de 100 GeV en ajoutant un cinquième télescope de plus grande envergure avec une électronique d'acquisition plus performante.

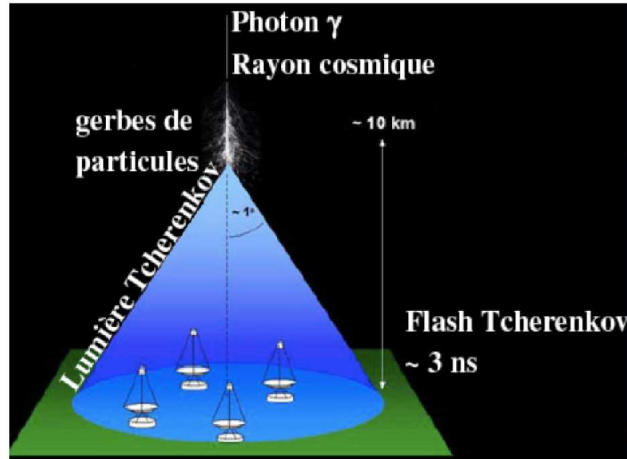


FIG. 3.1 – Illustration du principe de la technique d'imagerie Cherenkov des gerbes atmosphériques.

3.2 Le réseau d'imageurs

Le réseau d'imageurs est situé en Namibie, à une centaine de kilomètres au sud-ouest de la capitale Windhoek. L'altitude du site de l'expérience est de 1800 ± 20 m [14]. Cet emplacement a été choisi pour les excellentes conditions météorologiques, la pureté du ciel, et la latitude permettant d'observer une grande partie du plan galactique.

Les quatre télescopes de la première phase sont placés aux sommets d'un carré de 120 m de côté, orienté selon les axes cardinaux (figure 3.2). La configuration géométrique du réseau a été pensée de telle sorte que :

- lors du développement d'une gerbe atmosphérique, un maximum de photons Cherenkov soit collecté. En effet, l'angle du cône de lumière Cherenkov s'écrit :

$$\cos \theta = \frac{c}{v \times n}, \quad (3.2)$$

avec n l'indice de refraction de l'air qui vaut 1,0002926. Pour des particules relativistes, on obtient à 10 km d'altitude un angle maximal d'environ 1° . A une altitude de 1800 m, la tâche Cherenkov correspondante s'étend jusqu'à 120 m de l'axe de développement de la gerbe. Le disque éclairé au sol a donc une surface de l'ordre de $5 \times 10^4 \text{m}^2$.

- les conditions de déclenchement stéréoscopique soient optimum. Le déclenchement d'au moins deux télescopes parmi les quatre est nécessaire pour accepter un événement. L'espacement des télescopes pour lequel la surface effective de détection des photons γ au-dessus de 100 GeV est maximum est d'environ 100 m [15].
- le rejet du bruit des événements muons soit optimisé. En effet, un espacement de 100 m entre chaque télescope permet de minimiser la probabilité qu'un événement muon déclenche fortuitement plusieurs télescopes à la fois.

Chaque télescope est entouré par quatre paratonnerres, et les caméras sont protégées dans un hangar lorsque que le système ne prend pas de données. L'ensemble des quatre télescopes se trouve à l'intérieur d'une clôture électrifiée.

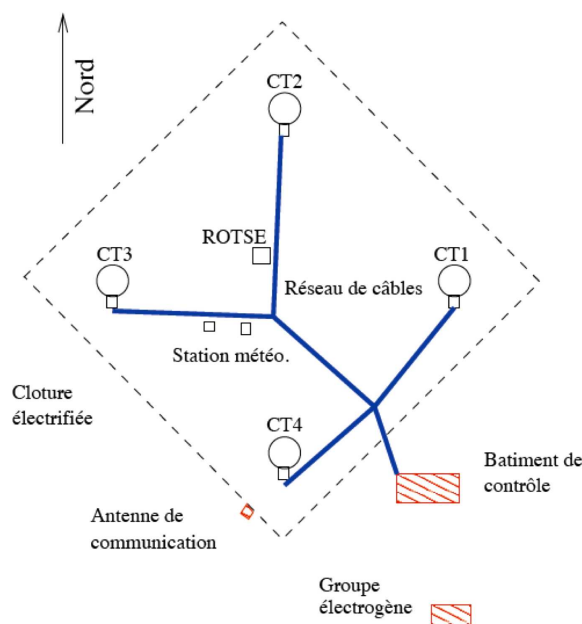


FIG. 3.2 – Positions des télescopes et infrastructures sur le site.

3.3 Les télescopes

La figure 3.3(a) montre la structure d'un télescope. Un télescope imageur est composé d'une monture en acier sur laquelle est fixée une grande surface réfléchrice et une caméra constituée de photo-multiplicateurs. La masse totale d'un télescope est de 37,7 tonnes.

3.3.1 Monture

La monture du télescope est une monture alt-azimutale en acier, et permet de pointer vers n'importe quelle direction du ciel avec une précision inférieure à $10''$. Des erreurs systématiques supplémentaires sur la précision de pointé viennent s'ajouter, à cause notamment de la détérioration de la structure mécanique. Un modèle de la déformation mécanique des structures des télescopes est utilisé pour compenser ces erreurs systématiques lors de l'analyse. Ce modèle est détaillé dans [16]. Il se base sur l'acquisition d'images d'étoiles brillantes, réfléchies par les miroirs sur une caméra CCD placée sur le capot de la caméra de chaque télescope. Les positions des étoiles enregistrées sont déterminées à l'aide de photo-diodes placées sur les bords de chaque caméra. Les coordonnées mesurées sont ensuite comparées aux coordonnées réelles de l'étoile (que l'on connaît avec une très grande précision). Cette procédure est répétée deux fois par mois lors de la prise de données avec l'instrument. La précision de pointé après correction du modèle de déformation mécanique peut être inférieure à $10''$. Cette erreur est extrêmement faible comparée à la résolution angulaire obtenue avec les différentes méthodes d'analyse dans H.E.S.S. ($\approx 0,1^\circ \approx 6'$).

3.3.2 Les miroirs : une grande surface réfléchrice

Les réflecteurs de lumière des télescopes de H.E.S.S. sont segmentés en 380 miroirs circulaires de 60 cm de diamètre. Ceux-ci forment une grande surface réfléchissante de 107 m^2 , et de rayon de courbure 15 m. Les miroirs sont disposés selon un montage de Davis-Cotton schématisé sur la figure

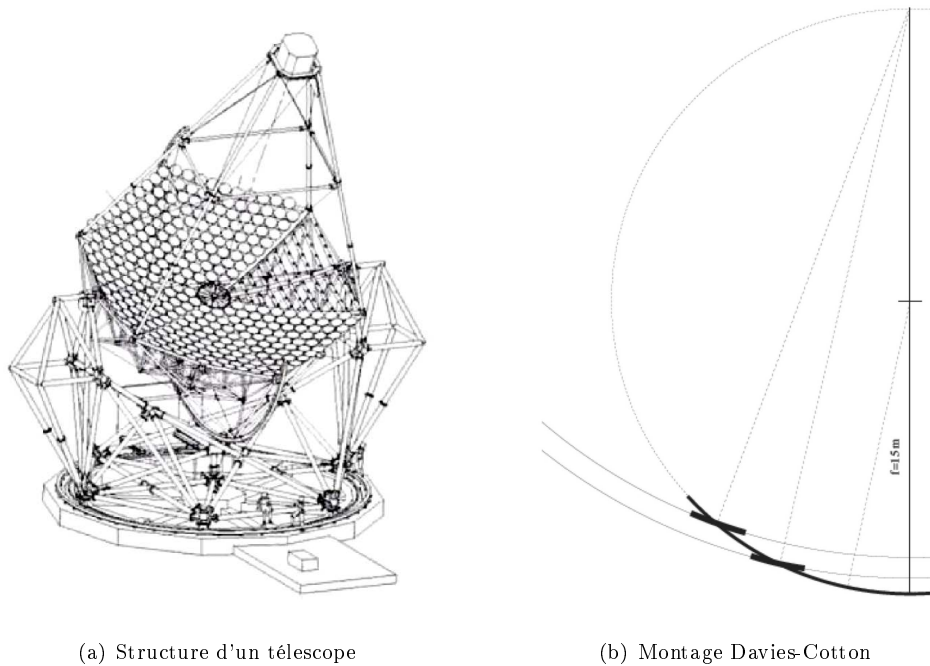


FIG. 3.3 – Schéma de la structure des télescopes de H.E.S.S. et du principe du montage Davies-Cotton utilisé pour la disposition des miroirs.

3.3(b) : les miroirs de focale 30 m sont répartis sur une calotte sphérique de focale 15 m. Les axes optiques de chaque miroir sont concourants sur l'axe optique de la calotte, à une distance double de celle du foyer. Ce montage limite les aberrations de coma (hors axe optique) par rapport à un réflecteur de forme parabolique. Cependant, celui-ci induit une plus grande dispersion en temps pour le trajet des photons. Les photons tombant loin du centre de la grande surface réfléchissante arrivent plus tôt à la focale. Pour les miroirs de H.E.S.S., l'asynchronisme maximal est inférieur à la nanoseconde et reste suffisamment faible par rapport à la durée du flash Cherenkov produit par une cascade (quelques ns).

Chaque petit miroir est monté sur la structure alt-azimutale via un élément composé de deux servo-moteurs contrôlés à distance permettant leur alignement. La procédure d'alignement des miroirs est décrite dans [13]. Elle utilise une technique d'auto-collimation pour que chaque miroir individuel renvoie dans le plan focal de la grande surface réfléchissante une seule et unique image d'une étoile pointée au hasard. Après alignement des miroirs, l'étalement de l'image d'une source ponctuelle fournit la fonction de résolution angulaire (PSF pour *Point Spread Function* en anglais). Elle est représentée figure 3.4. Sa largeur peut être définie par plusieurs quantités : l'écart-type σ_{proj} de la projection sur un axe (radial ou tangentiel¹) et le rayon $r_{80\%}$ d'un cercle autour du barycentre de l'image et contenant 80 % de l'intensité totale. Le tableau 3.1 donne les mesures de la PSF sur axe, ainsi que les valeurs attendues dans les simulations et les valeurs maximales spécifiées par le fournisseur. Les simulations reproduisent correctement la PSF. Par ailleurs, la taille de la PSF est inférieure à la taille des pixels de la caméra (2,8 mrad). La taille de la PSF dépend de la distance de la source à l'axe optique (ce qu'on appelle le décalage de pointé) et de l'élévation des télescopes lors des observations (c'est-à-dire l'angle zénithal) [13].

¹Lorsque la source n'est pas sur l'axe optique du télescope, la PSF est asymétrique : elle est plus étendue dans la direction radiale du réflecteur que dans la direction tangentielle.

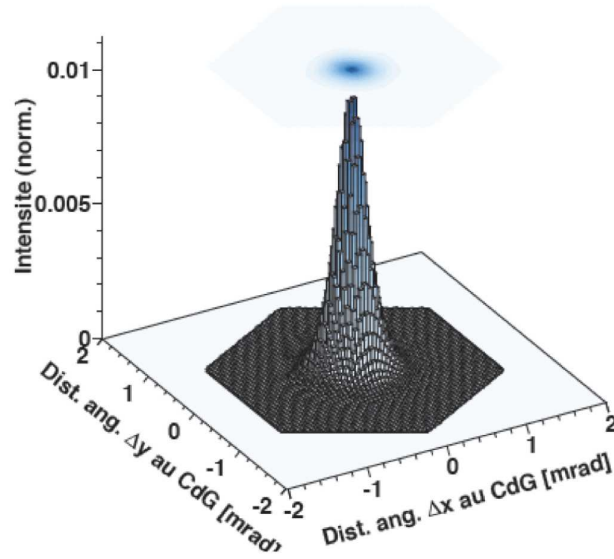


FIG. 3.4 – **Etalement de l'image d'une source ponctuelle, ou PSF.** La figure représente la distribution à deux dimensions de l'intensité lumineuse de l'image d'une étoile sur l'axe optique du télescope CT4. La bordure hexagonale représente la géométrie d'un pixel de la caméra (rayon de 1,4 mrad). Figure tirée de [13].

paramètre	CT1	CT2	CT3	CT4	simulations	spécifications
σ_{proj}	0,23	0,23	0,23	0,23	0,21	$\leq 0,50$
$r_{80\%}$	0,40	0,42	0,40	0,40	0,38	$\leq 0,90$

TAB. 3.1 – Valeurs des paramètres de la PSF mesurée pour une source ponctuelle sur axe. Les valeurs sont des angles en mrad. CT1, CT2, CT3, CT4 sont les quatres télescopes de la première phase. Les valeurs mesurées sont comparées aux simulations et aux spécifications.

3.4 Description des caméras

La figure 3.5 montre la photographie de la première caméra de H.E.S.S.. Les caméras ont été conçues pour enregistrer les images des gerbes atmosphériques en lumière Cherenkov. Les critères de conception de la caméra comprennent [13] :

- une taille de pixel petite pour obtenir une bonne qualité d'image ($0,16^\circ$ ou $2,8$ mrad)
- un large champ de vue ($\sim 5^\circ$) pour l'observation des sources étendues et la recherche de sources astrophysiques dont la position n'est pas connue à l'avance
- une logique de déclenchement rapide
- une électronique d'acquisition rapide pour limiter la contribution du bruit de fond du ciel (~ 1 photo-électron par pixel en 10 ns)

Ces deux dernières conditions sont aussi cruciales pour limiter le temps mort de l'instrument.

La caméra a une longueur de $1,5$ m et un diamètre de $1,6$ m. Elle pèse 900 kg. Celle-ci dispose de 960 photo-multiplieurs (PMs) équipés de cônes de Winston pour la détection et l'observation des gerbes atmosphériques. Les cônes de Winston permettent d'augmenter la surface de collection des photons sur la caméra en réduisant l'espace entre les PMs. Ceux-ci permettent également de rejeter la lumière d'albédo du sol. Les cônes de Winston concentrent la lumière Cherenkov sur la partie centrale de la photo-cathode, où l'efficacité quantique et l'efficacité de collection du PM est maximale. Les signaux en sortie de chaque PM sont échantillonnés en permanence dans des mémoires analogiques, les ARS (ARS pour *Analogic Ring Sampler* en anglais), qui gardent l'histoire des 128 dernières nanosecondes.



FIG. 3.5 – Photographie de la première caméra de H.E.S.S. (vue de face) pendant les tests au LPNHE. Image tirée de [13].

3.4.1 L'électronique d'acquisition

Une électronique d'acquisition rapide est nécessaire pour baisser le seuil en énergie et pour limiter le temps mort de l'instrument. D'autre part, pour ne pas déformer les signaux en sortie des mémoires analogiques, la longueur des câbles doit être minimisée : l'ensemble du système de déclenchement et d'acquisition se trouve donc dans la caméra. Le dispositif électronique est situé en deux endroits distincts :

- 60 tiroirs à l'avant de la caméra. Chaque tiroir s'occupe du déclenchement et de l'acquisition de 16 PMs. Un tiroir est composé de deux cartes analogiques (une pour huit PMs) et d'une carte "Slow Control".

- la baie électronique située à l'arrière de la caméra. Celle-ci contient l'unité centrale de traitement (CPU) et l'électronique de déclenchement globale de la caméra.

Les cartes analogiques gèrent le déclenchement individuel des PMs et la numérisation des signaux enregistrés. Pour un tiroir, les deux cartes analogiques sont en relation avec la carte "Slow Control". Cette dernière sert d'interlocuteur entre les cartes analogiques, le module de gestion principal de la caméra et le module réalisant la logique de déclenchement globale de la caméra. La détection d'un événement est réalisée de la façon suivante : lorsque le nombre de photo-multiplicateurs gérés par une même carte analogique détectant "simultanément" un signal au-dessus d'un certain seuil est suffisant, un message est envoyé au module de déclenchement. Si ce message respecte la logique de déclenchement imposée par ce module de déclenchement, un message est envoyé au module de gestion de la caméra qui ordonne l'arrêt de la prise de données et la lecture des données stockées dans les cartes analogiques. La figure 3.6 résume les principaux échanges entre ces composantes :

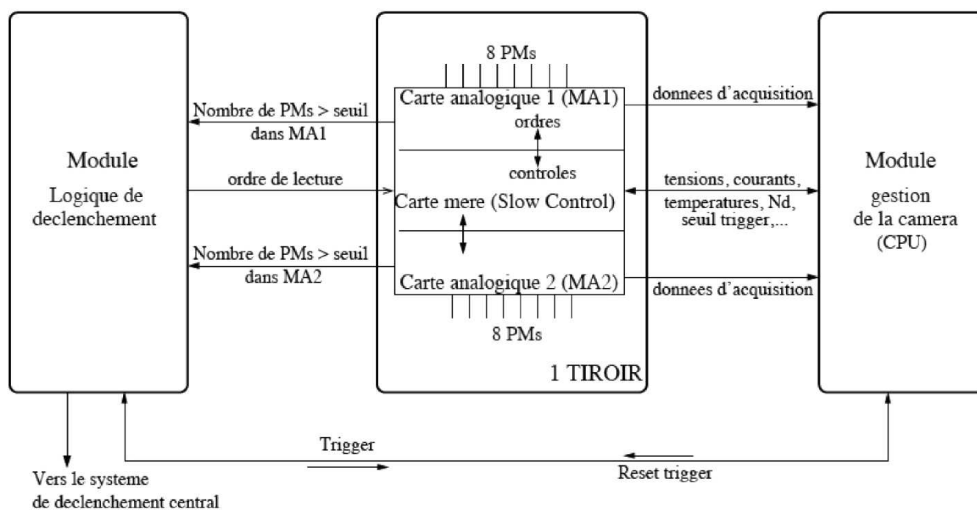


FIG. 3.6 – Les principales informations échangées entre les différentes parties de l'électronique de la caméra. Schéma tiré de [13].

3.4.2 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement des imageurs Cherenkov atmosphérique a pour objectif de limiter la prise de données aux seuls événements correspondant à des gerbes et de réduire le bruit de fond lié à la luminosité du ciel. Une composante inévitable est le déclenchement individuel d'un télescope sur les gerbes hadroniques et notamment sur les événements muons².

Le système de déclenchement de H.E.S.S. comporte ainsi deux niveaux. Au premier niveau, chaque télescope déclenche individuellement à partir de la coïncidence temporelle des signaux de pixels situés dans un même secteur de la caméra. La sectorisation de la caméra, par groupes de 64 pixels, limite les déclenchements fortuits de la caméra sur le bruit de fond du ciel. Au second niveau, une coïncidence en temps du déclenchement de plusieurs télescopes est requise par le système de déclenchement central. Les paramètres du système de déclenchement sont au nombre de trois :

- le seuil par pixel S_1 : nombre minimal de photo-électrons (p.e.) pour qu'un pixel participe à l'élaboration du signal de déclenchement d'un secteur

²Ceci ne sera plus le cas pour le système de déclenchement du cinquième télescope de H.E.S.S. 2, qui comportera un niveau supplémentaire pour réduire le taux de déclenchement du aux hadrons et aux muons.

- le seuil par secteur S_2 : nombre minimal de pixels par secteur pour que ce dernier déclenche la lecture des données prises par la caméra
- la multiplicité des télescopes S_3 : nombre minimal de caméras déclenchées en coïncidence temporelle pour achever la lecture des données

Après application des seuils S_1 et S_2 , le taux de déclenchement d'un télescope individuel est dominé par le bruit de fond hadronique et muonique. La condition d'un déclenchement de plusieurs télescopes en coïncidence temporelle permet de réduire significativement le bruit de fond muonique car la probabilité qu'un muon éclaire au moins deux télescopes à la fois est très faible.

Le système de déclenchement local

La logique du déclenchement local est basée sur une sectorisation de la caméra. La taille d'un secteur est définie de façon à maximiser la probabilité de déclencher sur une gerbe électromagnétique tout en minimisant la probabilité de déclencher sur du bruit de fond. La taille idéale d'un secteur est celle d'une gerbe γ . Ces dernières ont une taille de l'ordre de 1° , ce qui correspond à 6 pixels. D'autre part, les secteurs se recouvrent partiellement pour ne pas perdre en efficacité de déclenchement lorsque l'image d'une gerbe est partagée sur plusieurs secteurs. Chaque caméra dispose alors de 38 secteurs de 64 PMs, dont la répartition est montrée figure 3.7.

La logique de déclenchement local d'une caméra procède alors de la manière suivante : dans chaque carte analogique, le nombre de pixels dont le signal dépasse le seuil S_1 est compté. Le nombre de pixels ayant dépassé le seuil S_1 est compté pour chaque secteur dans le module de déclenchement local de la caméra. Ce nombre est alors comparé au seuil S_2 . Si l'un des secteurs de la caméra a un nombre suffisant de pixels activés au-dessus du seuil S_1 , le module de déclenchement local envoie un ordre de lecture à chaque tiroir du secteur concerné, et le traitement des données débute. Celui-ci peut être interrompu pendant les 10 premières μs par un signal "Fast Clear" si aucun autre télescope n'a déclenché en coïncidence.

Le système de déclenchement central

Les informations de déclenchement des différentes caméras sont envoyées au système de déclenchement central. Si une coïncidence entre les caméras est validée, le système de déclenchement central envoie un signal de confirmation aux télescopes concernés. Les données de toutes les caméras ayant participé à cette coïncidence sont alors enregistrées. Le temps mort total, comprenant les ordres d'interruptions et les processus d'acquisition des données, est de $\sim 446 \mu\text{s}$. Dans le cas où il n'y a pas de coïncidence, le système de déclenchement central ne réagit pas. Le module local du télescope ayant déclenché adresse un message "Fast Clear" à la caméra $5,5 \mu\text{s}$ après le déclenchement. La lecture des ARS est alors arrêtée et l'échantillonnage reprend.

La logique de déclenchement central dépend de la taille de la fenêtre de coïncidence. La fenêtre de coïncidence doit être assez grande pour ne pas perdre trop d'événements, mais suffisamment petite pour éviter les coïncidences fortuites. La taille minimale est donnée par la dispersion en temps d'arrivée des signaux envoyés par chaque télescope au système de déclenchement central. Cette dispersion dépend de la largeur et de la courbure du front Cherenkov, et du champ de vue des caméras. Pour H.E.S.S., cette dispersion est de l'ordre de 10 ns. Lorsqu'une caméra est déclenchée, un signal est envoyé au système de déclenchement central :

- un signal "active pulse" de 80 ns si la caméra est disponible pour lire l'événement
- un signal "busy" de 40 ns si la caméra est en cours de lecture d'un événement antérieur

La coïncidence pour le déclenchement de plusieurs télescopes est validée si leurs signaux ont un recouvrement temporel de 10 ns. Pour un taux de déclenchement individuel de 1 kHz, et pour un seuil de déclenchement S_3 de deux télescopes parmi quatre, le taux de coïncidences fortuites est de l'ordre de 1 Hz.

Ajustement des paramètres du système de déclenchement

Les paramètres S_1 , S_2 et S_3 du système de déclenchement doivent être ajustés de telle sorte que le seuil en énergie du détecteur soit aussi bas que possible, tout en gardant un taux de

déclenchement stable. Si les seuils sont trop bas, le système est déclenché par les événements fortuits liés aux fluctuations du bruit de fond du ciel : le taux de déclenchement est élevé et instable. À l'inverse, si les seuils sont trop hauts, le système n'est plus sensible aux gerbes de basse énergie, ou aux gerbes avec un paramètre d'impact plus grand. Le seuil en énergie du système est dans ce cas plus élevé, avec une surface efficace de détection plus faible et donc une moins bonne sensibilité. Ces effets sont illustrés par les figures 3.8(a) et 3.8(b). Le taux de déclenchement en fonction du seuil appliqué sur les pixels suit deux régimes : une loi de puissance pour les seuils supérieurs à quatre photo-électrons, et une augmentation rapide en-deçà (qui correspond aux déclenchements aléatoires sur le bruit de fond du ciel). Les valeurs choisies pour les seuils se situent à la transition entre ces deux régimes :

- seuil en photo-électrons pour chaque pixel $S_1 = 4$
- seuil en nombre de pixels par secteur de la caméra $S_2 = 3$
- multiplicité des télescopes $S_3 \geq 2$

Cette configuration permet de minimiser le seuil en énergie du détecteur. Le temps mort du système de quatre télescopes est alors de l'ordre de 10 %.

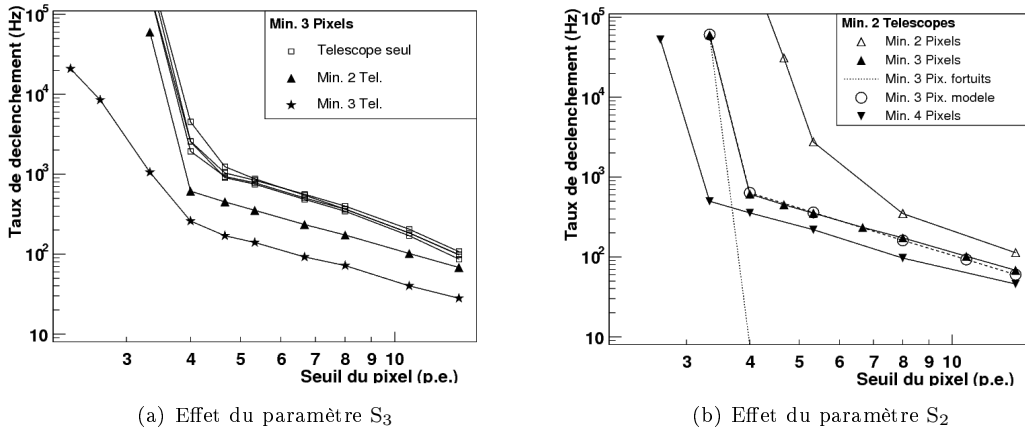


FIG. 3.8 – Taux de déclenchement en fonction du seuil S_1 appliqué sur chaque pixel. (a) Taux de déclenchement pour plusieurs multiplicités de télescope (paramètre S_3). Les quatre courbes du haut (carrés vides) montrent le taux pour chaque télescope individuel. (b) Taux de déclenchement pour différentes conditions de seuil par secteur (paramètre S_2). La courbe pointillée correspond au déclenchement fortuit attendu par le bruit de fond du ciel. Figures adaptées de [17].

3.4.3 Les voies d'échantillonnage

Le temps d'élaboration du signal de déclenchement, à partir des mesures de tous les PMs de la caméra, nécessite de stocker temporairement l'information analogique de chaque PM. La solution utilisée repose sur l'échantillonnage des signaux par des mémoires analogiques circulaires, les ARS. Les ARS possèdent quatre voies de 128 cellules qui échantillonnent en permanence les signaux à un taux de 1 GHz. Celles-ci ont initialement été conçues par l'IRFU au CEA pour l'expérience ANTARES. Elles conservent l'histoire des dernières 128 ns des signaux des PMs, les données antérieures étant écrasées.

Une des caractéristiques de H.E.S.S. est de déterminer la distribution du photo-électron unique à la tension nominale utilisée lors des prises de données. Les simulations de γ d'énergie de l'ordre de 10 TeV ont montré que leur détection nécessite d'élargir la gamme dynamique jusqu'à 1600 photo-électrons. Ainsi, deux voies d'ARS sont utilisées pour échantillonner les signaux provenant d'un PM : une voie dite "de haut gain" (qui couvre la gamme de 0 à 100 p.e.) et une voie dite "de

bas gain" (qui couvre une gamme de 16 à 1600 p.e.). Etant donné qu'une ARS échantillonne les signaux de quatre PMs, il faut donc quatre ARS par carte analogique pour gérer l'ensemble de la gamme dynamique des signaux délivrés par huit PMs.

3.4.4 La voie de lecture

Lorsqu'une carte analogique reçoit un signal de déclenchement, les signaux provenant des quatre ARS de la carte sont multiplexés puis numérisés par un convertisseur analogique-numérique (ADC), avant d'être transmis au module de gestion de la caméra. Un circuit intégré (FPGA pour *Field Programmable Gate Arrays*) dans la carte mère gère alors la mise en forme des blocs de données à transmettre à la ferme d'acquisition.

3.5 Le déroulement des observations

Les prises de données ont lieu uniquement lorsque le bruit de fond du ciel est assez faible pour que les télescopes ne déclenchent pas sur des événements fortuits. Les observations se font donc lors de nuits sans lune lorsque le Soleil est à plus de 18° sous l'horizon. Chaque mois, en raison de la pleine lune, trois ou quatre nuits sont inutilisables, ce qui laisse environ 25 nuits utiles pour l'observation. Différentes stratégies d'observation sont utilisées dans H.E.S.S. :

- **la stratégie ON-OFF** : le télescope pointe alternativement sur la source étudiée (position "ON"), puis dans la région hors source (position "OFF") décalée de 30 minutes en ascension droite et de même déclinaison. Ceci permet d'estimer le bruit de fond hadronique résiduel (voir chapitre 4 pour les méthodes d'estimation du bruit de fond hadronique résiduel) dans une même région du ciel, avec une transparence d'atmosphère semblable. Cependant, le désavantage de cette stratégie est que seule la moitié du temps disponible est utilisée sur les sources.
- **la stratégie du pointé décalé ou méthode "Wobble"** : le centre de la caméra pointe dans une direction légèrement décalée par rapport à la position de la source (typiquement $\pm 0,5^\circ$ pour une source ponctuelle). Le bruit de fond hadronique résiduel est alors estimé à partir d'autres zones disponibles dans le champ de vue.

La liste des sources à observer pendant chaque période, leurs temps respectifs et la stratégie d'observation utilisée sont enregistrés dans une base de données. L'extraction du signal γ passe ensuite par un étalonnage précis de la caméra [13], par une sélection des données enregistrées (voir section suivante) et enfin par l'analyse des données (chapitre 4). Une pré-analyse grossière peut néanmoins être rapidement conduite (~ 20 min) à la fin de chaque acquisition : elle peut conduire par exemple à prendre une décision affectant le programme d'observation si un début de signal est détecté sur une source. Cette analyse en ligne permet aussi de fournir un diagnostic de l'état de l'électronique et une fiche météorologique.

3.6 La sélection des données utilisables

3.6.1 Les outils de contrôle de l'atmosphère

Les processus en jeu dans le développement des gerbes dépendent des conditions atmosphériques. En particulier, la transparence de l'atmosphère influe directement sur la quantité de lumière Cherenkov collectée au sol. La présence de nuages est le phénomène le plus visible, mais la présence d'aérosols fait aussi diminuer la transparence. Le suivi atmosphérique est donc nécessaire pour la sélection des données et pour la réduction des erreurs systématiques concernant le spectre et le flux des sources. Des mesures sont effectuées pendant chaque observation puis sauvegardées dans une base de données. Les différents instruments contrôlant la qualité de l'atmosphère sont :

- les radiomètres des télescopes : chaque télescope est équipé d'un radiomètre infrarouge observant le ciel dans la bande 8-14 μm sur un champ de vue d'environ 3° . La bande spectrale observée correspond à une bande d'absorption pour la vapeur d'eau. La température de la

portion du ciel observée est enregistrée pour toutes les acquisitions. Elle varie en fonction du taux d'humidité et permet ainsi de détecter la présence de nuages dans le champ de vue, jusqu'à une altitude d'une dizaine de kilomètres.

- la station météorologique : elle mesure en permanence la température, la pression au sol, la vitesse du vent et sa direction. Un lidar infrarouge (Ceilometer, 905 nm) permet de mesurer, par rétro-diffusion d'impulsions laser, la concentration d'aérosols dans l'atmosphère, sur une dizaine de kilomètres d'altitude. Un transmetteur a aussi été installé pour mesurer la transparence de l'atmosphère sur ~ 500 m d'altitude à différentes longueurs d'onde (390, 455, 505 et 910 nm).

3.6.2 La sélection des données

La sélection des données utilisées pour les différentes analyses présentées dans ce manuscrit s'est ainsi faite sur plusieurs critères distincts :

- condition de déclenchement de 3 pixels au-dessus de 4 photo-électrons dans un des secteurs de la caméra, et déclenchement d'au moins deux télescopes parmi les quatre.
- fraction de pixels de la caméra non-opérationnels inférieure à 10%.
- variation de la température globale des caméras, mesurée par les radiomètres, inférieure à 10 %.
- taux de déclenchement de l'instrument (corrigé au zenith) supérieur à 200 Hz avec des variations inférieures à 10% pendant la prise de données.
- variation du taux de déclenchement individuel de chaque télescope inférieure à 10 %.

Les variations du taux de déclenchement permettent aussi de caractériser la qualité de l'atmosphère, le taux étant plus faible et plus instable en présence de nuages.

Chapitre 4

L'analyse des données

Les données enregistrées par les télescopes imageurs Cherenkov atmosphériques sont dominées par les gerbes hadroniques initiées par le fond de rayonnement cosmique. En effet, le taux de déclenchement de l'instrument H.E.S.S. en stéréoscopie est de l'ordre de 400 Hz au zénith¹, alors que par exemple le taux de collection des photons γ (après analyse) est inférieur à 1 Hz pour la nébuleuse du Crabe, une des sources les plus brillantes en astronomie γ . Un objectif essentiel de l'analyse des données est donc de supprimer le bruit de fond hadronique, tout en conservant le maximum de photons γ . D'autre part, pour la localisation des sources et pour la reconstruction de leurs spectres en énergie et de leurs courbes de lumière, l'analyse doit fournir une estimation précise de la direction d'arrivée des photons γ , de leur énergie et de leur temps d'arrivée.

Ce chapitre décrit les méthodes de sélection des candidats γ utilisées dans la collaboration H.E.S.S.. Il s'inspire grandement de ce qui a été présenté dans [13]. La méthode du calcul des moments de Hillas des images enregistrées par les caméras est d'abord introduite. La méthode utilisant un modèle semi-analytique de développement des gerbes, et qui prédit les caractéristiques des images attendues, est ensuite abordée. La combinaison de ces deux méthodes permet un rejet puissant du bruit de fond hadronique et sera utilisée dans la suite pour les différentes analyses de données qui seront exposées dans ce manuscrit. Une troisième méthode de sélection et de reconstruction des paramètres des photons γ suppose que la gerbe a la forme d'un ellipsoïde de révolution autour de la direction d'arrivée du γ incident. Celle-ci ne sera pas décrite ici, mais sa description et ses performances sont présentées dans [18]. Toutes ces procédures utilisent les méthodes d'estimation du bruit de fond hadronique résiduel et le calcul des significativités discutés dans les sections 4.3 et 4.5.

4.1 Sélection et reconstruction des photons γ

4.1.1 Simulations

En l'absence de faisceau test, les simulations des gerbes atmosphériques et les simulations du détecteur sont à la base des méthodes de rejet du bruit de fond hadronique et de l'étalonnage absolu en énergie. Les simulations des gerbes initiées par des photons γ sont primordiales pour la détection et la reconstruction spectrale des sources. Les simulations de gerbes hadroniques sont elles utilisées pour valider le comportement du détecteur en les comparant aux données brutes qui contiennent principalement des événements initiés par des rayons cosmiques.

Les simulations de gerbes dans l'atmosphère reposent sur la technique Monte-Carlo et font intervenir les différents processus d'interaction des particules créées dans les gerbes (pertes d'énergies par ionisation, bremsstrahlung, annihilation e^+/e^- , diffusion inélastique des particules...). Plusieurs générateurs de gerbes sont utilisés dans la collaboration H.E.S.S., en particulier CORSIKA et

¹Actuellement, le taux de déclenchement stéréoscopique de H.E.S.S. se situe plutôt aux alentours de 250 Hz au zénith, à cause de la dégradation des miroirs optiques.

KASCADE (ce dernier étant utilisé par la partie française de la collaboration). Le modèle d'atmosphère utilisé est basé sur des profils de température et de pression mesurés en ballon à Windhoek entre janvier et juin 1999. Les variations atmosphériques saisonnières induisent des différences sur la densité de lumière Cherenkov au sol de l'ordre de 15-20%. Plus de détails sur la simulation des gerbes atmosphériques pour l'analyse des données sont disponibles dans [15].

Un autre aspect essentiel de la simulation est la modélisation du détecteur. Celle-ci prend en compte la réflexion des photons par les miroirs, leur conversion en signal électrique par les photomultiplicateurs et le traitement de ces signaux dans l'électronique d'acquisition. La simulation détaillée du détecteur est présentée en détails dans [15].

4.1.2 Les caractéristiques des images sur les caméras

La figure 4.1 présente des images Cherenkov réelles, obtenues dans les caméras de H.E.S.S.. Les événements du haut sont des candidats γ . Leurs images ont une forme elliptique, dont l'axe principal pointe vers la direction d'arrivée du γ primaire. Cette morphologie est caractéristique des gerbes électro-magnétiques qui se développent dans l'atmosphère. L'extension radiale de la gerbe initiée par le γ croît jusqu'à un certain maximum, où la densité de photons Cherenkov émis est maximale, puis décroît lorsque la profondeur d'atmosphère traversée augmente. La distribution latérale des particules chargées est dominée par les diffusions multiples mais la gerbe reste collimatée le long de l'axe de développement (c'est-à-dire la direction du γ primaire). La distribution angulaire des photons Cherenkov collectés par le télescope reflète la position angulaire des e^+/e^- de la gerbe au-dessus du seuil d'émission Cherenkov.

Les événements du bas de la figure 4.1 ne sont a priori pas des événements γ . La première image est plus étalée et diffuse que pour une image de photon γ . Ceci reflète la présence de plusieurs composantes dans le développement de la gerbe, ce qui est typique des gerbes hadroniques. La seconde image montre deux anneaux issus de l'émission Cherenkov de muons ayant traversé les miroirs. L'observation de muons signe la présence de hadrons dans la gerbe.

4.1.3 Les méthodes de sélection des γ

La méthode de Hillas

Les images de gerbes électro-magnétiques sont de formes elliptiques, alors que celles correspondant à des gerbes hadroniques sont diffuses et morcelées. La méthode d'analyse la plus simple consiste donc à mettre au point des variables discriminantes reposant sur les caractéristiques géométriques des images dans la caméra. A.M. Hillas a développé en 1985 une méthode de ce type pour l'analyse des données de l'expérience WHIPPLE [19]. Celle-ci consiste à calculer les moments géométriques de l'image de la gerbe (qu'elle soit hadronique ou électro-magnétique) en supposant que celle-ci soit une ellipse et que les intensités suivant le grand axe et le petit axe soient distribuées de manière Gaussienne. Les différents paramètres calculés sont illustrés sur la figure 4.2 :

- la demi-longueur de l'image σ_L
- la demi-largeur de l'image σ_1
- la distance D du barycentre de l'image à la position théorique (direction pointée) de la source sur la caméra
- l'amplitude totale de l'image (i.e. la somme des charges respectives de chaque pixel touché dans la caméra)
- l'angle α formé par le grand axe de l'ellipse et l'axe reliant le barycentre de l'image à la position reconstruite de la source dans la caméra²
- l'angle θ , distance angulaire entre la position reconstruite de la source dans la caméra et sa position théorique
- les moments d'ordre 3 qui donnent des informations sur l'asymétrie de l'image

²Ce paramètre est uniquement utilisé en mode mono-télescope, quand la position théorique de la source dans la caméra est connue.

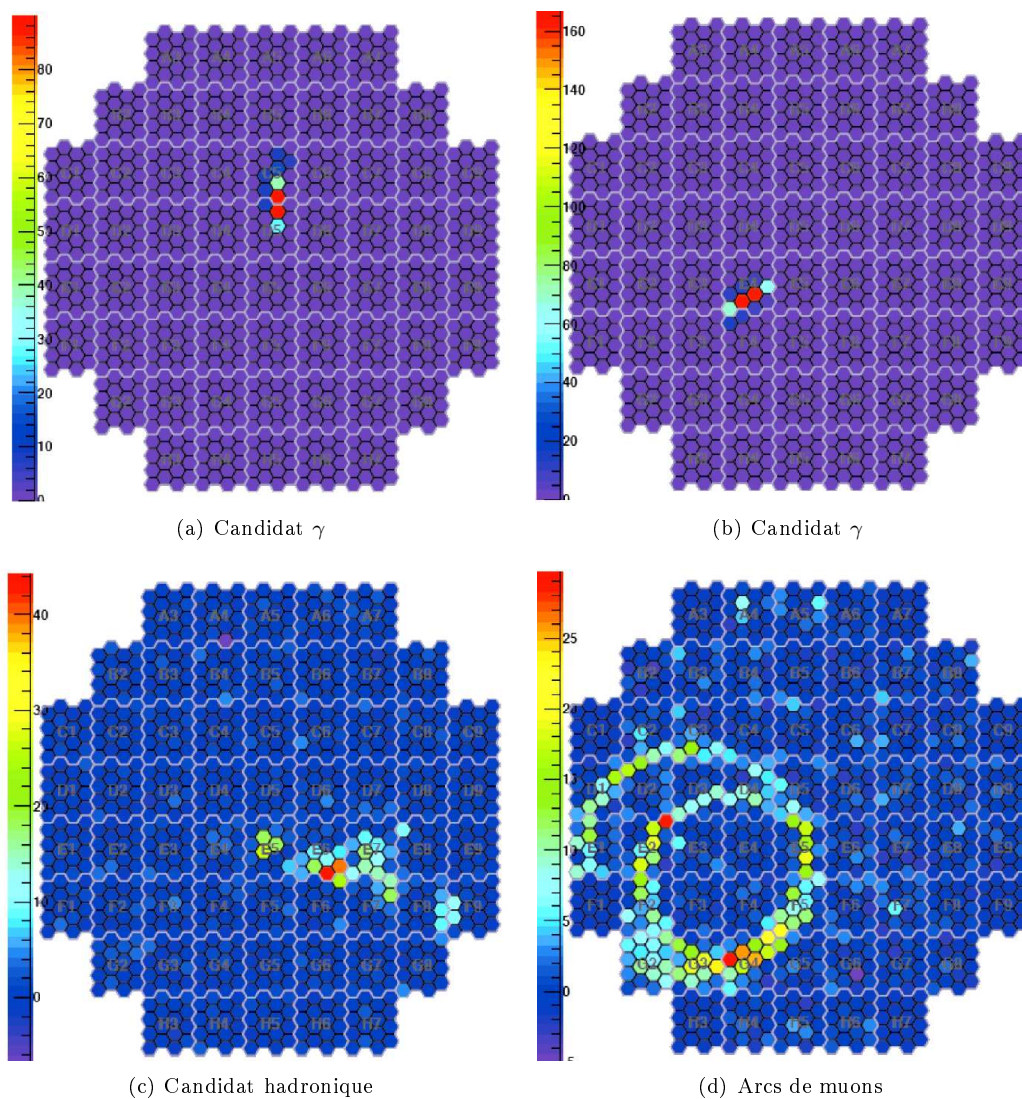


FIG. 4.1 – Exemples d’images Cherenkov de gerbes atmosphériques observées dans les données de H.E.S.S.. En (a) et (b), deux candidats d’images initiées par des photons γ . En (c), image provenant probablement d’une gerbe hadronique. En (d), image de deux arcs de muons signant la présence d’une interaction hadronique. L’échelle de couleur représente le nombre de photo-électrons dans les pixels de la caméra. Images tirées de [13].

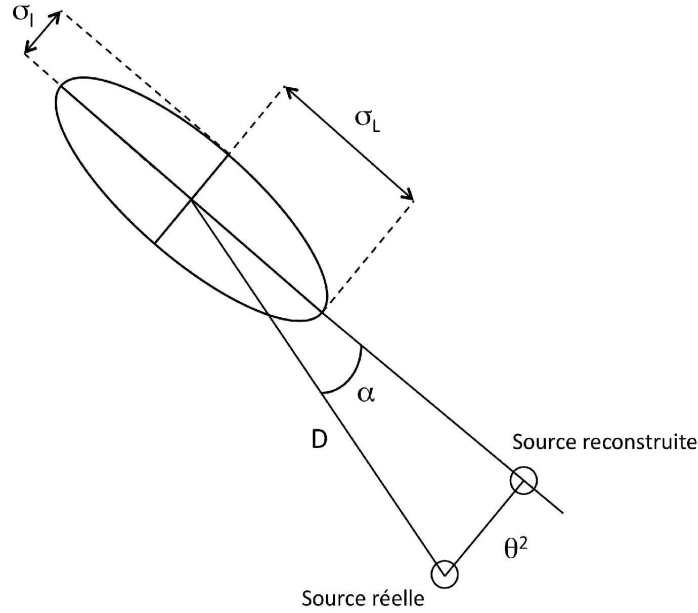


FIG. 4.2 – **Illustration des paramètres de Hillas pour une image elliptique.** Les définitions des paramètres sont données dans la section 4.1.3.

Pour l'analyse stéréoscopique des données de H.E.S.S., de nouvelles informations peuvent être déterminées géométriquement : la direction du photon γ primaire ayant initié la gerbe, et la position de l'impact au sol (appelé paramètre d'impact).

Afin de tenir compte des fluctuations dans l'émission des photons Cherenkov lors du développement de la gerbe, les paramètres des différentes images obtenues sont renormalisés à la valeur moyenne attendue pour un événement γ de même amplitude, de même angle zénithal et de même paramètre d'impact reconstruit. Cette méthode a été initialement mise au point pour l'analyse des données de l'expérience HEGRA[20], et est utilisée par la collaboration H.E.S.S.. Pour un paramètre P , le paramètre renormalisé P_R est :

$$P_R = \frac{P - \bar{P}}{\sigma_P}, \quad (4.1)$$

où la moyenne \bar{P} et la largeur σ_P de la distribution du paramètre P sont obtenues à partir de simulations de γ . La figure 4.3 compare les distributions des largeurs renormalisées pour des simulations de photons γ , pour des simulations de protons et pour les données 2003-2005 prises en direction de la nébuleuse du Crabe [21]. Les différences entre la distribution du bruit hadronique et la distribution des γ donne un aperçu du pouvoir discriminant des paramètres de Hillas renormalisés. Les coupures recommandées pour ces paramètres sont obtenues par simulations et sont déterminées de telle sorte que le rapport signal sur bruit soit maximisé. Celles-ci sont indiquées dans le tableau 4.1. Les paramètres P_{σ_1} et P_{σ_L} sont corrélés pour des données contenant majoritairement des événements de bruit de fond, alors qu'ils ne le sont pas pour des γ simulés. L'analyse de Hillas, pour la discrimination γ /hadron, s'appuie donc sur une combinaison de ces deux paramètres P_{Hillas} définie par :

$$P_{\text{Hillas}} = \frac{P_{\sigma_1} + P_{\sigma_L}}{\sqrt{2}} \quad (4.2)$$

Avec cette méthode d'analyse, l'énergie des événements γ sélectionnés est déterminée grâce à des tables. Un grand nombre de photons γ est simulé avec des énergies fixées, dans différents

intervalles d'angle zénithal. L'énergie moyenne des γ reconstruits est alors calculée par intervalles d'angle zénithal, d'amplitude des images et de paramètre d'impact reconstruit, puis stockée dans ces tables. A partir du calcul de l'amplitude de l'image et du paramètre d'impact reconstruit sur les données réelles, on estime alors l'énergie de l'événement en lisant la table. En stéréoscopie, l'énergie reconstruite pour l'événement sélectionné est alors la moyenne des valeurs estimées pour chaque télescope ayant déclenché. La méthode de Hillas est plus amplement décrite dans [21].

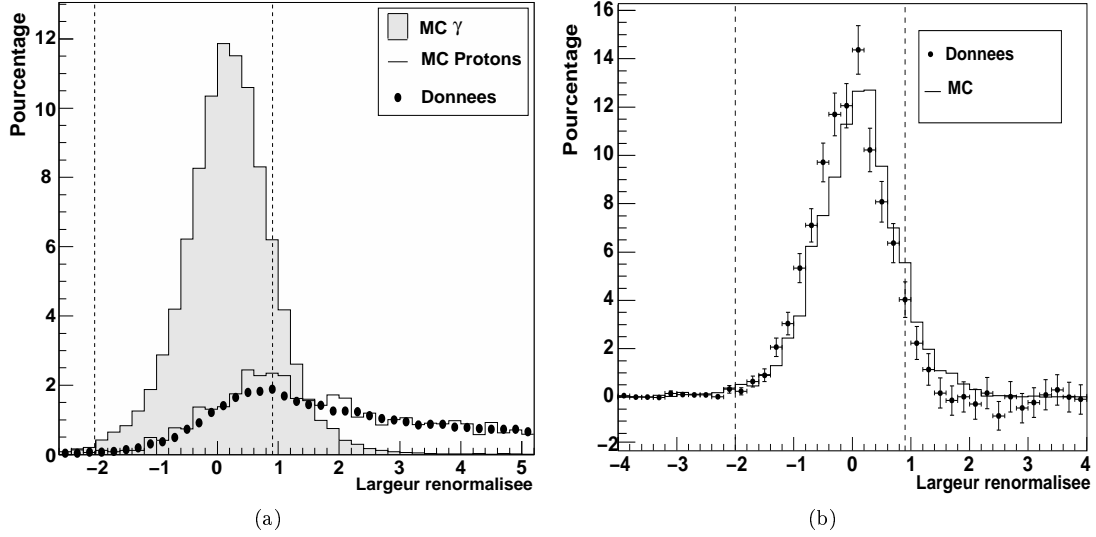


FIG. 4.3 – Comparaison des distributions des largeurs renormalisées pour des simulations Monte-Carlo de photons γ et de protons. Les lignes pointillées verticales représentent les coupures recommandées pour le paramètre P_{σ_1} (voir tableau 4.1). (a) Comparaison entre des simulations de photons γ (spectre en loi de puissance d'indice $\Gamma = 2,6$) et de protons (spectre en loi de puissance d'indice $\Gamma = 2,7$). Les points noirs représentent les observations 2003-2005 de la nébuleuse du Crabe, sans aucune sélection des candidats γ . Les données suivent bien le bruit de fond de protons, ce qui prouve que celles-ci sont bien dominées par le bruit de fond hadronique. (b) Comparaison entre la distribution des γ simulées et des données du Crabe après sélection des candidats γ et soustraction du bruit de fond hadronique résiduel (voir paragraphe 4.3). Figures adaptées de [21].

L'analyse par modèle semi-analytique

L'analyse par modèle semi-analytique est basée sur un modèle qui prédit la distribution de la lumière Cherenkov émise par une gerbe électro-magnétique dans le plan focal des caméras. Cette méthode a été initialement développée pour l'analyse des données de l'expérience CAT [22, 23], et a été étendue pour l'expérience H.E.S.S.. Plusieurs caractéristiques de la gerbe sont modélisées, comme la dépendance du nombre de particules (e^+/e^-) en fonction de la profondeur atmosphérique, leur spectre en énergie et leurs distributions longitudinales, latérales et angulaires par rapport à l'axe de la gerbe. Cette modélisation passe par des simulations Monte-Carlo pour ajuster les paramètres de la gerbe. Les caractéristiques de l'atmosphère sont aussi prises en compte, telles que le profil de densité, l'absorption dans le domaine optique³ et les propriétés de l'émission Cherenkov. L'asynchronisme des miroirs et leur réflectivité, l'efficacité quantique des photo-multiplieurs et la fenêtre d'intégration du signal sont aussi considérés. Plus de détails sur la modélisation du développement des gerbes électro-magnétiques sont disponibles dans [24, 13]. Le modèle semi-analytique permet de prédire la quantité de lumière Cherenkov μ_i attendue dans le pixel i de la caméra. Cette quantité de lumière dépend de plusieurs paramètres qui sont :

³La majorité des photons Cherenkov émis ont leur spectre qui se situe dans le bleu.

- l'énergie E_γ du photon γ primaire
- le paramètre d'impact (X_γ, Y_γ) de la gerbe initiée le photon γ primaire
- l'angle zénithal $\theta_{z,\gamma}$ du photon γ primaire
- l'angle azimutal ϕ_γ du photon γ par rapport à la direction de pointé du télescope
- la réponse du photo-multiplicateur à un photon unique σ_γ (celle-ci étant prise la même pour chaque pixel de la caméra)
- la largeur du piédestal $\sigma_{p,i}$ du pixel i

Ce dernier paramètre compte la lumière parasite qui tombe dans les pixels et qui est due au bruit de fond du ciel (NSB) et au bruit de fond électronique. L'estimation des piédestaux dans chaque pixel est décrite dans [13]. Une fonction de vraisemblance est alors calculée à partir du signal x_i vu par chaque pixel i de la caméra :

$$L = \prod_i f(x_i, \mu_i, \sigma_{p,i}, \sigma_\gamma), \quad (4.3)$$

où $f(x_i, \mu_i, \sigma_{p,i}, \sigma_\gamma)$ est la probabilité d'observer un signal x_i dans le pixel i avec un piédestal $\sigma_{p,i}$ et une réponse à un photon unique σ_γ , lorsqu'un signal μ_i y est attendu. C'est la convolution de la distribution Poissonienne du nombre de photo-électrons avec la résolution σ_γ des photo-multiplicateurs. Les pixels non-opérationnels ne sont pas inclus dans le calcul de la fonction de vraisemblance. Leur fonction de probabilité est prise égale à un.

Pour un événement ayant déclenché les télescopes, la maximisation de la fonction de vraisemblance donne les valeurs de $E_\gamma, X_\gamma, Y_\gamma, \theta_{z,\gamma}, \phi_\gamma$ qui ajustent le mieux le modèle à l'image réelle. Le paramètre de qualité de l'ajustement, G , est alors utilisé pour sélectionner les candidats γ et rejeter le bruit de fond hadronique :

$$G = \frac{\ln L - \overline{\ln L}}{\sqrt{2N_{\text{dof}}}}, \quad (4.4)$$

où $N_{\text{dof}} = N_{\text{pixels}} - 5$ est le nombre de degrés de liberté de l'ajustement des 5 paramètres par maximum de vraisemblance. Le choix de G provient d'un calcul analytique de la moyenne du logarithme de la fonction de vraisemblance $\overline{\ln L}$. La distribution de $\overline{\ln L}$ suit en effet une loi du χ^2 à N_{dof} degrés de liberté. La distribution attendue pour le paramètre G doit donc être proche d'une fonction Gaussienne de moyenne 0 et de largeur 1.

Pour prendre en compte les fluctuations dans l'émission Cherenkov lors du développement de la gerbe, le paramètre G est renormalisé de la même manière que pour les paramètres de Hillas (voir paragraphe précédent). De la même façon, la valeur moyenne et la variance du paramètre renormalisé P_G sont stockés dans des tables en fonction de l'énergie du photon γ primaire, du paramètre d'impact de la gerbe et de l'amplitude de l'image sur la caméra. La figure 4.4 illustre la capacité de sélection du paramètre G renormalisé, pour des données prises sur la nébuleuse du Crabe. Comme pour les paramètres de Hillas, les coupures recommandées pour ce paramètre sont déterminées par simulations. Celles-ci sont indiquées dans le tableau 4.1.

Analyse	P_R
Hillas	$-2 \leq P_{\sigma_L} \leq 2, -2 \leq P_{\sigma_1} \leq 0,9$
Modèle semi-analytique	$-2 \leq P_G \leq 0,9$
Combinaison Hillas/Modèle	$-2 \leq CC \leq 0,9$

TAB. 4.1 – Coupures recommandées pour la recherche de sources ponctuelles avec l'analyse par la méthode de Hillas, l'analyse par modèle semi-analytique et l'analyse combinant ces deux dernières méthodes.

La combinaison de la méthode de Hillas et du modèle semi-analytique

Les distributions du paramètre de Hillas combiné P_{Hillas} et du paramètre P_G sont corrélées pour des données contenant majoritairement du bruit de fond hadronique, ce qui indique qu'en

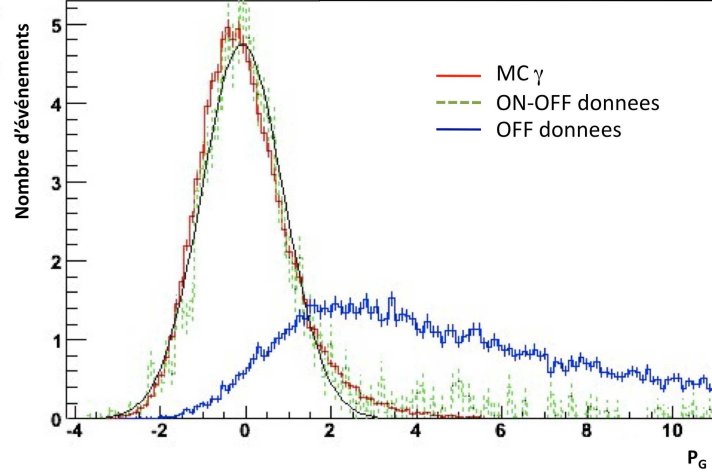


FIG. 4.4 – Distributions du paramètre G renormalisé pour des photons γ simulés suivant une loi de puissance d'indice 2,6, et pour des vraies données. Les données ont été prises sur la nébuleuse du Crabe. La courbe rouge montre la distribution de P_G pour des photons γ simulés suivant une loi de puissance d'indice $\Gamma = -2,6$. La courbe bleue montre cette même distribution pour des événements avant analyse dans les données du Crabe (majoritairement du bruit de fond hadronique), et la courbe pointillée verte montre la distribution de P_G pour les données après sélection des candidats γ et soustraction du bruit de fond hadronique résiduel (paragraphe 4.3).

combinant ces deux variables, il est possible de gagner un facteur de rejet supplémentaire. En effet, ces distributions ne présentent aucune corrélation pour des γ simulés. Le paramètre "Combined Cut" (CC) est alors défini par une combinaison linéaire de P_{Hillas} et de P_G :

$$CC = \frac{P_{\text{Hillas}} + P_G}{\sqrt{2}} \quad (4.5)$$

Le tableau 4.2 compare les résultats de sélection des candidats γ pour l'analyse de Hillas, l'analyse par modèle semi-analytique, et pour la combinaison de ces deux méthodes. Les données analysées correspondent à 11 heures d'observations de la nébuleuse du Crabe. L'efficacité γ de chacune de ces trois méthodes est similaire. Le rejet du bruit de fond, ainsi que le rapport S/\sqrt{B} sont bien meilleurs pour la méthode combinant Hillas et modèle semi-analytique. Cette dernière méthode est en outre très bien adaptée pour la recherche et l'étude de sources de faible intensité.

Les coupures secondaires

Des coupures secondaires sont souvent utilisées en complément des coupures habituelles pour le rejet des hadrons. Celles-ci comprennent :

- **le nombre minimum de télescopes ayant déclenchés** N_{tel} . La sélection d'un candidat γ nécessite qu'au moins 2 télescopes parmi les 4 aient déclenché sur l'événement. Néanmoins, cette sélection peut se faire pour un déclenchement de 3 ou 4 télescopes. Dans ce cas, l'estimation de l'énergie et de la direction d'arrivée des candidats γ sélectionnés est plus précise.
- **l'amplitude de l'image**. La sélection habituelle des candidats γ se fait sur des images dont la charge est supérieure à 60 photo-électrons. Augmenter la valeur de la coupure sur cette charge aura pour effet d'améliorer le rejet des hadrons, mais augmentera le seuil en énergie après analyse.

- **la profondeur de première interaction h des gerbes (en longueurs de radiation).** Les distributions de cette quantité sont différentes pour les γ et les hadrons. Celle-ci peut-être alors utilisée comme variable discriminante pour gagner un peu en rejet. La coupure recommandée (obtenue par simulation de γ et de protons) est : $-1 \leq h \leq 4$.
- **la distance du barycentre de l'image au centre de la caméra, ou distance nominale.** Une coupure sur cette quantité est généralement appliquée pour rejeter les images tombant en bord de caméra. Ceci permet d'éviter une mauvaise reconstruction de la direction d'arrivée et de l'énergie de la gerbe correspondante.
- **l'incertitude sur la direction d'arrivée reconstruite des candidats γ sélectionnés.** Une coupure sur cette quantité peut-être appliquée pour des études de précision sur la morphologie des sources. En effet, non seulement l'analyse par modèle semi-analytique fournit par ajustement la valeur de la direction d'arrivée de la particule primaire, mais aussi les incertitudes sur cette valeur.
- **le niveau de bruit de fond du ciel dans la direction du candidat γ sélectionné.** L'analyse par modèle semi-analytique peut en effet comparer l'image enregistrée à l'hypothèse d'une image composée uniquement de photons issu du bruit de fond du ciel. Ceci est fait en posant $\mu_i = 0$ dans l'équation 4.3 et en calculant la valeur de la fonction de vraisemblance associée. Une coupure sur la valeur de cette fonction de vraisemblance peut limiter d'avantage les effets du bruit de fond du ciel, surtout dans le cas où celui-ci n'est pas homogène dans le champ de vue.

Analyse	N_γ	Bruit de fond hadronique résiduel	σ
Hillas	1979	254	38,9
Modèle semi-analytique	2725	481	41,6
Combinaison Hillas/Modèle	2587	225	48,2

TAB. 4.2 – Comparaison des performances des différentes méthodes d'analyse sur des données prises en direction de la nébuleuse du Crabe. Les coupures utilisées pour chacune des méthodes d'analyse sont les coupures standards recommandées (tableau 4.1). N_γ est le nombre de candidats γ compté dans une région circulaire de $0,14^\circ$ de rayon et centrée sur la position de la source (région ON). Le bruit de fond hadronique résiduel est le nombre de candidats γ renormalisé et compté avec la méthode de l'anneau complet (voir paragraphe 4.3). La quantité σ est la significativité de l'excès de photons γ (voir paragraphe 4.5). Chiffres tirés de [25].

4.2 L'estimation de l'acceptance aux photons γ

Le terme *acceptance* désigne l'efficacité de l'instrument à collecter des photons γ . Celle-ci n'est pas homogène sur tout le champ de vue couvert par les caméras et dépend de plusieurs effets instrumentaux (comme l'inhomogénéité de la réponse de la caméra elle-même, de la réflectivité des miroirs, ...). Pour corriger de ces effets instrumentaux, une estimation précise de l'acceptance aux photons γ est essentielle dans l'analyse des données. Les méthodes utilisées dans la collaboration H.E.S.S. calculent d'abord l'acceptance sur la caméra, puis la convertissent en une acceptance sur le champ de vue. La difficulté réside dans le fait que l'acceptance sur le champ de vue est impossible à estimer dans les régions où une source est présente. En effet, il faut que la réponse de l'instrument soit mesurée sur un champ de vue où le "bruit de fond de photons γ " soit homogène. Deux méthodes d'estimation de l'acceptance sont utilisées pour "contourner" cette difficulté : une première méthode suppose que la réponse de la caméra est symétrique par rapport au centre, et une deuxième méthode utilise les candidats γ et les événements rejetés.

4.2.1 Le calcul de l'acceptance radiale

La figure 4.5 illustre la méthode du calcul de l'acceptance radiale. Elle repose sur le fait qu'en présence d'une source dans le champ de vue, l'acceptance dans la région d'exclusion⁴ est estimée en supposant que la réponse de la caméra est symétrique par rapport au centre. Un poids w correspondant à chaque candidat γ est alors calculé. Ce poids est défini par :

$$w = \frac{\pi}{\pi - \theta}, \quad (4.6)$$

où l'angle θ est expliqué sur la figure 4.5. Pour un candidat γ dont le cercle de rayon r (r est la distance angulaire de sa direction d'arrivée reconstruite par rapport au centre de la caméra) n'intersecte pas la région d'exclusion, le poids attribué à cet événement est 1. Dans le cas contraire, le candidat γ se voit attribué un poids w d'autant plus grand que r est proche de r_0 (r_0 est la distance angulaire de la source par rapport au centre de la caméra).

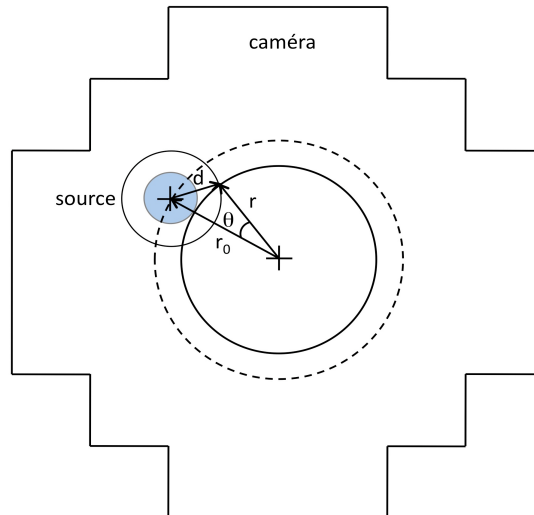


FIG. 4.5 – **Illustration de la méthode du calcul de l'acceptance radiale.** La distance d'un candidat γ au centre de la caméra est désignée par r , et celle séparant la position de la source au centre de la caméra est désignée par r_0 . La taille de la région d'exclusion autour de la source est dénoté par d .

Le gros avantage de cette méthode est que l'on peut l'appliquer sur un run de données unique, i.e. il n'est pas nécessaire d'accumuler beaucoup de données pour calculer l'acceptance (ce qui n'est pas le cas de la méthode de l'acceptance bidimensionnelle). Néanmoins, l'hypothèse que la réponse de la caméra est symétrique par rapport au centre n'est pas strictement vraie. En effet, la réponse de la caméra n'est pas exactement homogène, à cause par exemple de la présence de pixels non-opérationnels, et du fait que tout les pixels ne répondent pas de la même manière. Un autre inconvénient de cette méthode est lorsque plusieurs sources sont présentes dans le champ de vue, ce qui rend le calcul des poids beaucoup plus laborieux. Un exemple de calcul d'acceptance selon cette méthode est présenté dans le chapitre 13 sur la recherche des trous noirs primordiaux.

⁴Le terme région d'exclusion est expliqué dans le paragraphe suivant. C'est une zone entourant la région source, le plus souvent circulaire, qui ne peut pas être utilisée pour l'estimation du bruit de fond hadronique résiduel.

4.2.2 Le calcul de l'acceptance bidimensionnelle

Le calcul de l'acceptance bidimensionnelle remédie aux désavantages liés au calcul de l'acceptance radiale. Cependant, cette méthode nécessite beaucoup d'événements, pour limiter les fluctuations Poissonniennes du bruit de fond de photons γ .

Tout d'abord, une *carte d'exposition* est calculée dans le système des coordonnées de la caméra. La figure 4.6 illustre la procédure pour le calcul de cette *carte d'exposition*. Pour un run de données, les cartes des événements rejetés (les événements de bruit de fond) sont tracées, avec et sans les régions d'exclusions autour de la position des sources. Ces deux cartes sont ensuite sommées séparément sur l'ensemble des runs de données correspondant au champ de vue de la caméra. Le rapport des deux cartes résultantes est alors une mesure de la carte d'exposition pour ce run, c'est-à-dire la fraction du temps d'observation que passe chaque pixel de la caméra hors de la zone d'exclusion. Dans le cas d'un seul run de données, la carte d'exposition serait à 1 partout sauf dans les zones d'exclusion où elle serait à zéro. Pour plusieurs runs de données, la fraction de temps passée serait une valeur intermédiaire entre 0 et 1 dans la zone d'exclusion, à cause du mouvement des sources dans la caméra lors des prises de données. Ceci est illustré sur la carte d'exposition montrée en figure 4.6.

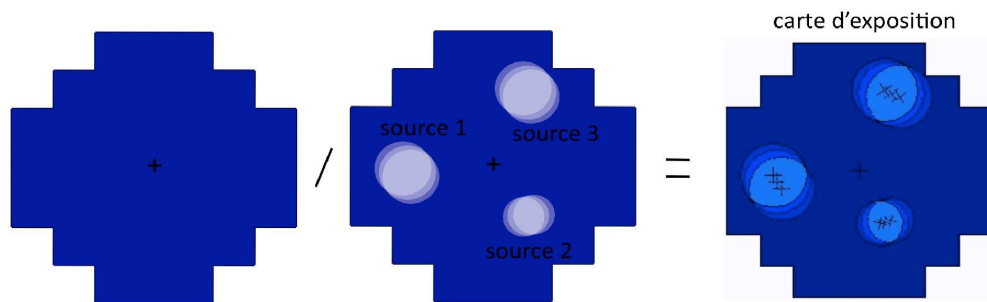


FIG. 4.6 – Schéma illustrant le calcul de la carte d'exposition dans l'estimation de l'acceptance bidimensionnelle. La carte d'exposition est estimée avec les événements de bruit de fond (voir texte pour plus de détails).

La carte des candidats γ , dont la direction d'arrivée reconstruite ne tombe pas dans la région d'exclusion, est calculée pour chaque run de données. Les cartes obtenues sont sommées pour donner la carte des candidats γ montrée en figure 4.7. Cette carte, divisée par la carte d'exposition précédemment obtenue, est par définition la carte d'acceptance aux événements γ . La procédure de calcul de l'acceptance bidimensionnelle peut être aussi bien appliquée aux candidats γ (calcul de l'acceptance aux γ), qu'aux événements n'ayant pas passés les coupures de sélection (calcul de l'acceptance aux hadrons). Une fois cette carte d'acceptance obtenue dans le système des coordonnées de la caméra, celle-ci est convertie dans le système de coordonnées du champ de vue.

4.3 Les méthodes d'estimation du bruit de fond

Les méthodes de sélection des candidats γ ne permettent pas de s'affranchir complètement du bruit de fond hadronique. Pour estimer ce bruit de fond résiduel, plusieurs stratégies existent. Toutes (à une exception près) estiment le bruit de fond à partir d'une région du champ de vue dont la position spatiale est différente de la région supposée contenir la source. Une autre méthode calcule le bruit de fond en utilisant les événements n'ayant pas passés les critères de sélection des

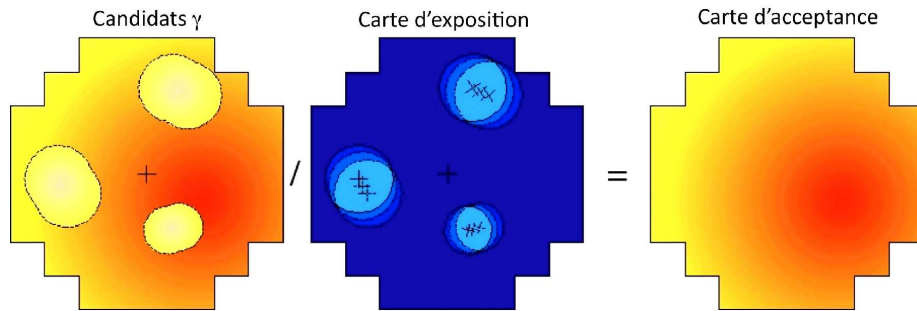


FIG. 4.7 – Schéma illustrant le calcul de la carte d'acceptance bidimensionnelle. Ce calcul utilise les cartes des candidats γ et la carte d'exposition (voir texte pour plus de détails).

candidats γ .

4.3.1 Les méthodes dites "ON-OFF"

Une région ON est définie de telle sorte qu'elle soit centrée sur la position de la source, et dont la taille est de l'ordre de l'extension supposée de la source⁵. Les candidats γ dont les directions d'arrivée reconstruites se situent dans la région ON sont soit de véritables photons γ (si la source est émettrice), soit des événements de bruit de fond résiduels. Pour estimer ce bruit de fond, des régions de contrôles, dites OFF, sont définies. Les différentes méthodes d'estimation du bruit de fond se distinguent par la définition de ces régions de contrôle. Néanmoins, celles-ci doivent être choisies de telle sorte que les conditions d'observations et l'acceptance soient le plus semblables possible. Le bruit de fond est alors estimé à partir des candidats γ dont la direction d'arrivée est reconstruite dans les régions OFF.

La stratégie d'observation lors de la prise de données consiste à décaler la source dans le champ de vue des caméras. Cette stratégie est appelée "*Wobble*" (voir paragraphe 3.5), et permet l'estimation du bruit de fond hadronique résiduel dans des conditions d'observations qui sont strictement identiques pour les régions ON et OFF. Plusieurs géométries peuvent être utilisées pour la définition de la région OFF. D'autre part, plusieurs régions OFF de géométries identiques peuvent être définies dans le champ de vue. Pour que l'acceptance dans les régions ON et OFF soient similaires, les régions OFF doivent toutes être situées à la même distance du centre du champ de vue que la région ON⁶. La figure 4.8 illustre schématiquement les différentes méthodes d'estimation du bruit de fond :

- **région miroir** : une zone test circulaire est positionnée sur le point anti-source (symétrique du point source par rapport au centre du champ de vue)
- **régions OFF multiples** : plusieurs zones tests circulaires réparties sur un cercle, dont le centre est le centre du champ de vue, et dont le rayon est le décalage de la source par rapport au centre du champ de vue. Les régions OFF sont adjacentes et leur nombre dépend du décalage de la région ON par rapport au centre du champ de vue.
- **région en segment d'anneau** : une partie de l'anneau centré sur le centre du champ de vue et dont le rayon est égal au décalage de la source dans le champ de vue.

⁵Pour des sources ponctuelles, la taille de la région ON a été optimisée de telle sorte que la significativité du signal provenant de la source soit maximale : elle est de $0,11^\circ$ et correspond à la taille de la PSF contenant 68% des événements $r_{68\%}$. Pour des sources étendues, la taille de la région ON est donnée par la convolution de l'extension de la source et de la résolution angulaire.

⁶Ceci suppose que l'acceptance des caméras de H.E.S.S. est symétrique par rotation autour du centre du champ de vue, ce qui n'est pas strictement le cas.

- **anneau complet** : anneau centré sur la position de la source, utilisé principalement dans les cas où la source est trop proche du centre du champ de vue pour pouvoir définir les régions OFF précédentes. Cette méthode est utilisée dans l'analyse des données du Centre Galactique.

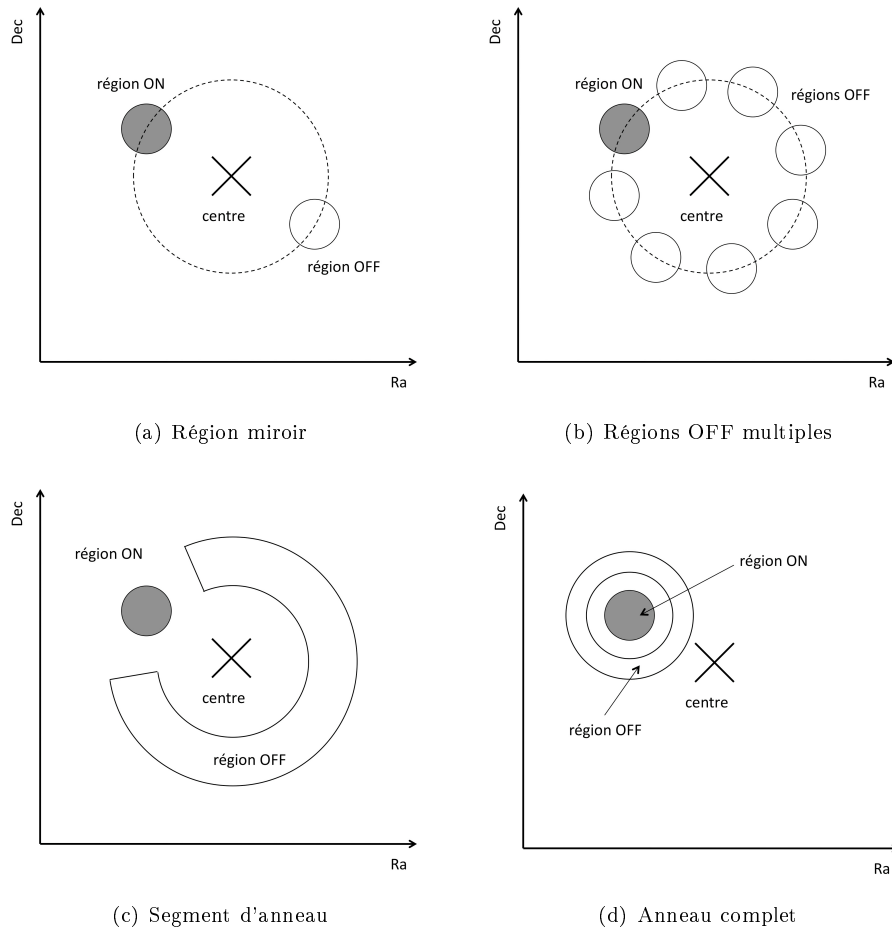


FIG. 4.8 – Les définitions des régions OFF pour estimer le bruit de fond hadronique résiduel dans les méthodes "ON-OFF". La région ON (source) est indiquée en grisé, la (les) région(s) OFF en blanc.

En pratique, une zone dite d'exclusion est définie autour de la région ON. C'est une zone dans laquelle on ne peut définir une région OFF, où avec laquelle aucune région OFF ne peut s'intersecter. A cause de la résolution angulaire de l'instrument, les événements γ en provenance de la source sont dispersés autour de la position réelle. La zone d'exclusion permet d'éviter que la direction reconstruite d'un événement γ provenant de la source ne tombe dans une région OFF. Pour ces méthodes, l'estimation du bruit de fond doit prendre en compte le rapport des surfaces des régions ON et OFF. Les erreurs statistiques sur le bruit de fond estimé sont d'autant plus petites que la surface totale des régions OFF est grande. De plus, l'acceptance de l'instrument n'est pas symétrique par rapport au centre de la caméra, ce qui nécessite de corriger⁷ des (petites) différences dans les acceptances ON et OFF. Le nombre de candidats γ en excès par rapport au

⁷Cette correction n'est pas nécessaire si l'acceptance est estimée avec la méthode du calcul de l'acceptance radiale.

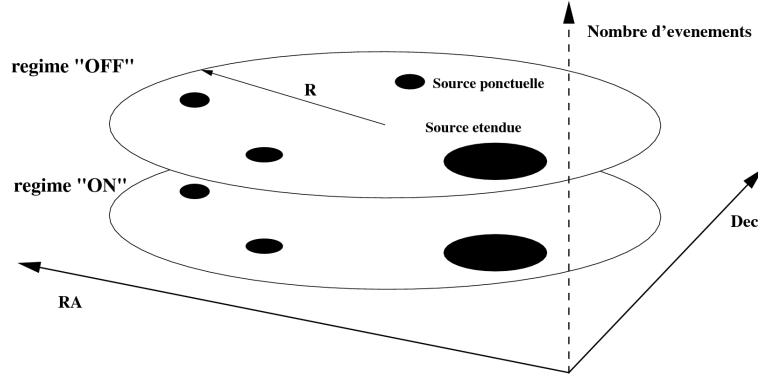


FIG. 4.9 – La méthode "template" d'estimation du bruit de fond hadronique résiduel. Les régions ON et OFF sont spatialement les mêmes, mais définies de manière différentes dans l'espace des coupures de sélection des candidats γ . R indique la taille du champ de vue. Figure adaptée de [27].

bruit de fond est alors défini par :

$$n_{\gamma} = n_{\text{ON}} - \alpha n_{\text{OFF}} \quad (4.7)$$

où n_{ON} compte le nombre de candidats γ dans la région source et n_{OFF} compte le nombre de candidats γ dans la (les) région(s) OFF. Le facteur de normalisation α corrige n_{OFF} du rapport des surfaces de la région ON et de la région OFF, et prend en compte les différences d'acceptance dans ces deux régions. Les comparaisons des différentes définitions de la région OFF pour la modélisation du bruit de fond sont discutées dans [26].

4.3.2 La méthode dite "template"

Au lieu de choisir une région spatialement différente de la région source, une autre approche consiste à utiliser les événements n'ayant pas passé les critères de sélection des candidats γ pour estimer le bruit de fond. Cette méthode fonctionne aussi bien pour l'analyse de Hillas que pour l'analyse par modélisation semi-analytique des images. Elle illustrée sur la figure 4.9. Après avoir défini un régime "OFF" dans l'espace des coupures (i.e. une région de l'espace des coupures pour laquelle l'événement est un événement de bruit de fond), le nombre n_{OFF} d'événements appartenant à ce régime de bruit de fond, *et dont la direction d'arrivée reconstruite tombe dans la région ON du champ de vue*, est compté. L'excès de candidats γ par rapport au bruit de fond est alors défini de la même façon que pour les méthodes "ON-OFF" (eq. 4.7), à ceci près que n_{OFF} compte le nombre d'événements de bruit de fond dans l'espace des coupures. Le facteur de normalisation α prend ici en compte les différences d'acceptance entre les régimes "ON" et "OFF" de l'espace des coupures⁸.

La méthode "template" est bien adaptée pour la recherche de source dans le champ de vue, c'est-à-dire dans le cas où ni la position, ni l'extension de la source ne sont connues. Celle-ci sera utilisée pour l'analyse des données de la galaxie naine Canis Major (voir chapitre 17). Cependant, cette méthode a le désavantage de nécessiter l'estimation de l'acceptance aux événements hadroniques (en plus de l'estimation de l'acceptance aux événements γ , déjà nécessaire pour les méthodes "ON-OFF"), ce qui peut potentiellement augmenter les incertitudes systématiques liées aux calculs des acceptances. La méthode template est décrite plus en détails dans [27].

⁸La réponse de l'instrument est en effet différente pour des événements γ et pour des événements hadron.

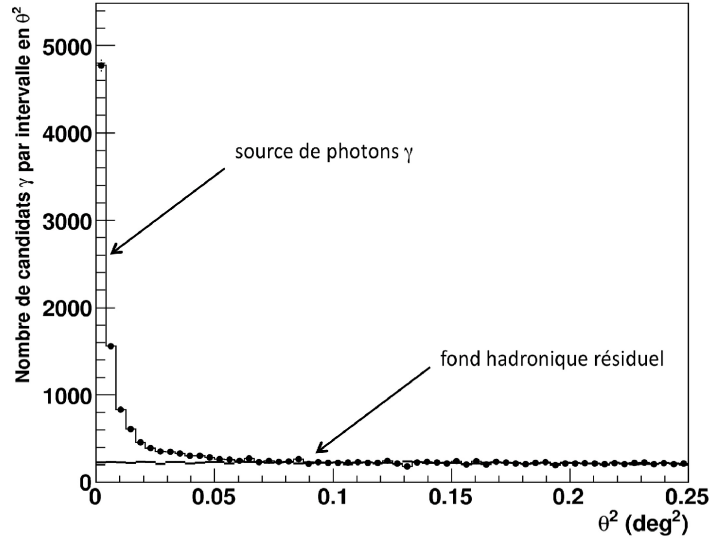


FIG. 4.10 – Un exemple de distribution θ^2 . Les données analysées correspondent à 11 heures d'observations en direction de la nébuleuse du Crabe.

4.4 Les distribution θ^2

Une quantité souvent utilisée en astronomie γ est la distance angulaire θ entre la direction pointée et la direction reconstruite du candidat γ . La figure 4.10 montre une distribution θ^2 obtenue après analyse de 11 heures de données du Crabe. Autour d'une position de référence sans source de photons γ (le centre d'une région OFF par exemple), les événements sont reconstruits de façon uniforme sur le ciel. Le nombre de candidats γ entre θ et $\theta+d\theta$ est alors $dN \propto 2\pi\theta d\theta \propto \pi d\theta^2$. Par conséquent, la distribution en θ^2 est plate autour d'une position sans source (ou loin de la source, si source il y a dans le champ de vue). Dans le cas où θ est mesuré autour de la position d'une source émettrice, deux composantes se superposent :

- le bruit de fond hadronique résiduel, dont la distribution θ^2 est plate

- les photons γ réels, dont la direction est reconstruite en $\theta=0$ à la résolution angulaire près

La distribution θ^2 globale est donc piquée sur la position de la source pointée ($\theta=0$), et plate loin de la source. L'excès du nombre de candidats γ par rapport au bruit de fond hadronique résiduel est le nombre de photons γ observés.

4.5 Le calcul de la significativité

La détection d'un signal est basée sur le calcul de la significativité des excès de candidats γ observés. En 1983, Li et Ma [28] ont défini un estimateur de significativité applicable lorsque les durées d'observations sur les régions ON et OFF du ciel diffèrent, ce qui est le cas pour les expériences Cherenkov. Le nombre de déviations standards par rapport au bruit de fond est calculé en fonction de N_{ON} le nombre de candidats γ dans la région ON (région source), du nombre N_{OFF} de candidats γ comptés dans la (les) région(s) OFF, et de la normalisation α . La quantité α ⁹ prend en compte notamment la différence des durées T_{ON} d'observation sur la source et T_{OFF} d'observation(s) passée(s) sur la (les) région(s) de contrôle du bruit de fond. L'estimation des

⁹Cette quantité est strictement la même que celle évoquée dans le paragraphe 4.3 : α prend en compte les différences d'acceptance entre les régions ON et OFF, qui dépendent elles-mêmes des différences d'observation T_{ON} et T_{OFF} .

significativités se fait avec des durées d'observation corrigées du temps mort, ce qui explique la perte d'une fraction des événements. Ce temps mort est de l'ordre de 10% pour les observations de H.E.S.S.. Dans les analyses présentées dans la suite, cette correction sera toujours effectuée pour le calcul des significativités, ainsi que celui des spectres et des courbes de lumières. Le bruit de fond contenu dans la région ON est alors estimé par $\hat{N}_B = \alpha N_{OFF}$ et le nombre de photons γ le plus probable est donc $\hat{N}_\gamma = N_{ON} - \hat{N}_B$. L'estimateur de Li et Ma repose sur la comparaison de deux fonctions de vraisemblance, l'une testant l'hypothèse où N_{ON} contient un signal, et l'autre testant l'hypothèse où N_{ON} ne contient que du bruit de fond. Le rapport de ces deux fonctions de vraisemblance se comporte alors comme une distribution du χ^2 à un degré de liberté, et permet de définir la significativité du signal par :

$$N_\sigma = \sqrt{2} \left[N_{ON} \ln \left(\frac{1 + \alpha}{\alpha} \frac{N_{ON}}{N_{ON} + N_{OFF}} \right) + N_{OFF} \ln \left((1 + \alpha) \frac{N_{OFF}}{N_{ON} + N_{OFF}} \right) \right]^{1/2} \quad (4.8)$$

La distribution des significativités N_σ mesurées en l'absence de signal reflète les fluctuations statistiques du bruit de fond et suit une gaussienne centrée sur 0 et de largeur 1.

Chapitre 5

La méthode de reconstruction spectrale

Ce chapitre traite de la méthode de reconstruction des spectres en énergie des photons γ , et de la construction des courbes de lumière associées. Il s'inspire largement de ce qui a déjà été exposé dans [13].

En astronomie γ entre 100 GeV et quelques dizaines de TeV, l'émission γ provient de processus d'accélération de particules et d'émission non thermique de photons. Ces mécanismes d'accélération, tels qu'on les comprend aujourd'hui, prédisent tous un flux γ qui décroît avec l'énergie, généralement selon une loi de puissance $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$, où Γ est l'indice spectral. Cependant, certaines sources peuvent présenter un spectre en énergie courbé. Cette courbure pourrait être par exemple intrinsèque aux mécanismes d'accélération des particules dans cette source, et/ou pourrait provenir d'effets liés à la propagation des γ sur de longues distances (comme l'absorption sur le fond diffus cosmologique infra-rouge pour ne citer que cet exemple). D'autres cas plus exotiques prédisent des spectres qui dévient d'une loi de puissance, comme l'annihilation de WIMPs, ou encore la conversion des photons γ en particules de type axions (chapitre 15).

La méthode de reconstruction spectrale utilisée dans la partie française de la collaboration H.E.S.S. a été initialement développée pour la collaboration CAT [29]. Celle-ci est basée sur un maximum de vraisemblance qui compare une forme spectrale aux données recueillies. Dans une première partie sont présentées les performances du détecteur pour la collection et la reconstruction en énergie des γ , à savoir la surface effective de détection et la résolution en énergie. Ces deux quantités sont nécessaires pour corriger des effets instrumentaux et reconstruire correctement les spectres et les courbes de lumière. La deuxième partie traite de la méthode de maximum de vraisemblance, en évoquant qualitativement et quantitativement les erreurs systématiques sur les observables mesurées.

5.1 Surface effective de collection et résolution en énergie

Afin de reconstruire correctement les spectres en énergie et les courbes de lumière, il est nécessaire de connaître la surface effective de collection des photons γ et la résolution en énergie. Ces grandeurs dépendent de l'énergie des γ , de l'angle zénithal d'observation, du décalage de pointé par rapport à la position de la source (dans le cas du mode "Wobble", voir paragraphe 3.5), et du pouvoir de réflexion des miroirs¹ (appelé efficacité optique). Elles dépendent aussi de la méthode d'analyse utilisée et des coupures de sélection des candidats γ . Elles ont été estimées par simulations de gerbes électro-magnétiques à énergies fixes, pour différents angles zénithaux, pour différents décalages de pointé et pour différentes efficacités optiques.

¹Le pouvoir de réflexion des miroirs change et se dégrade avec le temps. Actuellement l'efficacité optique des miroirs est d'environ 60%.

5.1.1 Surface effective de détection

La "surface au déclenchement" est la valeur moyenne de la surface de la tâche Cherenkov produite par une gerbe électro-magnétique qui va déclencher le système des quatre télescopes. Celle-ci se distingue de la surface après coupures pour laquelle la gerbe doit déclencher le système d'une part, et d'autre part passer les coupures de sélection des candidats γ . La surface après coupures est donc nécessairement plus faible que la surface au déclenchement. Dans la suite, le terme surface effective de collection sera employé à la place de surface après coupures.

Les figures 5.1(a) et 5.1(b) montrent la valeur de la surface effective de collection en fonction de l'énergie du γ primaire, et ceci pour différents angles zénithaux θ_z et décalages de pointé θ_d . Ces surfaces effectives de collection ont été calculées pour l'analyse combinant Hillas et le modèle semi-analytique d'images sur les caméras, et pour des coupures standards de sélection des candidats γ (section 4.1.3).

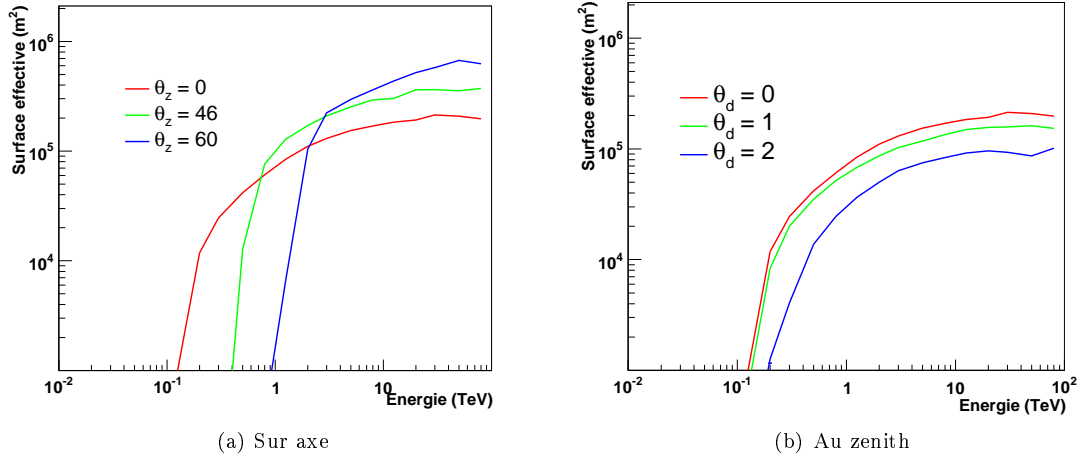


FIG. 5.1 – **Surface effective de collection de l'analyse combinant la méthode de Hillas et le modèle semi-analytique.** Les unités sont en m². (a) Surfaces effectives sur axe (décalage de pointé nul) en fonction de l'énergie, pour trois angles zénithaux d'observation. (b) Surfaces effectives au zenith en fonction de l'énergie, pour trois décalages de pointé.

Lorsque l'angle zénithal de la source augmente, les gerbes traversent plus d'épaisseur d'atmosphère. La tâche de lumière Cherenkov est donc plus étalée et plus diffuse, et donc la densité de lumière Cherenkov est plus faible. A haute énergie, la surface effective de détection est donc plus grande quand l'angle zénithal augmente. A plus basse énergie, la perte de lumière Cherenkov émise par les gerbes entraîne une baisse radicale de la surface effective de collection. Cet effet est d'autant plus grand que l'angle zénithal est grand. Le seuil en énergie² est donc plus élevé pour des observations à grands angles zénithaux.

Lorsque la source est décalée dans le champ de vue, le seuil en énergie augmente, surtout au-delà de 2°. En effet, seules les gerbes de haute énergie sont suffisamment lumineuses pour déclencher le système, lorsque celles-ci se développent hors du champ de vue.

Pour un angle zénithal et un décalage de pointé fixé, la courbe de la surface effective de détection décroît pour des énergies au-delà de quelques TeV. Ceci est dû au fait que l'efficacité de sélection et de reconstruction des candidats γ de plus haute énergie est plus faible. En effet, une partie du signal (de l'ellipse) sort de la caméra et celui-ci doit être extrapolé.

²Il existe plusieurs définitions plus ou moins équivalentes du seuil en énergie. Le seuil en énergie est défini ici par l'énergie pour laquelle la valeur de la surface effective de collection atteint 95% de sa valeur maximale.

5.1.2 Résolution en énergie

Les probabilités de reconstruire un événement γ à une énergie \tilde{E} alors qu'il a une énergie vraie E définissent les biais et les résolutions en énergie induits par l'analyse. Ces probabilités sont estimées par simulations, et tabulées en fonction de l'énergie vraie du γ , de l'angle zénithal, et du décalage de pointé. L'évolution de la résolution en énergie $\Delta E/E$ en fonction de l'énergie du γ , et ceci pour différents angles zénithaux θ_z et décalages de pointés θ_d est montrée figure 5.2. Pour des énergies inférieures à environ 50 TeV, la résolution en énergie est comprise entre 10% et 20%, et les biais de reconstruction sont inférieurs à 10% [13].

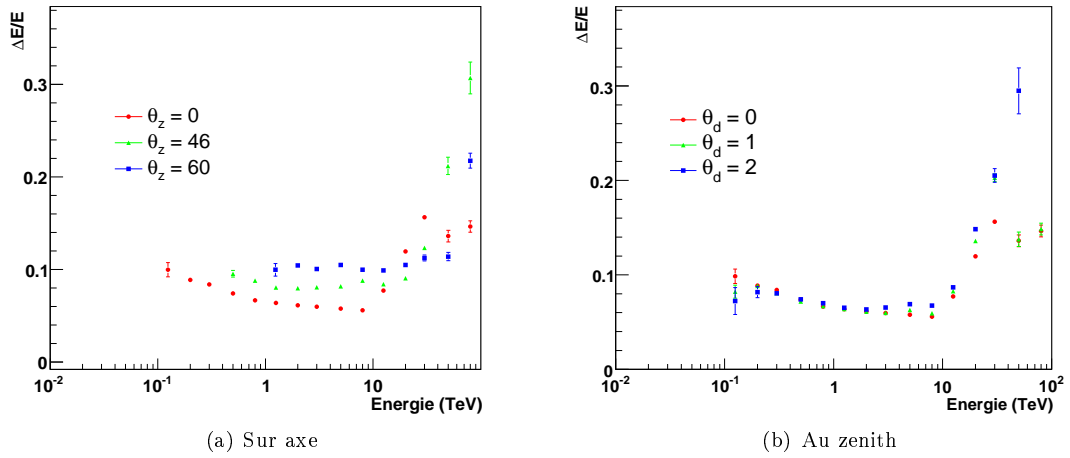


FIG. 5.2 – **Résolution en énergie de l'analyse combinant la méthode de Hillas et le modèle semi-analytique.** (a) Résolution en énergie sur axe en fonction de l'énergie, pour trois angles zénithaux d'observation. (b) Résolution en énergie au zenith en fonction de l'énergie, pour trois décalages de pointé.

5.2 La méthode de maximum de vraisemblance

Deux méthodes indépendantes de reconstruction des spectres sont utilisées dans la collaboration H.E.S.S.. Une première méthode, utilisée par la partie allemande de la collaboration, déconvolue la distribution en énergie de l'excès des événements γ dans la région ON par la réponse du détecteur (surface effective et résolution en énergie). Une forme spectrale est alors ajustée sur cette distribution par un ajustement au χ^2 .

Une seconde méthode fait une hypothèse sur la forme du spectre. Ce spectre est convolué par la réponse du détecteur pour comparer la distribution en énergie obtenue avec celle mesurée sur les données. Les paramètres de la forme spectrale sont alors ajustés par une méthode de maximum de vraisemblance. Cette méthode utilise de plus le fait que les distributions du nombre de candidats γ dans la région ON, et les distributions du nombre de candidats γ dans la (les) région(s) OFF de contrôle du fond suivent des lois de Poisson.

Un ensemble d'intervalles à quatre dimensions est d'abord construit :

$$\Delta_{i_e, i_z, i_d, i_r} = \left\{ \Delta_{i_e} \otimes \Delta_{i_z} \otimes \Delta_{i_d} \otimes \Delta_{i_r} \right\}, \quad (5.1)$$

où Δ_{i_e} , Δ_{i_z} , Δ_{i_d} , Δ_{i_r} sont des intervalles en énergie reconstruite, angle zénithal, décalage de pointé et efficacité optique³, respectivement. Pour chacun de ces intervalles, les nombres de candidats γ n_{ON} et n_{OFF} sont comptés dans les régions ON et OFF. Le nombre moyen d'excès de γ attendu dans l'intervalle $\Delta_{i_e, i_z, i_d, i_r}$ est ensuite calculé :

$$S_{i_e, i_z, i_d, i_r}^{\text{th}} = T_{\text{ON}} \int_{\tilde{E}_{i_e}^{\text{min}}}^{\tilde{E}_{i_e}^{\text{max}}} d\tilde{E} \int_0^\infty dE \left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{th}} \mathcal{A}(E, \bar{\phi}_{i_z}, \theta_{i_d}, \mu_r) P_{\text{DF}}(E, \tilde{E}, \bar{\phi}_{i_z}, \theta_{i_d}, \mu_r), \quad (5.2)$$

où $(dN/dE)^{\text{th}}$ est la forme supposée du spectre, $\bar{\phi}_{i_z}$ est l'angle zénithal moyen de l'intervalle Δ_{i_z} , θ_{i_d} le décalage de pointé de l'intervalle Δ_{i_d} , et μ_r est l'efficacité optique de l'intervalle Δ_{i_r} . \mathcal{A} est la surface effective de détection des photons γ d'énergie vraie E , et $P_{\text{DF}}(E, \tilde{E}, \bar{\phi}_{i_z}, \theta_{i_d})$ la probabilité de reconstruire un γ d'énergie vraie E à une énergie \tilde{E} . T_{ON} est le temps d'observation dans la région ON, $\tilde{E}_{i_e}^{\text{min}}$ et $\tilde{E}_{i_e}^{\text{max}}$ sont les bornes en énergie de Δ_{i_e} . Le nombre moyen de candidats γ \hat{n} attendu dans la région ON s'exprime alors comme :

$$\hat{n}_{i_e, i_z, i_d, i_r} = S_{i_e, i_z, i_d, i_r}^{\text{th}} + \beta \times \hat{p}_{i_e, i_z, i_d, i_r}, \quad (5.3)$$

où $\beta = T_{\text{ON}}/T_{\text{OFF}}$ et $\hat{p}_{i_e, i_z, i_d, i_r}$ est le nombre moyen de candidats γ attendu dans la (les) région(s) OFF pour l'intervalle $\Delta_{i_e, i_z, i_d, i_r}$. En supposant des lois de Poisson pour \hat{n} et \hat{p} , une fonction de vraisemblance L est construite sur tout les intervalles $\Delta_{i_e, i_z, i_d, i_r}$ (ici condensé en Δ_i pour alléger les expressions) :

$$L(\lambda, \hat{p}_i) = \prod_i P(n_i)P(p_i), \quad (5.4)$$

avec

$$P(n_i) = \frac{\hat{n}_i^{n_i}}{n_i!} e^{-\hat{n}_i} \quad (5.5)$$

$$P(p_i) = \frac{\hat{p}_i^{p_i}}{p_i!} e^{-\hat{p}_i}. \quad (5.6)$$

La minimisation de la fonction de vraisemblance ajuste alors les paramètres λ du spectre et le nombre moyen de fond attendu \hat{p}_i dans chaque intervalle Δ_i , pour ajuster au mieux la forme spectrale aux données. Plus de détails sur le calcul de la fonction de vraisemblance, et sur les effets de seuil en énergie⁴ sont donnés dans [13].

Avec cette procédure, il est alors possible de tester n'importe quelle forme spectrale. Les spectres couramment testés sont :

- une loi de puissance

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \times \left(\frac{E}{E_{\text{norm}}} \right)^{-\Gamma} \quad (5.7)$$

- un spectre courbé

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \times \left(\frac{E}{E_{\text{norm}}} \right)^{-\Gamma - \beta \times \ln(E/E_{\text{norm}})}, \quad (5.8)$$

où β est le paramètre de courbure.

- une loi de puissance avec coupure exponentielle

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \times \left(\frac{E}{E_{\text{norm}}} \right)^{-\Gamma} \times e^{-\beta \times E/E_c}, \quad (5.9)$$

où E_c est l'énergie de coupure en TeV, β la "force" de la coupure.

³Les intervalles en efficacité optique sont uniquement nécessaires si l'analyse des données se fait sur des observations qui ont eu lieu à des périodes entre lesquelles l'efficacité optique des miroirs a significativement changé.

⁴La surface effective de détection des télescopes varie fortement au voisinage du seuil. C'est une source potentielle d'erreurs systématiques pour la détermination des spectres.

Toutes les énergies sont données en TeV. E_{norm} est l'énergie de normalisation du spectre, Γ l'indice spectral, et Φ_0 la normalisation du flux en $\text{TeV}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$. En échelle logarithmique, la loi de puissance correspond à une fonction affine dont la pente est l'indice spectral. Les spectres courbés apparaissent paraboliques. D'autres formes spectrales seront testées dans la suite de ce manuscrit, notamment pour l'analyse des données du Centre Galactique (chapitre 9 et chapitre 16).

Pour estimer la qualité de l'ajustement du spectre, le χ^2 équivalent⁵ est calculé. D'autre part, après l'ajustement, les résidus associés sont toujours tracés. Ils sont définis dans chaque intervalle Δ_{i_e} par :

$$R = \frac{n_{i_e}^{\text{th}} - n_{i_e}^{\text{mes}}}{n_{i_e}^{\text{th}}}, \quad (5.10)$$

où $n_{i_e}^{\text{th}}$ est le nombre de candidats γ attendu dans Δ_{i_e} , et $n_{i_e}^{\text{mes}}$ le nombre de candidats γ mesuré pour Δ_{i_e} dans la région ON. Idéalement, un bon ajustement est alors caractérisé par une distribution des résidus compatible avec une Gaussienne centrée sur 0 et de largeur 1. Pour finir, il est important de préciser que lors de la construction des spectres, les "points expérimentaux" sont définis à partir du spectre ajusté et non l'inverse. Ils ne sont donc qu'une autre représentation de la qualité de l'ajustement et de la statistique disponible.

5.3 Courbes de lumière

Une façon de suivre l'activité d'une source est d'utiliser son flux intégré au-delà d'une certaine énergie E_0 commune à toutes les observations (c'est-à-dire $E_0 \geq E_{s,\text{max}}$, le seuil en énergie le plus haut commun à toutes les observations). Le suivi d'une source peut se faire sur différentes échelles de temps, allant de quelques minutes (pour les sources de haute intensité) à plusieurs jours.

La construction des courbes de lumière repose sur la connaissance de la forme spectrale de la source, ajustée par la méthode décrite précédemment. Pour chaque intervalle temporel sur lequel on veut estimer le flux intégré, les intervalles $\Delta_{i_e, i_z, i_d, i_r}$ sont définis comme pour l'analyse spectrale. Ensuite, seul le paramètre de normalisation du flux Φ_0 est ajusté en maximisant la fonction de vraisemblance (eq. 5.4). Les autres paramètres de la forme spectrale sont fixés aux valeurs trouvées par la procédure de reconstruction du spectre. On peut alors calculer le flux intégré au-dessus de l'énergie E_0 et l'erreur associée. La courbe de lumière est alors donnée par l'évolution du flux intégré en fonction du temps.

5.4 Les erreurs systématiques

Les tests de la méthode de reconstruction spectrale sont présentés en détails dans [13]. Plusieurs sources d'erreurs systématiques peuvent intervenir sur l'estimation des paramètres spectraux. Parmi celles-ci, citons notamment :

- **les variations des paramètres d'étalonnage du détecteur** : les surfaces effectives de collection et les résolutions en énergie sont simulées avec des caméras parfaites, c'est-à-dire sans pixels non-opérationnels, et avec des gains à leur valeur nominale. Ces paramètres d'étalonnage ne reflètent évidemment pas les conditions de la prises de données.
- **la distribution des observations en azimut** : le développement des gerbes électromagnétiques dans l'atmosphère varie en fonction de l'azimut. Cet effet est important à basse énergie, et dépend de l'angle entre l'axe de développement de la gerbe et la direction du champ magnétique terrestre. Les simulations actuelles ne prennent en compte que deux directions pour l'angle azimutal d'arrivée des photons γ : le nord et le sud. Hors, une source est généralement observée sur une plage d'angles azimutaux entre le nord et le sud, où la réponse du détecteur est intermédiaire.
- **le bruit de fond du ciel** : le NSB ajoute du bruit aux images des gerbes enregistrées par H.E.S.S.. Ce bruit est particulièrement dominant pour les images de gerbes initiées par

⁵ $\chi_{\text{eq}}^2 = -2 \times \ln L_{\text{max}}$

des γ d'énergies proches du seuil. On s'attend donc à ce que les images soient moins bien reconstruites pour ce type d'événements. D'autre part, le taux de bruit de fond du ciel peut varier d'un champ de vue à un autre. Il est par exemple plus important pour des observations de sources dans le plan galactique (~ 100 MHz), que pour l'observation de sources extragalactiques (~ 40 MHz pour le blazar PKS2155-304).

- **variations des conditions atmosphériques** : l'analyse spectrale s'appuie sur un modèle d'atmosphère standard dont les caractéristiques (densité d'absorbeurs et de diffuseurs, transparence,...) ne varient pas, ce qui n'est évidemment pas le cas lors des prises de données. Néanmoins, pour réduire cet effet systématique, un suivi atmosphérique est réalisé pendant chaque prise de données (paragraphe 3.6.1).

Le tableau 5.1 résume les principales sources d'erreurs systématiques, et leurs amplitudes sur l'indice spectral et le flux reconstruit pour des spectres en loi de puissance. Dans le cas général, l'incertitude utilisée sur le flux est de 20%, et l'incertitude utilisée sur l'indice spectral est de $\pm 0,1$. Une étude des erreurs systématiques sur la reconstruction des spectres courbés, adaptée pour le cas du Centre Galactique, est présentée dans le chapitre 9.

Source d'erreur	Indice spectral	Flux
Pertes de gain des PMs	<1%	+5%
Pixels non-opérationnels	<1%	<1%
Angle azimutal	$\pm 2\%$	$\pm 7\%$
NSB	<1%	<1%
Conditions atmosphériques	faible	$\pm 15\%$

TAB. 5.1 – Principales sources d'erreurs systématiques dans la méthode de reconstruction des spectres avec leurs valeurs associées.

Conclusion

L'astronomie γ a pour principales motivations de sonder les processus d'accélération de particules chargées au sein d'objets astrophysiques tels que les restes de supernovae ou les trous noirs, mais aussi de rechercher les signatures de nouvelle physique dans les signaux qu'elle étudie. L'astronomie γ a réalisé de spectaculaires avancées au cours des 20 dernières années, grâce aux observations par satellite (tels que EGRET et FERMI) et par les détecteurs Cherenkov, notamment le système stéréoscopique H.E.S.S. (chapitre 3). Ces progrès sont non seulement liés à des améliorations techniques, mais aussi aux méthodes d'analyses qui tirent pleinement partie de l'ensemble des informations récoltées par ces instruments (chapitres 4 et 5). Cependant, ces récentes avancées n'ont pas encore permis de faire la lumière sur un certain nombre de questions de physique fondamentale, et qui restent à l'heure actuelle non résolues. Parmi elles résident par exemple les questions de l'évaporation des trous noirs, du rôle des trous noirs supermassifs comme source de rayonnement cosmique, et de la nature de la matière noire froide non-baryonique. Ces sujets sont successivement traités dans les parties II, III et IV de ce manuscrit.

Deuxième partie

Les observations du Centre
Galactique

Introduction

Le centre de notre Galaxie est une région morphologiquement complexe dans laquelle se situe de nombreuses sources potentiellement émettrices de γ . Parmi elles, se trouve le trou noir supermassif Sgr A* pour lequel l'émission depuis les longueurs d'ondes radio jusqu'aux rayons X, établie depuis de nombreuses années, est extrêmement bien mesurée. Le système stéréoscopique H.E.S.S. a détecté en 2004 une émission γ ponctuelle, HESS J1745-290, dont la localisation est compatible avec la position du trou noir Sgr A*. Cependant, l'extension de la résolution angulaire de H.E.S.S. et des autres instruments de l'astronomie γ des très hautes énergies incluent d'autres contreparties possibles au signal et ne permettent pas de distinguer clairement l'origine de l'émission γ . Les travaux présentés dans cette partie consistent à étudier le spectre et la variabilité éventuelle du signal γ observé par H.E.S.S. et à confronter ces résultats aux différentes origines proposées pour ce signal. Outre les mesures précises de la localisation du signal γ , les informations sur le spectre en énergie de la source et la variabilité de son flux γ sont essentielles pour l'identification de cette source.

Un premier chapitre présente une courte introduction sur le concept de trou noir. Le chapitre 7 décrit ensuite l'environnement astrophysique de la région du Centre Galactique, en commençant tout d'abord par une description aux grandes échelles (~ 500 pc). Une description des premiers parsecs centraux est ensuite donnée, en mettant l'accent sur les propriétés du trou noir supermassif Sgr A*. Le chapitre 8 présente les principales propriétés de l'émission γ mesurée par H.E.S.S., avec une comparaison en fin de chapitre avec les mesures effectuées par d'autres expériences d'astronomie γ . Les chapitres 9 et 10 détaillent mes travaux sur la reconstruction du spectre en énergie de HESS J1745-290 et sur l'étude de sa variabilité. Ces travaux ont permis de mettre en évidence de nouveaux résultats qui sont ensuite confrontés dans le chapitre 11 à quelques modèles proposés dans la littérature.

Chapitre 6

Trous noirs

Les trous noirs sont les objets (astrophysiques) les plus compacts que l'on puisse trouver dans la nature. Dans sa plus simple définition, un trou noir est une région de l'espace-temps à l'intérieur de laquelle le champ gravitationnel est si intense qu'aucune forme de matière ni de rayonnement ne peut s'en échapper. Ce chapitre passe rapidement en revue certains aspects des trous noirs, en présentant tout d'abord l'origine du concept théorique de trou noir, puis décrit quelques-unes de leurs manifestations observationnelles en astrophysique.

6.1 Les trous noirs en relativité générale

Le concept de trou noir est apparu à la fin du 18^{ème} siècle dans le cadre de la théorie Newtonienne de la gravitation et de la théorie corpusculaire de la lumière. Laplace avait remarqué que même la lumière ne pouvait échapper à l'attraction gravitationnelle d'un objet qui est suffisamment massif. En effet, la vitesse de libération d'un corps sphérique de masse M à une distance r atteint la vitesse de la lumière c lorsque :

$$\frac{1}{2}c^2 = \frac{GM}{r}. \quad (6.1)$$

Il existe donc une valeur critique R_g , telle que pour $r < R_g$ le corpuscule de lumière est piégé par attraction gravitationnelle :

$$R_g = \frac{2GM}{c^2}. \quad (6.2)$$

Cette quantité est appelée rayon gravitationnel. Un objet de masse M et de rayon R_g serait donc un trou noir. Malgré cette prévision très ancienne de la possibilité d'existence des trous noirs, l'idée n'a trouvé que peu d'admirateurs, même après la formulation théorique des trous noirs en relativité générale.

En relativité générale, un trou noir est décrit par les solutions des équations d'Einstein en présence d'une masse sphérique isolée. C'est l'astrophysicien Karl Schwarzschild qui a proposé pour la première fois en 1915 ce type de solution pour décrire le champ gravitationnel autour d'une masse sphérique sans charge ni moment angulaire. Cette solution prévoit pour une masse fixée une taille minimale en-dessous de laquelle aucune géodésique¹ de genre lumière ne peut s'échapper. Cette frontière (immatérielle) qui sépare le trou noir du reste de l'Univers est appelée *horizon des événements*. La région située à l'intérieur de l'horizon des événements est causalement déconnectée de l'Univers : un observateur situé à l'extérieur de l'horizon des événements ne pourra jamais observer de particules ni de rayonnement émis depuis cette région. Pour un trou noir de Schwarzschild, la taille de l'horizon des événements est fixée par une quantité que l'on nomme le

¹Les géodésiques définissent les trajectoires empruntées par les particules pour une métrique d'espace-temps donnée.

rayon de Schwarzschild et qui définit la taille du trou noir :

$$R_s = \frac{2GM}{c^2} \quad (6.3)$$

Celle-ci correspond exactement au rayon gravitationnel R_g calculé dans le cadre de la théorie Newtonienne de la gravitation. A cause du terme en G/c^2 , on remarque que la taille de l'horizon des événements est très petite, et qu'il faut des objets extrêmement compacts pour s'en approcher. Ainsi, le rayon de Schwarzschild de la Terre est de 8 mm alors que son rayon est d'environ 6400 km. Pour un objet beaucoup plus compact comme une étoile à neutron² de $1,5 M_\odot$, son rayon de Schwarzschild atteint 4,5 km alors que sa taille est d'environ 10 km.

De manière surprenante, l'équation d'état d'un trou noir est fixée par seulement trois quantités qui sont sa masse, son moment angulaire et sa charge : c'est le théorème de calvitie (ou *no hair theorem* en anglais). D'autres solutions que celle de Schwarzschild existent, selon que la masse sphérique possède un moment cinétique et/ou une charge. Pour ces solutions, la taille de l'horizon des événements change mais reste voisine du rayon de Schwarzschild. Le tableau 6.1 montre une classification théorique des trous noirs suivant leur moment angulaire et leur charge.

Solution	Moment cinétique (J)	Charge (Q)
Schwarzschild	$J = 0$	$Q = 0$
Reissner-Nordström	$J = 0$	$Q \neq 0$
Kerr	$J \neq 0$	$Q = 0$
Kerr-Newman	$J \neq 0$	$Q \neq 0$

TAB. 6.1 – Classification des trous noirs selon leur moment cinétique et leur charge.

Les trous noirs possédant un moment angulaire ont la particularité de présenter une région, l'ergosphère (figure 6.1), dans laquelle une particule peut extraire de l'énergie au trou noir. Un aspect intéressant est que l'espace-temps situé dans cette région est irrémédiablement entraîné par le trou noir en rotation (*frame dragging effect* en anglais). Ainsi, tout observateur placé dans cette région ne pourra rester statique par rapport à un repère situé à l'infini en-dehors de l'ergosphère. Cet effet pourrait par exemple être l'un des phénomènes à l'origine d'oscillations quasi-périodiques vues dans l'émission infrarouge et X du trou noir au centre de la Voie Lactée (paragraphe 7.2.5).

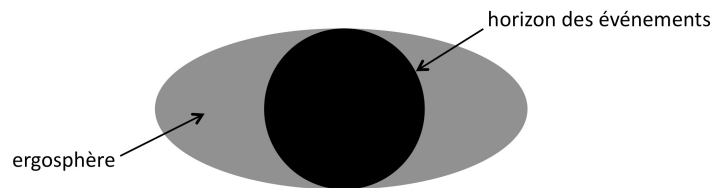


FIG. 6.1 – Illustration de l'ergosphère pour un trou noir de Kerr. L'ergosphère est une région située au-delà de l'horizon des événements et dans laquelle peuvent être accélérées des particules.

²La densité d'une étoile à neutron est voisine de la densité nucléaire.

6.2 Classification observationnelle des trous noirs

L'observation directe des trous noirs est impossible car, comme mentionné dans le paragraphe précédent, aucune forme de matière ni de rayonnement ne peut s'échapper de la région située à l'intérieur de l'horizon des événements. Néanmoins, un trou noir peut influencer sur la matière et le rayonnement localisés à l'extérieur de l'horizon des événements. L'observation astrophysique des trous noirs se fait donc de manière indirecte. A l'heure actuelle, deux catégories de trous noirs ont été détectées : les trous noirs de masse stellaire ($M \leq 100 M_{\odot}$) et les trous noirs supermassifs ($M \sim 10^6 - 10^{10} M_{\odot}$). Une troisième catégorie de trous noirs, dont l'existence reste à confirmer, concerne les trous noirs de masse intermédiaire ($M \sim 10^2 - 10^5 M_{\odot}$).

6.2.1 Trous noirs stellaires

Les trous noirs stellaires naissent par effondrement gravitationnel du coeur d'une étoile massive³ en fin de vie, lorsque celle-ci a éjecté ses couches périphériques externes à la suite d'une supernova. Les trous noirs stellaires ont pour la première fois été observés dans les systèmes binaires X, pour lesquels une étoile compagnon orbite autour du trou noir. Le transfert de matière du compagnon vers le trou noir serait à l'origine du rayonnement X observé. Le premier système binaire X détecté comportant un candidat trou noir est le système Cygnus-X1. La découverte et l'étude précise de ce système binaire a permis de fournir pour la première fois une indication tangible de la réalité astrophysique des trous noirs [30].

Une autre observation possible des trous noirs stellaires, mais qui n'a pas encore eu lieu, consiste à observer les ondes gravitationnelles émises par le processus d'effondrement gravitationnel d'une étoile massive. Les trous noirs stellaires pourraient ainsi être détectés dans un futur proche par des expériences d'interférométrie comme VIRGO⁴ et LIGO⁵.

Enfin, les trous noirs stellaires peuvent aussi être observés directement par effet de microlentille gravitationnelle [31, 32].

6.2.2 Trous noirs de masse intermédiaire

Les trous noirs de masse intermédiaire sont des trous noirs de quelques milliers de masses solaires dont l'existence reste encore hypothétique. Les étoiles n'atteignant jamais une masse supérieure à une centaine de masses solaires, les trous noirs de masse intermédiaire ne sembleraient pas être d'origine stellaire. A l'heure actuelle, les scénarios de formation privilégient l'accrétion de matière par un trou noir stellaire ou la fusion de trous noirs stellaires.

Les trous noirs de masse intermédiaire sont particulièrement recherchés dans les amas globulaires, ces derniers constituant un environnement propice pour l'accrétion. Par exemple, les propriétés cinématiques des étoiles de l'amas globulaire Omega du Centaure indiqueraient que ce dernier abrite en son centre un trou noir de masse intermédiaire [33]. D'autre part, les observations de sources X ultra-lumineuses⁶ dans certains amas globulaires ou dans des galaxies riches en gaz sont parfois interprétées en termes d'accrétion de matière sur un trou noir de masse intermédiaire. Des modulations périodiques du flux dues aux oscillations d'un disque d'accrétion autour du trou noir peuvent aussi être attendues. A titre d'exemple, la découverte d'une source X ultra lumineuse avec des modulations périodique du flux dans la galaxie M74 signerait la présence d'un trou noir d'environ $10^4 M_{\odot}$ [34]. Certaines sources X ultra lumineuses seraient aussi associées à des systèmes binaires avec accrétion de matière d'une étoile compagnon vers le trou noir.

³La masse du coeur de l'étoile progénitrice doit être supérieure à environ $3,3 M_{\odot}$ (limite d'Oppenheimer-Volkoff) pour donner naissance à un trou noir.

⁴VIRGO est une expérience franco-italienne d'interférométrie située à Pise en Italie pour la détection des ondes gravitationnelles, prédites par la théorie de la relativité générale.

⁵LIGO est l'équivalent américain du projet VIRGO, pour la détection interférométrique des ondes gravitationnelles.

⁶La luminosité de ces sources excède la luminosité d'Eddington (voir paragraphe 11.1.1) d'une étoile à neutron ou d'un trou noir stellaire.

6.2.3 Trous noirs supermassifs

L'existence des trous noirs supermassifs a été confirmée par l'observation des radio-galaxies et des quasars. Ces objets ont la particularité de présenter des luminosités extrêmement élevées, qu'une simple superposition d'étoiles ne pourrait expliquer. Seule l'émission thermique due à l'accrétion de matière au voisinage d'un astre compact de plusieurs millions de masses solaires peut rendre compte de cette émission. Les trous noirs supermassifs sont ainsi connus pour être de puissants accélérateurs de particules, avec notamment de l'accélération dans des disques d'accrétions et dans des jets collimatés suivant des directions privilégiées. La figure 6.2 montre l'un de ces jets dans la galaxie elliptique M87 (située dans l'amas de la vierge), qui abrite un trou noir supermassif d'environ $6,4 \times 10^9 M_{\odot}$ [35]. L'existence la plus convaincante des trous noirs supermassifs réside cependant dans la mesure des orbites des étoiles autour du centre de la Voie Lactée, et dans les observations de la source radio Sgr A* située au centre dynamique de notre Galaxie (voir paragraphe 7.2.5). En effet, ces mesures nous indiquent clairement qu'un trou noir supermassif d'environ $3 \times 10^6 M_{\odot}$ est présent dans cette région. D'autre part, l'amélioration constante de la résolution des instruments opérant dans les longueurs d'ondes radio va bientôt permettre d'imager directement l'horizon des événements du trou noir central.

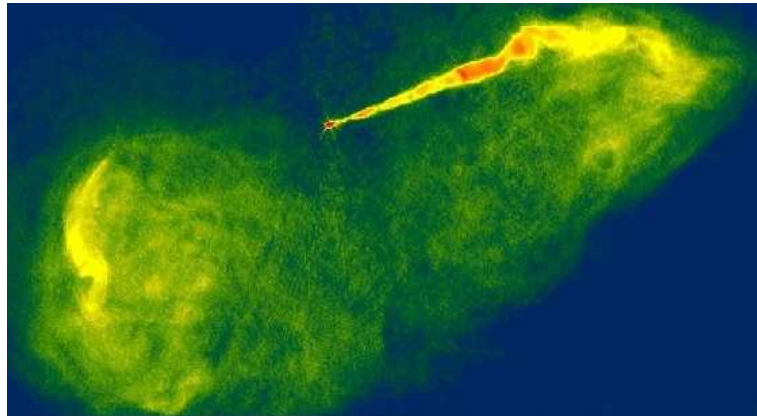


FIG. 6.2 – Image radio à 20 cm de la galaxie M87 obtenue par l'instrument VLA. Un jet de particules émanant du centre de la galaxie est clairement visible. Image tirée de [35].

Contrairement aux trous noirs stellaires, les trous noirs supermassifs n'ont pas d'origine connue et soulèvent beaucoup de questions quant à notre compréhension de la formation des structures dans l'Univers. L'hypothèse la plus simple (mais pas nécessairement la plus vraisemblable) pour la formation de ces objets est l'accrétion de matière par un trou noir stellaire sur des échelles de temps cosmologiques. Cette hypothèse a cependant de nombreux défauts, comme la nécessité d'une très grande densité de matière pour continuellement nourrir le trou noir. D'autre part, l'observation de quasars à grands redshifts [36] infirmerait ces modèles et prouverait que les trous noirs supermassifs se formeraient sur des échelles de temps beaucoup plus courtes [37]. D'autres modèles invoquent la coalescence⁷ de trous noirs, l'effondrement gravitationnel de fluctuations primordiales de densité sur de grandes échelles (voir paragraphe 12.1).

⁷La coalescence de trous noirs désigne un système de deux trous noirs en orbite l'un autour de l'autre. Les trous noirs se désexcitent en émettant des ondes gravitationnelles et finissent par fusionner.

Chapitre 7

Le Centre Galactique

Le centre de notre Galaxie est situé à $8,0 \pm 0,5$ kpc de notre système solaire [38]. Il est marqué par la présence d'un trou noir supermassif Sgr A*, une des nombreuses sources potentiellement émettrices de γ de haute énergie dans cette région. Ce chapitre décrit la structure et la morphologie de la région du Centre Galactique visible avec les télescopes de H.E.S.S., c'est à dire à l'échelle de la centaine de parsecs. Le complexe Sgr A, ensemble de sources astrophysiques situées dans un rayon de 10 pc autour du Centre Galactique, est ensuite détaillé.

7.1 Le Centre Galactique à l'échelle de 500 pc

L'extension de la région du Centre Galactique observée avec les télescopes de H.E.S.S., est de $5^\circ \times 5^\circ$. A la distance du Centre Galactique, ce champ de vue couvre un domaine d'environ $500 \text{ pc} \times 500 \text{ pc}$. De nombreuses sources ont été observées dans cette région à d'autres longueurs d'onde, en particulier en radio, infra-rouge et rayons X.

7.1.1 Morphologie de la région centrale en radio

Une carte radio à 90 cm de la région du Centre Galactique ($4^\circ \times 5^\circ$), couvrant une région de taille similaire à celle observée par H.E.S.S., est montrée figure 7.1 [39]. Cette image a été obtenue par l'instrument VLA¹ et permet d'avoir une vue d'ensemble de la structure et de la morphologie de la région du Centre Galactique aux longueurs d'ondes radio. Les longueurs d'ondes radio sont bien adaptées pour tracer les émissions thermiques et non thermiques, ces dernières étant liées à l'accélération et la collision de particules. La structure centrale, Sgr A, contient une source synchrotron² compacte, apparentée au trou noir supermassif Sgr A*. Elle contient aussi une structure en spirale Sgr A Ouest en orbite autour de Sgr A*, et une source non thermique en forme de coquille, Sgr A Est, correspondant à un reste de supernova. Outre le complexe Sgr A, la région du Centre Galactique contient de nombreuses autres structures et sources. Un arc radio perpendiculaire au plan galactique est visible à $15'-20'$ au nord de Sgr A. Celui-ci est formé de filaments probablement issus de l'émission synchrotron d'électrons s'enroulant autour des lignes de champs magnétiques [39]. En plus de cet arc radio, sept filaments isolés sont observés à moins de $0,5^\circ$ du Centre Galactique. Parmi les sources radios observées se trouvent aussi des restes de supernovae³. Citons en particulier SNR0.9+0.1 (G0.9+0.1) dont le signal γ a été détecté par H.E.S.S. [40]. Les sources Sgr B1 et Sgr B2 sont des nuages moléculaires dans lesquels la propagation de rayons cosmiques peut engendrer une émission γ de haute énergie.

¹Le VLA (pour Very Large Array) est un réseau de télescopes radio situé au nouveau Mexique et opérant dans une bande de fréquence allant de 74 à 50 000 MHz (soit de 400 à 0,7 cm en longueur d'onde). Sa résolution angulaire peut atteindre 0.04".

²L'émission non thermique détectée aux longueurs d'ondes radio est d'origine synchrotron.

³Sur la figure, les restes de supernovae sont notés SNR, pour SuperNovae Remnant

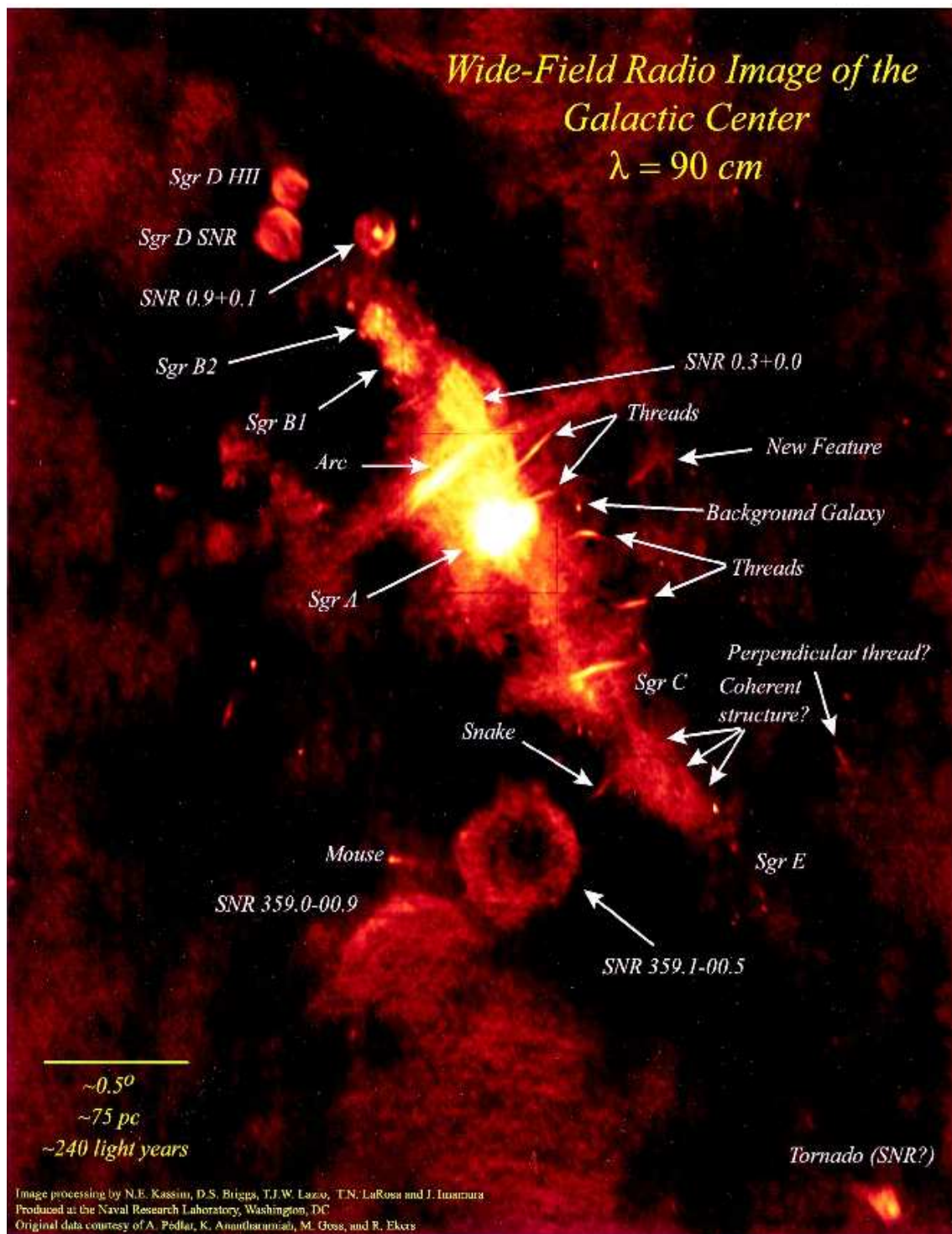


FIG. 7.1 – Image radio de la région du Centre Galactique à la longueur d’onde de 90 cm. Cette carte du ciel ($4^\circ \times 5^\circ$) est en coordonnées équatoriales, et a été obtenue par le télescope VLA sur des observations prises entre 1986 et 1989. Image tirée de [39].

7.1.2 Morphologie de la région centrale en rayons X

Les observations en rayons X mous

Les observations les plus récentes de la région du Centre Galactique en rayons X mous ont été réalisées par les satellites Chandra⁴ [41, 42] et XMM-Newton⁵ [43] avec une précision et une résolution jusque-là jamais atteintes par les précédentes expériences.

La figure 7.2(a) montre une carte étendue ($2^\circ \times 0,8^\circ$) en rayons X mous de la région du Centre Galactique obtenue par le satellite Chandra [44]. La région du Centre Galactique abrite de nombreuses sources ponctuelles lumineuses, mêlées à une émission diffuse. Cette dernière est fortement asymétrique, la région à l'est de Sgr A étant plus brillante. Le spectre total de cette émission diffuse se révèle être plus dur que celui attendu pour une émission purement thermique. Des missions d'observations antérieures à Chandra (ROSAT, ASCA, BeppoSAX) ont en effet démontré que cette émission diffuse serait à la fois issue de l'émission thermique de gaz chauds, à une température d'environ 10^7 - 10^8 K, et de l'émission de sources ponctuelles, généralement des binaires X. Dans la région centrale de la galaxie, Chandra a dénombré 2357 sources ponctuelles, dont 281 sont des sources d'avant plan et une centaine sont des AGNs⁶ lointains [41]. Les spectres en énergie de plus de la moitié de ces sources sont très durs (typiquement des loi de puissance avec un indice spectral $\Gamma < 1$) et sont caractéristiques de l'émission en rayons X de naines blanches ou d'étoiles à neutron accretant de la matière. L'interprétation selon laquelle l'émission diffuse présente une composante non thermique est donc confirmée par Chandra.

La figure 7.2(b) montre la mosaïque du Centre Galactique observé par le satellite XMM-Newton [45]. Celle-ci couvre une région de $2,5^\circ \times 1^\circ$. Plusieurs sources brillantes se distinguent dont deux sont des binaires X stables (1E1740.7-2942 et 1E1743.1-2843) et une autre une binaire X variable (SAXJ1747.0-2853). L'émission X provenant du complexe Sgr A et du reste de supernova SNR 0.9+0.1 (PWN 0.9+0.1 sur la carte) sont également visibles. En plus de ces sources identifiables, l'émission diffuse est visible dans toute la région. Les observations de XMM-Newton ont montré que l'émission du gaz chaud dans lequel baigne la région centrale de notre galaxie présente une composante associée à l'émission thermique et non-thermique d'atomes de fer à 6,4 et 6,7 keV, respectivement [45]. Ces observations viennent confirmer les résultats de Chandra selon lesquels une partie de l'émission diffuse est d'origine non-thermique.

Les observations en rayons X durs

La carte la plus récente de la région du Centre Galactique en rayons X durs (figure 7.3) a été obtenue entre 20 keV et 40 keV par l'imageur IBIS/ISGRI⁷ de l'expérience INTEGRAL [46]. Six sources distinctes apparaissent dans une région de $2^\circ \times 2^\circ$ autour du Centre Galactique. L'une de ces six sources, IGR J17456-2901, a une position compatible avec celle du trou noir Sgr A* à 1' près. Cette source est ponctuelle et ne présente aucune variabilité à un niveau de 3σ , contrairement à ce qui a été annoncé dans l'analyse des premières données d'INTEGRAL [47].

Une émission plus dure en rayon X (> 40 keV) a aussi été détectée entre Sgr A* et l'arc radio situé à l'est galactique vers des longitudes⁸ $l \sim 0,1^\circ$. Celle-ci proviendrait des nuages moléculaires présents dans cette région. La plupart des sources vues par INTEGRAL ont aussi été détectées dans les X mous (par XMM-Newton notamment) et sont associées à des étoiles binaires X, dont l'une d'elle en particulier pourrait comporter un trou noir de masse stellaire (1E 1740.7-2942). La

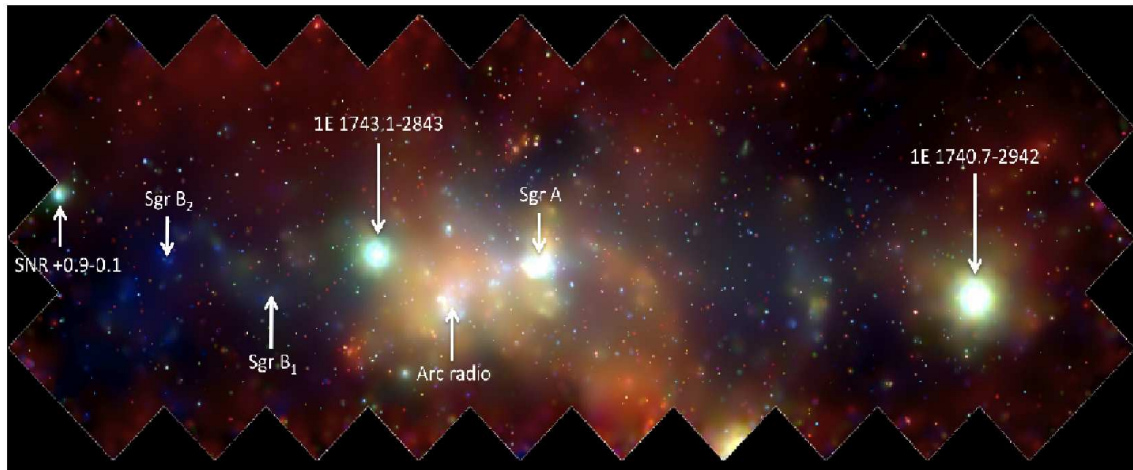
⁴Le satellite Américain Chandra a été lancé en Juillet 1999 et fournit des images X, dans une bande d'énergie allant de 1 keV à 10 keV, avec une résolution angulaire de 0,5" sur l'axe optique. Sa résolution en énergie est de l'ordre de 10%.

⁵Le satellite Européen XMM-Newton a été lancé en décembre 1999 et observe la même bande en énergie que Chandra, avec une résolution angulaire de 14'. Sa résolution en énergie est inférieure à 0,5%.

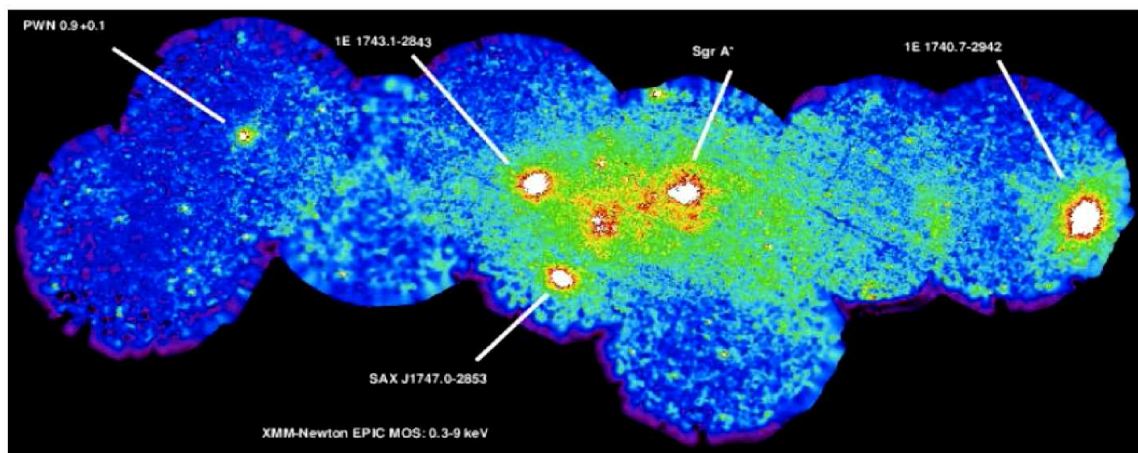
⁶AGN pour Active Galaxy Nuclei

⁷IBIS/ISGRI : Imager on Board the INTEGRAL Satellite/INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager. Sa résolution en énergie est de 8% à 100 keV et sa résolution angulaire est de 10', du même ordre de grandeur que celle de H.E.S.S..

⁸En coordonnées galactiques, l'axe des longitudes est aligné suivant le plan galactique et est dénoté par "l". L'axe des latitudes est quant à lui orienté perpendiculairement au plan galactique et est dénoté par "b".



(a) Mosaïque du Centre Galactique observé par Chandra



(b) Mosaïque du Centre Galactique observé par XMM-Newton

FIG. 7.2 – **Images de la région du Centre Galactique en rayons X mous.** Les cartes sont en coordonnées galactiques. (a) Mosaïque du Centre Galactique obtenue avec le satellite Chandra entre 1 et 8 keV. Image tirée de [44]. (b) Observation du satellite XMM-Newton entre 2 et 9 keV. Les couleurs traduisent l'intensité du rayonnement X (croissant du bleu au blanc). Image tirée de [45].

source IGR J17475-2822 a été découverte par INTEGRAL est n'est toujours pas identifiée. Elle pourrait correspondre au nuage moléculaire Sgr B2.

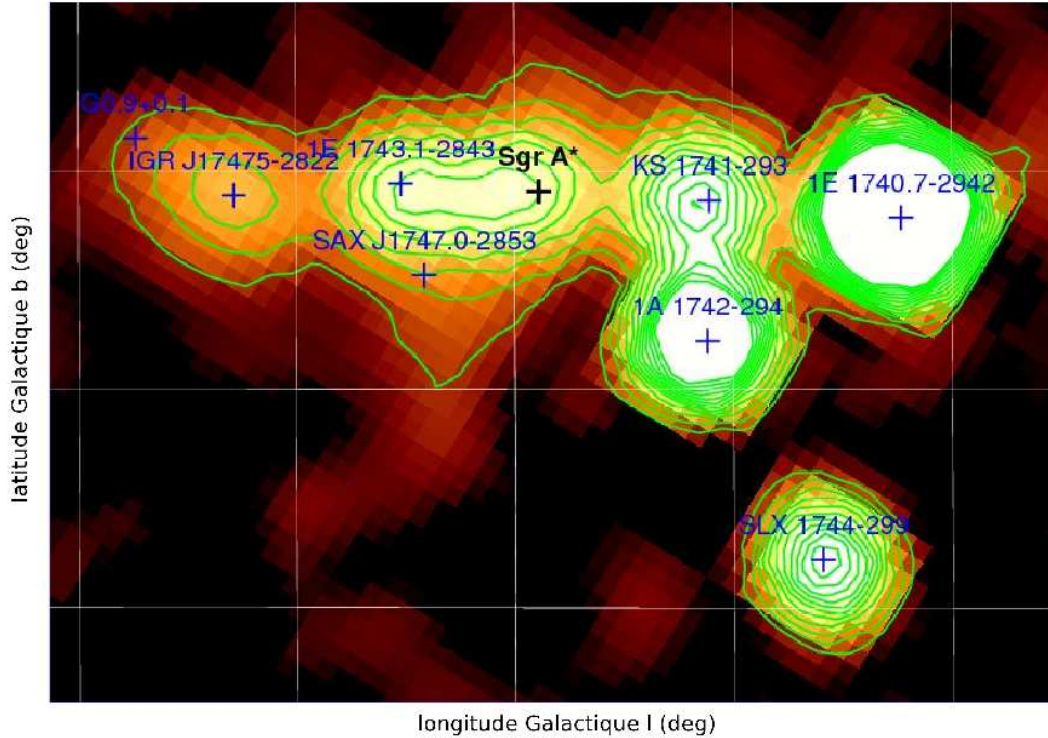


FIG. 7.3 – Carte de significativité couvrant la région du Centre Galactique ($\sim 2^\circ \times 2^\circ$) entre 20 et 40 keV obtenue par l'instrument IBIS/ISGRI de l'expérience INTEGRAL. La carte est en coordonnées galactique avec un espacement de 0.5° entre chaque ligne de la grille. Le fond noir indique une significativité inférieure à 3σ et le fond blanc correspond à des significativités de plus de 60σ . Les contours blancs marquent les niveaux d'iso-significativité de 9.5σ à 75σ . Image adaptée de [46].

7.1.3 Morphologie de la région centrale en γ

L'émission γ provenant de la direction du Centre Galactique a pour la première fois été détectée par le satellite EGRET entre 100 MeV et 10 GeV (3EG J1746-2852). Cette détection a été confirmée au TeV par l'expérience d'imagerie Cherenkov CANGAROO-II en 2003 [48], et marginalement confirmée par l'expérience WHIPPLE en 2004 [49]. Les résolutions angulaires de ces instruments ne permettent pas de situer précisément l'origine du signal. La dernière analyse des données d'EGRET [50] montre que la position reconstruite de la source γ (avec une incertitude de $\sim 8'$ à 90% de niveau de confiance) est décalée de plus de $0,2^\circ$ par rapport à la position du trou noir Sgr A*. Cette source est donc incompatible avec Sgr A* à un niveau de confiance de plus de 99,9%, mais pourrait correspondre à un flux γ émis au niveau de la position de l'arc radio ($l \sim 0.1^\circ$), ou alors au reste de supernova Sgr A Est situé dans le complexe Sgr A.

Le réseau d'imageurs Cherenkov H.E.S.S. a aussi détecté en 2004 une émission γ de haute énergie entre 100 GeV et quelques dizaines de TeV (voir chapitre 8). La position de la source observée est centrée sur la position du complexe Sgr A. Des observations supplémentaires ont permis de mettre en évidence en 2006 l'existence d'une émission diffuse γ le long du plan galactique, située à $|l| < 1^\circ$ en longitude galactique et à $|b| < 0.3^\circ$ en latitude galactique [51]. Cette émission est corrélée avec

la distribution des nuages d'hydrogène ionisé de la zone moléculaire centrale (section 8.2), et est vraisemblablement issue de l'interaction de rayons cosmiques avec ces mêmes nuages [51]. En 2006, l'expérience d'imagerie Cherenkov MAGIC a confirmé la détection de H.E.S.S. en observant une source dans la région du Centre Galactique dont la position reconstruite est compatible avec celle du complexe Sgr A [52]. Les observations γ de la région du Centre Galactique par les imageurs Cherenkov de dernière génération sont abordées plus en détails dans la section 8.5.

7.1.4 La zone moléculaire centrale

La zone moléculaire centrale est une région du disque galactique dense en nuages moléculaires. La distribution des nuages moléculaires le long du plan galactique est tracée par les raies millimétriques de leur émission CO ou CS⁹. La figure 7.4 est un relevé de l'émission CS dans la région du Centre Galactique, montrant l'extension de la distribution des nuages moléculaires [53]. La zone moléculaire centrale a une taille d'environ ± 150 pc autour de la position du Centre Galactique. Sa morphologie est asymétrique, avec environ 70% de l'émission se trouvant à l'est galactique. La zone moléculaire centrale est visible en radio (émission diffuse de part et d'autre du Centre Galactique dans laquelle se distinguent notamment les sources Sgr B1 et Sgr B2, figure 7.1), en rayons X (émission diffuse asymétrique détectée par Chandra et XMM-Newton, figures 7.2(a) et 7.2(b)) et en rayons γ du TeV (émission diffuse détectée par H.E.S.S., figure 8.3(a)). La masse en nuages moléculaires de cette région est estimée à $5 \times 10^7 M_{\odot}$ [54].

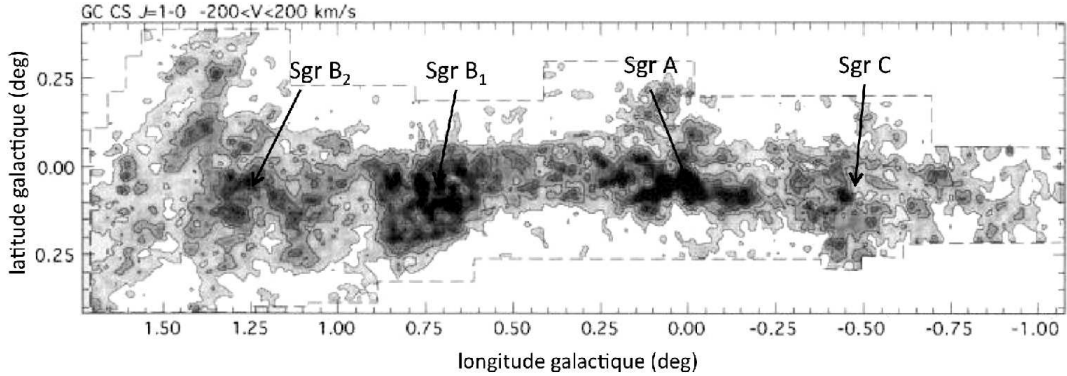


FIG. 7.4 – Relevé de l'émission CS dans la région du Centre Galactique. Les axes sont en coordonnées galactiques. L'émission CS trace la distribution des nuages moléculaires et permet d'avoir une estimation de l'extension de la zone moléculaire centrale. Les nuages moléculaires Sgr B₁ et Sgr B₂ sont notamment visible. Figure adaptée de [53]

7.2 Le complexe Sgr A

A l'échelle de quelques parsecs, l'émission multi-longueurs d'onde du Centre Galactique provient du complexe Sgr A. Le complexe Sgr A est schématisé de façon simple sur la figure 7.5 et regroupe divers objets astrophysiques en son sein. Ce paragraphe fait l'inventaire des principales sources qui composent cet ensemble. Le trou noir supermassif Sgr A*, principal candidat pour l'émission de γ dans cette région, y est plus particulièrement décrit.

⁹L'émission CS sonde les nuages moléculaires qui sont relativement denses ($n \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$).

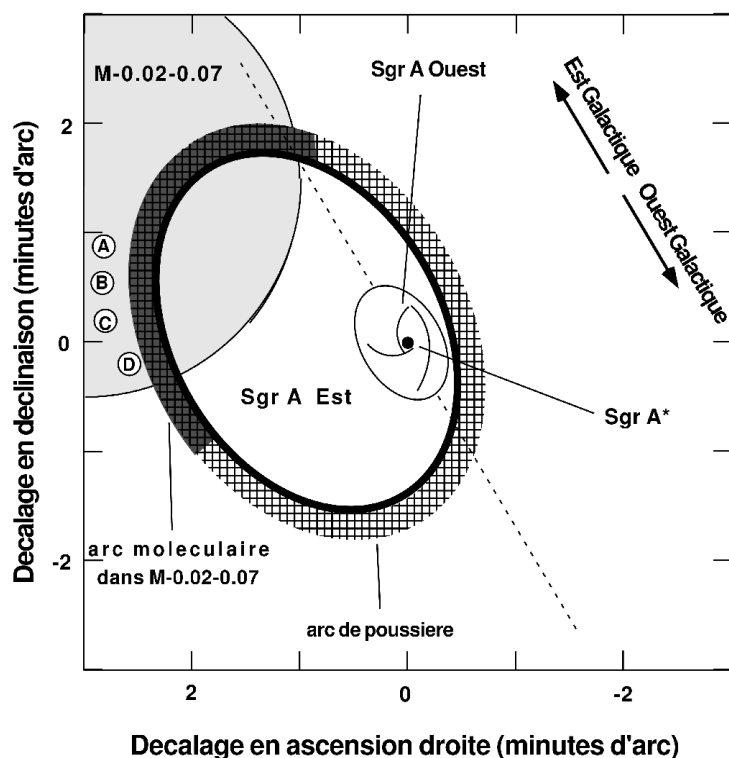
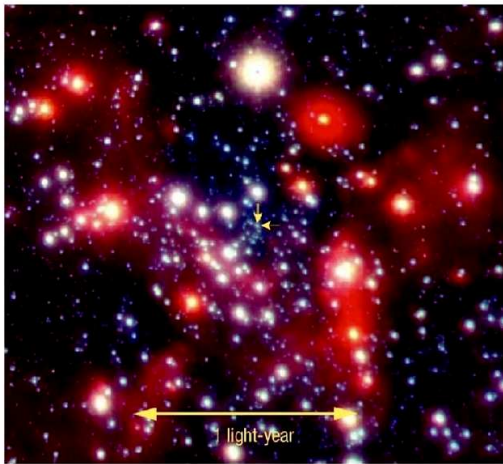


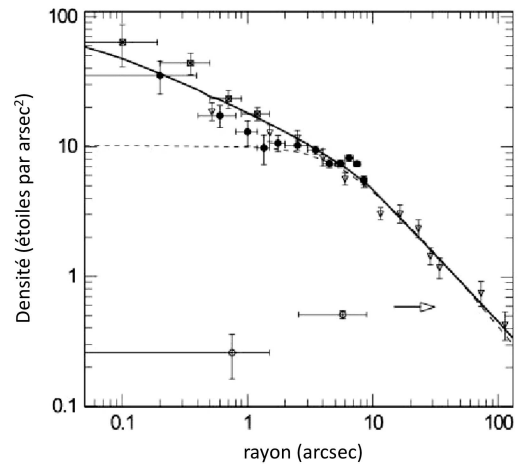
FIG. 7.5 – Schéma du complexe Sgr A. Les axes représentent les décalages en minutes d'arc par rapport à la position de Sgr A*, en coordonnées équatoriales. Sgr A* est au centre de la région Sgr A Ouest formée de 3 bras spiraux et entourée par une cavité moléculaire (voir paragraphe 7.2.3). Sgr A Est entoure Sgr A Ouest mais son centre est décalé de 50". La coquille du reste de supernova est entourée par un arc de poussière et un arc moléculaire. Le nuage moléculaire M-0.02-0.07 se trouve à l'est galactique de Sgr A Est. Sur le bord Est de Sgr A Est se trouve une chaîne de région HII notées de A à D. Pour une distance de 8 kpc, 1' correspond à une distance de 2,3 pc. Image tirée de [55].

7.2.1 L'amas d'étoiles central

Les observations infrarouges du parsec central de la voie lactée ont permis de mettre en évidence l'existence d'un très grand nombre d'étoiles (figure 7.6(a)). L'amas d'étoiles central se compose de plusieurs groupements d'étoiles, dont les plus lumineux sont les complexes IRS 16 situé à l'est de la source radio Sgr A* à environ 1-2", IRS 13 situé à 3,5" au sud-ouest de Sgr A* et l'amas de Sgr A* (*Sgr A* star cluster* en anglais) centré sur la source radio avec une extension de 1". L'amas d'étoiles central contient à la fois des étoiles vieilles qui sont en dehors de la séquence principale du diagramme de Hertzsprung-Russel¹⁰ et des étoiles jeunes. A première vue, les conditions extrêmes qui règnent au voisinage direct d'un trou noir empêcheraient la condensation du gaz environnant, et donc la formation d'étoiles. L'observation de ces étoiles jeunes semble donc contredire ce raisonnement [56]. La densité d'étoiles en fonction de la distance au trou noir est montrée figure 7.6(b). Le profil suit une double loi de puissance, avec une évolution en r^{-2} pour des distances supérieures "au rayon de coeur" $r_c \geq 0,2 - 0,4$ pc, et une évolution en $r^{-1,4}$ à l'intérieur du coeur [57].



(a) Image infrarouge de l'amas central d'étoiles



(b) Profil de densité de l'amas central d'étoiles

FIG. 7.6 – Image infrarouge et profil de densité de l'amas d'étoiles central. (a) Image entre 1,6 et 3,5 μm de l'amas d'étoiles central. Les points rouges sont des étoiles froides, et les points bleus des étoiles chaudes. L'émission diffuse est produite par les poussières interstellaires. La position du trou noir central est indiquée par les deux flèches jaunes. L'émission infrarouge de Sgr A* est trop faible pour qu'on puisse la percevoir. (b) Densité de surface d'étoiles (en nombre d'étoiles par arcsec^2 , $1'' = 1 \text{ arcsec} = 0,04 \text{ pc}$ à la distance du Centre Galactique) en fonction de la distance au trou noir. Les différents symboles correspondent aux étoiles détectées dans différentes bandes spectrales (K,H,...). La courbe pointillée représente un modèle de sphère isotherme avec coeur. La courbe en trait plein correspond à l'ajustement des mesures par une double loi de puissance (voir texte). Figures adaptées de [57].

7.2.2 Le reste de supernova Sgr A Est

Sgr A Est est un reste de supernova situé près du Centre Galactique, d'une taille de $3,5' \times 2,5'$ ($8\text{pc} \times 6\text{pc}$). Son centre géométrique est décalé de $50''$ par rapport à la position du trou noir Sgr

¹⁰Le diagramme de Hertzsprung-Russel ou diagramme HR est une classification des étoiles dans le plan (L_V , T) où L_V est la luminosité dans le visible, et T la température de corps noir de l'étoile. Cette classification permet d'estimer l'âge et le stade de l'évolution d'une étoile.

A*, soit de 2 parsecs à la distance du Centre Galactique [58]. L'émission radio non-thermique de Sgr A Est est principalement due au rayonnement synchrotron d'électrons relativistes à l'intérieur de la coquille (figure 7.7(a)). Les observations radio ont aussi montré que celle-ci est en interaction avec le nuage moléculaire M-0.02-0.07. L'émission X, récemment observée par Chandra et XMM-Newton est concentrée dans les 2 pc centraux de la coquille radio [55, 59]. Ceci suggère que Sgr A Est est un reste de supernova de type "morphologie mixte" ¹¹. La petite taille de ce reste de supernova indique que l'expansion de la matière ejectée a lieu dans un milieu dont la densité serait de 10^3cm^{-3} , c'est à dire mille fois plus dense que le milieu interstellaire moyen dans la Voie Lactée. Les surabondances en éléments lourds de cet objet, d'un facteur 4 plus grand que les abondances solaires, prouvent que Sgr A Est est probablement issu d'une supernova de type II où l'étoile progénitrice devait avoir une masse inférieure à $20 M_{\odot}$.

7.2.3 La région Sgr A Ouest

La région Sgr A Ouest correspond aux deux parsecs centraux de notre Galaxie. Du gaz hautement ionisé forme des "bras spiraux" (figure 7.7(b)) tournant autour du trou noir Sgr A* avec une vitesse de 105 km s^{-1} . L'origine de cette minispirale provient vraisemblablement du trou noir Sgr A* lui-même. A une échelle légèrement plus grande ($\sim 3 \text{ pc}$), se trouve une cavité moléculaire qui entoure la structure de minispirale. La figure 7.7(c) montre l'émission radio de la minispirale superposée à l'émission de HCN¹², qui trace la distribution des nuages moléculaires. L'émission HCN délimite une zone pauvre en gaz neutre entourée par une coquille riche en gaz moléculaire [60].

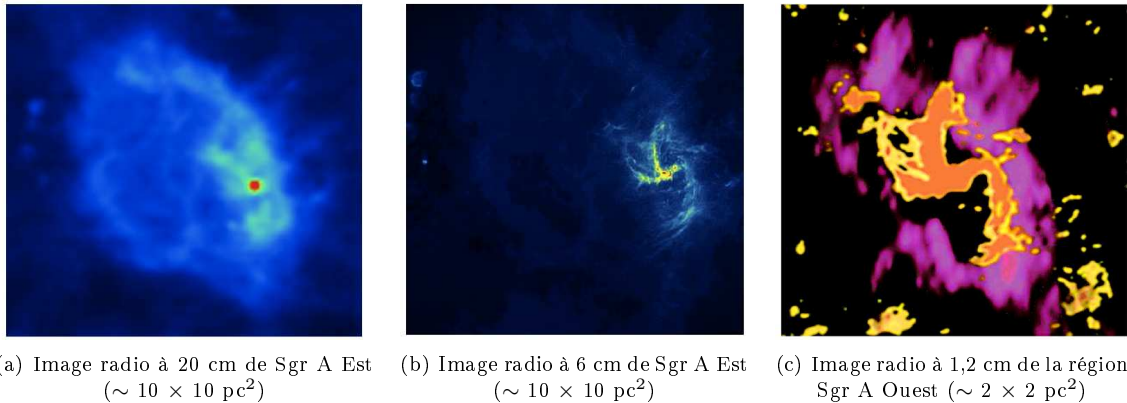


FIG. 7.7 – **Images radio de Sgr A Est et Sgr A Ouest.** Les images sont orientées suivant le système de coordonnées galactique, avec le nord vers le haut et l'est vers la gauche. (a) Image radio à 20 cm obtenue avec l'instrument VLA, qui montre la structure en coquille de Sgr A Est (halo bleu) entourant la région Sgr A Ouest (en vert clair) avec au centre la source Sgr A* (en rouge). Un ensemble de régions HII est aussi visible à l'est de la coquille (région notées de A à D sur la figure 7.5). (b) Image radio à 6 cm du reste de supernova Sgr A Est, qui met en évidence la structure spirale de Sgr A Ouest (en jaune). Au centre de cette spirale se trouve la source radio Sgr A* (en rouge). (c) Image radio à 1,2 cm de Sgr A Ouest (en jaune orangé), superposée à l'émission des nuages HCN présents dans cette région (en violet). L'émission HCN dessine la forme d'un anneau de gaz ionisé à l'intérieur duquel se trouve la cavité moléculaire. Images tirées de [56].

¹¹Les restes de supernovae de type "morphologie mixte" sont caractérisés par une émission X relativement homogène située à l'intérieur d'une coquille radio plus grande. Elles sont en interaction avec des nuages moléculaires et évoluent dans des milieux plus denses que le milieu interstellaire moyen.

¹²Cyanure d'hydrogène

7.2.4 Le pulsar G359.95-0.04

Les multiples observations du Centre Galactique par l'observatoire Chandra ont permis la détection d'une nébuleuse de pulsar localisée au voisinage de Sgr A* (à $8,7''$ du trou noir, soit $0,32$ pc à la distance du Centre Galactique). La figure 7.8 montre des observations radio à $3,6$ cm auxquelles sont superposés les contours d'intensité (en $\text{ph s}^{-1} \text{ arcmin}^{-2}$) obtenus par Chandra entre 1 et 9 keV [61]. La coquille observée en rayons X a une morphologie particulière, qui est celle d'une comète avec une queue allongée dans la direction du complexe d'étoiles IRS 13. Les dimensions de G359.95-0.04 sont de $8'' \times 2''$, soit $0,3$ pc \times $0,08$ pc à la distance du Centre Galactique. Les luminosités radio et infra-rouge de cet objet sont étonnamment faibles en comparaison de sa luminosité aux longueurs d'ondes des rayons X. D'autre part, le spectre en rayons X de cet objet devient de plus en plus mou au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la position nominale du pulsar, dans la direction de la queue. Toutes ces caractéristiques laissent à penser que G359.95-0.04 appartient à la rare classe des nébuleuses de pulsar confinées par la pression du milieu interstellaire local. De plus, la diffusion inverse Compton du vent de leptons émis par un tel pulsar sur le champ dense de photons ambiant pourrait expliquer l'émission au TeV observée dans la direction du Centre Galactique (voir chapitre 11).

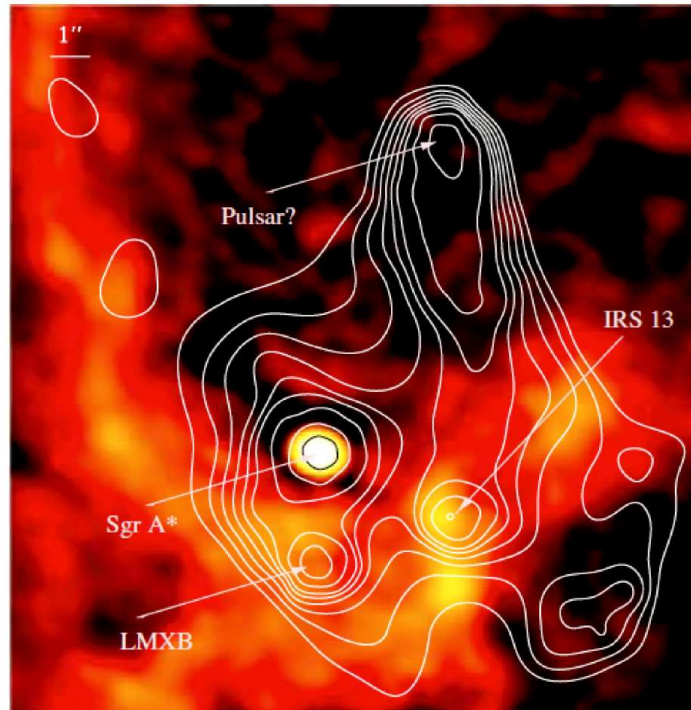


FIG. 7.8 – **Image radio à 3,6 cm de la région du Centre Galactique.** L'image est orientée suivant le système de coordonnées galactiques, avec le nord en haut et l'est vers la gauche. Les contours d'intensité mesurés par Chandra (en blanc) sont superposés à l'image radio. On distingue la coquille en forme de comète entourant le pulsar G359.95-0.04. Sgr A* est localisé à $8,4''$ ($\sim 0,3$ pc) au sud-est de ce pulsar. Image tirée de [61].

7.2.5 Sgr A*, le trou noir supermassif

Depuis sa découverte en 1974, la source radio Sgr A* est la cible de multiples observations dans divers domaines de longueurs d'ondes. L'interprétation la plus probable est que cette puissante

source radio proviendrait de l'émission d'un trou noir supermassif localisé au centre dynamique de notre Galaxie.

Position, mouvement propre et masse

La position de Sgr A* et son mouvement propre par rapport à un référentiel fixe¹³ ont été mesurés très précisément grâce aux observations radio du Centre Galactique, et aux observations infrarouge d'étoiles situées dans son voisinage. La position moyenne de Sgr A*, calculée avec plusieurs lots de données obtenus pendant treize années d'observation avec l'instrument VLA [62], est en coordonnées équatoriales :

$$\alpha(2000) = 17^h 45^m 40,0383^s \pm 0,0007^s \quad (7.1)$$

$$\delta(2000) = -29^\circ 00' 28,069'' \pm 0,014'' \quad (7.2)$$

Les erreurs indiquées combinent les incertitudes statistiques et systématiques sur la mesure. L'accumulation de données infrarouge sur 8 années d'observations a permis d'atteindre une précision de $\sim 1 \text{ mas yr}^{-1}$ sur la vitesse propre de Sgr A*¹⁴ [63]. La vitesse propre de Sgr A* est compatible avec celle d'une source fixe : $-18 \pm 7 \text{ km s}^{-1}$ le long du plan galactique en direction de l'est, et $-0,4 \pm 0,9 \text{ km s}^{-1}$ perpendiculairement au plan galactique en direction du nord. Ces deux résultats confirment que Sgr A* est situé au centre dynamique de la galaxie.

Une méthode utilisée pour estimer la masse du trou noir consiste à étudier la dynamique des étoiles se déplaçant dans son voisinage. La connaissance de leurs orbites permet d'estimer la masse dynamique contenue à l'intérieur de celle-ci, et de poser des contraintes sur la fraction de cette masse directement associée au trou noir. Récemment, Ghez et al. ont analysé les mouvements de 17 étoiles sur une durée de 10 ans par imagerie infrarouge avec les télescopes Keck¹⁵ [64]. La figure 7.9(a) montre la reconstruction des orbites de 7 étoiles dont les trajectoires diffèrent significativement d'une trajectoire rectiligne, dans le référentiel dans lequel le centre de masse est au repos. Les deux étoiles passant au plus près du centre de masse sont S2, dont le périhélie est de 120 ua¹⁶, et S0-16, dont le périhélie est de 45 ua. Le centre gravitationnel des orbites de chacune des étoiles correspond à la position de la source radio Sgr A* à une incertitude de 1,3 mas près. Le mouvement propre du centre de masse est statistiquement compatible avec une position fixe. La masse centrale contenue dans un rayon de 45 ua est estimée à $(3,7 \pm 0,2) \times 10^6 M_\odot$. Une incertitude supplémentaire de 19% provient de l'incertitude sur la distance au Centre Galactique. Celle-ci est la source d'erreur dominante dans l'estimation de la masse. Au moins 10% de cette masse serait directement associée au trou noir [63]. La figure 7.9(b) montre l'évolution du profil de masse en fonction de la distance au Centre Galactique, en tenant compte de la masse centrale, et de l'amas d'étoiles central.

L'orbite de l'étoile S0-16 analysée dans [64] exclue le scénario selon lequel il existerait un amas sombre très compact formé d'étoiles à neutron ou de trous noirs [66, 67]. Cependant, une analyse récente du mouvement de plus de 6000 étoiles dans l'amas d'étoiles central [68] tend à prouver que la masse ponctuelle du trou noir Sgr A* ne suffirait pas à expliquer à elle seule la dynamique des étoiles dans le parsec central. Une composante étendue supplémentaire de l'ordre de $0,5 \times 10^6 M_\odot$ semble nécessaire pour rendre compte des observations.

Structure en fonction de la fréquence

La taille et la forme de Sgr A* sont des éléments importants à connaître pour déterminer la nature et les caractéristiques de cette source. Malheureusement, la diffusion des ondes radio par le

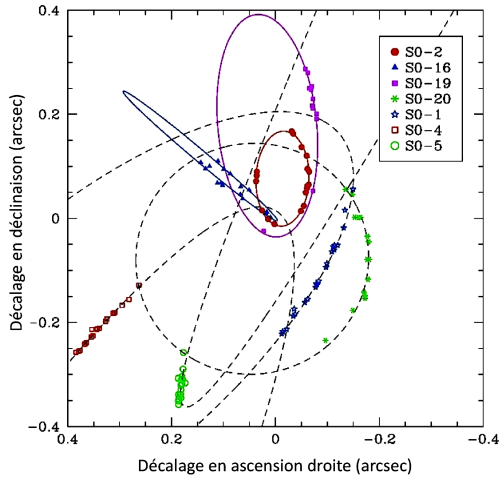
¹³Le mouvement propre de Sgr A* a été mesuré par rapport à des sources extra-galactiques lointaines, comme des quasars, qui paraissent immobiles sur des échelles de temps de la dizaine d'années.

¹⁴mas : milli-seconde d'arc

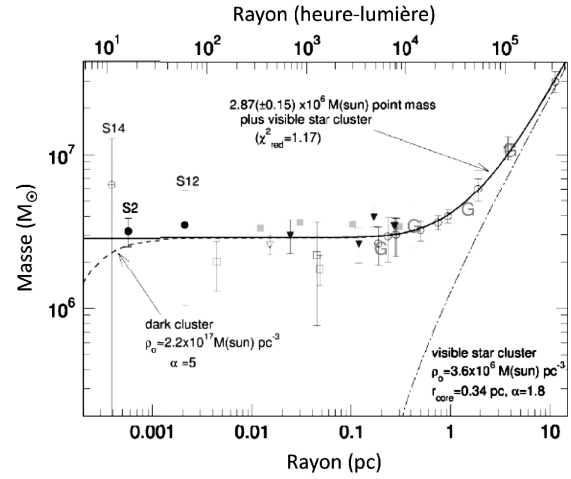
1 mas yr^{-1} correspond à une vitesse d'environ 5 km s^{-1} à la distance du Centre Galactique.

¹⁵Keck est un réseau américain de deux télescopes situé sur l'île d'Hawaii pour l'observation des astres en optique et infrarouge proche.

¹⁶ua pour unité astronomique. $1 \text{ ua} = 149\,597\,870,691 \pm 0,030 \text{ km}$, demi-grand axe de l'orbite terrestre.
 $1 \text{ ua} \approx 5 \times 10^{-6} \text{ pc}$ à la distance du Centre Galactique



(a) Dynamique stellaire autour de Sgr A*



(b) Masse contenue dans une sphère centrée sur Sgr A* en fonction de son rayon

FIG. 7.9 – **Dynamique stellaire et contraintes sur le profil de masse dans la région du Centre Galactique.** (a) Ajustement des orbites de 7 étoiles autour du Centre Galactique. Les axes indiquent les positions relatives des étoiles par rapport au centre dynamique de la Galaxie, dans le système de coordonnées équatoriales. Les mouvements propres ont été mesurés entre 1995 et 2003 avec les télescopes Keck, et leur incertitudes sont inférieures à la taille des symboles. Les trajectoires sont tracées dans le référentiel dans lequel le centre de masse est au repos. Les lignes indiquent les orbites ajustées. Image tirée de [64]. (b) Masse contenue à l'intérieur d'une sphère centrée sur Sgr A* en fonction de son rayon [65] (en supposant une distance de 8 kpc). Les cercles à courte distance indiquent les masses déduites des orbites des étoiles S2, S12 et S14. A plus grande distance, les masses mesurées dépendent de la modélisation de l'amas d'étoiles central (triangles, rectangles, cercles). La courbe continue indique le meilleur ajustement des données : c'est la somme d'une masse ponctuelle centrale de $(2,87 \pm 0,15) \times 10^6 M_{\odot}$ et de l'amas d'étoiles central dont la densité suit une loi de puissance en $r/r_0^{-1,8}$, de densité centrale $3,6 \times 10^6 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$, avec un rayon de coeur $r_0 = 0,34 \text{pc}$. La ligne pointillée indique la somme de l'amas d'étoiles central et d'un hypothétique amas sombre très compact formé par exemple d'étoiles à neutrons ou de trous noirs [66, 67]. L'analyse de Ghez et al. [64] exclue ce scénario.

plasma dense de la région centrale élargit les images obtenues, et rend son étude morphologique difficile. La forme de l'émission observée est celle d'une ellipse avec un rapport $\sim 2 : 1$ entre le grand axe et le petit axe (figure 7.10(a)). La taille observée varie avec la longueur d'onde selon une loi de puissance d'indice 2, entre 3,5 mm et 6 cm [69] :

$$\theta_{major} = (1,39 \pm 0,02) \left(\frac{\lambda}{1 \text{ cm}} \right)^2 \text{ mas} \quad (7.3)$$

$$\theta_{minor} = (0,69 \pm 0,06) \left(\frac{\lambda}{1 \text{ cm}} \right)^2 \text{ mas} \quad (7.4)$$

Une modélisation du spectre des fluctuations de densité du plasma selon une loi de puissance permet de relier le facteur d'élargissement des images à la longueur d'onde d'observation, et ainsi de remonter à la taille intrinsèque de Sgr A* (figure 7.10(b)). Une taille intrinsèque de $34_{-10}^{+16} \mu\text{as}$ a récemment été obtenue par Doeleman et al. [70] avec des observations à 1,3 mm. Celle-ci correspond à une taille plus petite que la taille apparente¹⁷ d'un trou noir d'environ $4 \times 10^6 M_{\odot}$, ce qui suggère que l'émission radio n'est pas centrée sur le trou noir. La limite supérieure à 3σ sur la taille de l'émission radio, combinée à la limite inférieure sur la masse du trou noir supermassif indique que la densité de masse dans cette région est d'au moins $9,3 \times 10^{22} M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$, ce qui est la preuve la plus flagrante que la source Sgr A* est un trou noir supermassif.

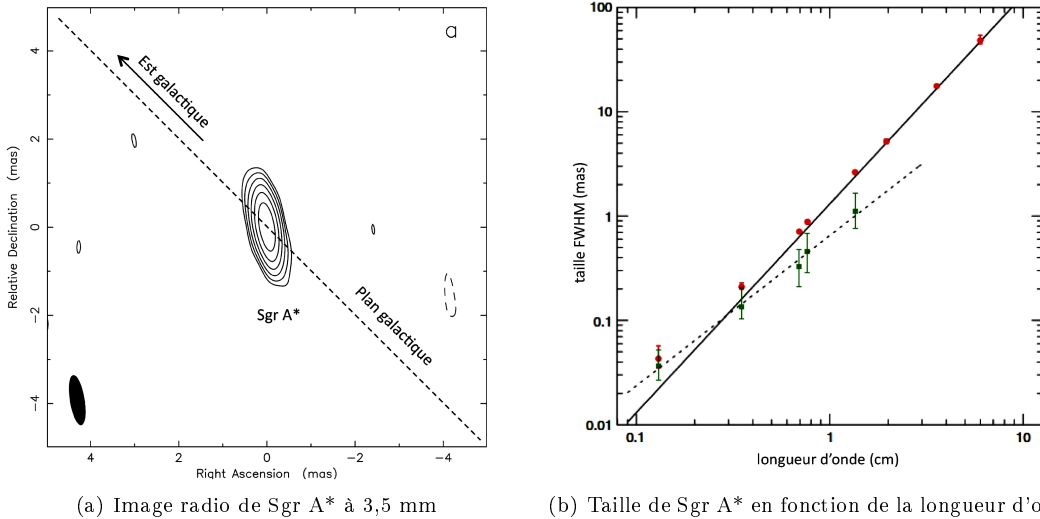


FIG. 7.10 – **Les dimensions de Sgr A* aux longueurs d'onde radio.** (a) Image radio de Sgr A*. Les axes sont orientés suivant le système de coordonnées équatoriales. Les contours indiquent les niveaux d'intensité de l'image par ordre croissant de l'extérieur vers le centre. Le plan galactique est orienté suivant la diagonale. (b) Longueur de l'axe principal de l'ellipse en fonction de la longueur d'onde. La droite en trait plein indique la taille observée ($\theta_{major} \propto \lambda^2$), et la droite pointillée indique la taille intrinsèque de la source après correction des effets de diffusion par le milieu interstellaire sur la ligne de visée (voir texte pour détails). Image adaptée de [70].

Spectre et variabilité

Les contraintes concernant les modèles d'émission du trou noir Sgr A* proviennent essentiellement des mesures de son spectre en énergie et de sa variabilité temporelle. La figure 7.11 montre

¹⁷La taille d'une surface émettrice centrée sur un trou noir nous apparaît plus grande que sa taille intrinsèque à cause des effets de lentille gravitationnelle dus au trou noir.

un spectre "composite" de l'émission détectée en direction du Centre Galactique, depuis les longueurs d'ondes radio jusqu'aux rayons γ du TeV. Le terme composite est employé ici car dans la partie du spectre s'étalant au-delà des rayons X, l'origine de l'émission est incertaine et ne provient pas nécessairement du trou noir Sgr A* (ceci est dû aux plus "faibles" résolutions angulaires des instruments de l'astronomie γ des très hautes énergies comparées aux instruments opérant dans les longueurs d'onde radio, infrarouge ou X). La partie radio du spectre est décrite par deux lois de puissance ($S_\nu \propto \nu^\alpha$) d'indice $\alpha=0,17$ en-dessous de 10 GHz et $\alpha=0,30$ au-dessus, avec une cassure entre 8,5 et 15 GHz. Il existe un excès submillimétrique d'origine inconnue pour des fréquences supérieures à ~ 100 GHz, décrit par $S_\nu \propto \nu^{0,8}$ [71]. Cet excès est fortement coupé dans l'infrarouge et donne lieu à un spectre en loi de puissance décroissant avec l'énergie, d'indice $\alpha=-2,1 \pm 1,4$ [72] (dans le domaine infrarouge, l'émission dans l'état bas de Sgr A* n'a pas été clairement identifiée). A plus grandes énergies, le spectre en rayons X devient plus mou et suit une loi de puissance d'indice $\alpha = -2,7_{-0,9}^{+1,3}$ [42, 73]. A cause de leurs résolutions angulaires, les flux mesurés en direction du Centre Galactique par le satellite INTEGRAL et les différents réseaux d'imageurs Cherenkov sont des limites supérieures sur le flux du trou noir à quelques dizaines de keV et à quelques TeV, respectivement.

L'émission détectée en direction du Centre Galactique est variable de la radio jusqu'aux rayons X. En radio, une modulation périodique de 106 jours a été observée dans les données prises par l'instrument VLA [74]. Cette modulation périodique pourrait s'interpréter comme la précession d'un disque d'accrétion autour du trou noir Sgr A*. Cependant, celle-ci n'a jamais été confirmée par d'autres observations radio et pourrait être par exemple due à un effet systématique. Des variations du flux radio d'un facteur ~ 2 sont aussi observées sur des échelles de temps plus courtes, de l'ordre de la semaine et en coïncidence avec des sursauts vus dans les autres domaines de longueurs d'onde, notamment en rayon X [75]. Dans le domaine infrarouge, des sursauts journaliers sont aussi observés sur des échelles de temps allant de la minute à quelques heures, avec des amplification du flux de l'ordre d'un facteur 5 [76]. Des sous-structures ont été détectées dans certains de ces sursauts par l'instrument VLT¹⁸, avec une modulation périodique du flux de période 17 minutes environ, et qui pourraient aussi correspondre à un disque d'accrétion en rotation autour du trou noir [72]. Néanmoins, la non-détection de cette modulation par les télescopes Keck a remis en cause son existence [77, 78]. Les sursauts les plus spectaculaires ont été observés dans le domaine des rayons X, avec un facteur d'amplification du flux allant de 10 à 100, et sur des échelles de temps de l'ordre de la dizaine de minutes. La région d'émission ne s'étend donc pas au-delà d'une dizaine de rayons de Schwarzschild du trou noir :

$$R_s = \frac{2GM}{c^2} \approx 3 \times 10^6 R_{s,\odot} \approx 10^7 \text{ km} \approx 30 \text{ s} \quad (7.5)$$

$$\Delta t \approx 600 \text{ s} \approx 20 R_s, \quad (7.6)$$

où la masse du trou noir centrale a été prise égale à $3 \times 10^6 M_\odot$, et où $R_{s,\odot}$ correspond au rayon de Schwarzschild du Soleil et vaut 3 km. Différents types de sursauts ont été observés par les observatoires Chandra et XMM-Newton, avec des spectres en énergie moins pentus (α allant de $-2,5 \pm 0,3$ à $-0,7 \pm 0,6$) que le spectre mesuré dans l'état bas [79, 73, 80]. Il est peu probable qu'un seul mécanisme d'émission puisse expliquer la variété des sursauts observés. D'autres sursauts rapides et d'amplitudes un facteur ~ 5 sont relativement fréquents et arrivent approximativement une fois par jour. Des modulations périodiques du flux ont aussi été détectées dans des données prises simultanément en rayons X et en infrarouge. Ces oscillations quasi-périodiques proviendraient des modes d'oscillations d'un disque d'accrétion autour du trou noir [81]. La mesure de la période de chacune de ces modulations permet dans ce cas d'estimer la masse et la vitesse de rotation du trou noir. Aschenbach et al. [81] ont calculé une masse de $2,72_{-0,19}^{+0,12} \times 10^6 M_\odot$, avec un moment angulaire $a \approx 1$ (en unités de c/GM^2). Une modulation périodique du flux de période 22 min a aussi été détectée dans des données simultanément enregistrées par XMM-Newton en rayons X, et

¹⁸Le VLT, pour Very Large Telescope, est un réseau européen de quatre télescopes situé au Chili permettant l'étude des astres dans les longueurs d'ondes allant de l'ultraviolet à l'infrarouge.

le HST¹⁹ en infrarouge. En supposant une masse de $3,5 \times 10^6 M_{\odot}$ pour le trou noir, Belanger et al. [82] ont calculé un moment angulaire $a \approx 0,22$. De manière générale, la détection d'oscillations quasi-périodiques est le sujet de nombreux débats, car les méthodes de détection et le traitement du bruit de fond diffèrent pour chaque analyse. Bien que parfois non compatibles, les résultats indiqués ici doivent donc être pris avec précaution. Finalement, plusieurs campagnes d'observations simultanées en radio, infrarouge et X ont récemment été menées pour élucider les mécanismes d'émission à ces longueurs d'ondes et voir si les variabilités observées ont une origine commune [83, 84, 85, 86].

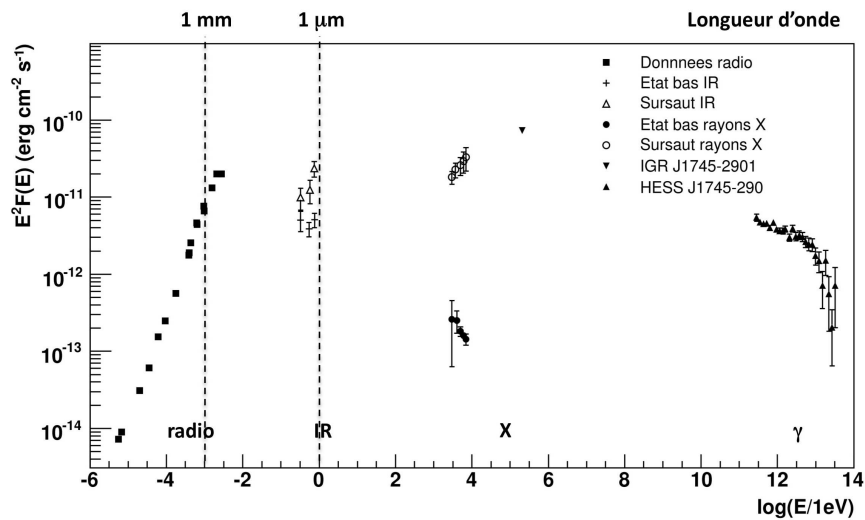


FIG. 7.11 – **Spectre composite multi-longueurs d'onde du Centre Galactique en représentation $E^2 \times \text{Flux}$.** Les données et les références sont indiquées dans [87]. En radio, les barres d'erreurs sur le flux sont plus petites que les symboles. Les flux lors des états bas et lors des états de sursauts sont indiqués en infrarouge et rayons X. Les points d'INTEGRAL (IGR J1745-2901) et de H.E.S.S. (HESS J1745-290) sont des limites supérieures sur le flux du trou noir car Sgr A* n'est pas résolu à ces énergies. Le spectre obtenu par H.E.S.S. est étudié plus en détails dans le chapitre 9.

Polarisation

L'étude de la polarisation de la lumière émise par la source radio Sgr A* apporte des éléments supplémentaires dans la compréhension de l'environnement du trou noir.

La polarisation linéaire de Sgr A* est faible en-dessous de 100 GHz, et n'est pas plus grande que 0,1%. Cette absence de polarisation est probablement intrinsèque à la source. Celle-ci n'est pas le résultat d'effets de dépolarisation de la lumière dus à la diffusion des ondes radio par le plasma dense du Centre Galactique (effet Faraday). Au-dessus de 100 GHz, une polarisation linéaire de $\sim 10\%$ a été mesurée par différents groupes [88, 89]. Ceci renforce l'idée que des populations différentes de particules sont à l'oeuvre pour expliquer l'émission radio de Sgr A*, notamment l'excès sub-millimétrique au-dessus de 100 GHz. Les différents angles de polarisation mesurés par

¹⁹Le HST, pour Hubble Space Telescope, est un télescope en orbite autour de la Terre, observant dans les longueurs d'ondes infrarouge, optique et ultra-violet.

les instruments BIMA²⁰ et JCMT²¹ suggèrent que la polarisation linéaire de Sgr A* est variable [90, 91]. Cette variabilité serait causée par les turbulences du plasma dans lequel baigne la région du Centre Galactique, provoquant des changements dans les angles de polarisation de la lumière émise par Sgr A*.

Une polarisation circulaire a été mesurée en-dessous de 10 GHz, avec un niveau inférieur à 0,5 % [92]. L'origine de cette polarisation circulaire est mal connue. Elle pourrait être directement due à l'émission synchrotron dans une région proche du trou noir, ou alors être le résultat d'effets de propagation de la lumière dans lesquels interviendraient des processus de "repolarisation circulaire"²² [93].

²⁰BIMA pour Berkeley Illinois Maryland Array est un interféromètre millimétrique. Il est constitué d'un réseau de 6 radiotélescopes observant dans des longueurs d'ondes autour de 3 mm.

²¹JCMT pour James Clerk Maxwell Telescope est un radiotélescope observant dans les longueurs d'ondes sub-millimétriques.

²²Les processus de repolarisation circulaire transforment une onde électro-magnétique polarisée linéairement en une onde électro-magnétique polarisée circulairement lorsque celle-ci se propage dans un plasma froid ou un plasma dominé par des paires électron-positron.

Chapitre 8

Le signal au Centre Galactique observé par H.E.S.S.

Le système stéréoscopique H.E.S.S. a détecté en 2004 une émission γ ponctuelle, HESS J1745-290, centrée sur la position du complexe Sgr A. Ce chapitre résume les principales caractéristiques de l'émission γ observée par H.E.S.S. en direction du Centre Galactique. Les différentes campagnes d'observations sont d'abord présentées. Les résultats de l'analyse morphologique et spectrale de l'émission γ diffuse le long du plan galactique sont ensuite discutés. Les résultats concernant la morphologie et la position du signal détecté par H.E.S.S. sont alors décrits, ainsi que l'étude de son spectre et de sa variabilité sur les seules données prises en 2004. Le spectre et de la variabilité du signal sur l'ensemble des données prises entre 2004 et 2006 sont analysés en détails dans les chapitres 9 et 10. Une comparaison des résultats obtenus avec les observations du Centre Galactique par différents instruments d'astronomie γ est présentée dans le dernier paragraphe.

8.1 Les observations du Centre Galactique

8.1.1 Sélection des données

Depuis le début de son fonctionnement, H.E.S.S. a chaque année observé le Centre Galactique. Les premières données ont été prises en 2003 avec les deux premiers télescopes. De 2004 à 2006, les données ont été collectées avec le système complet de quatre télescopes. Le lot total de données prises dans la direction de cette source comprend des runs de pointé dédiés, ainsi que des runs pris lors d'observations systématiques du plan galactique entre $l=-30^\circ$ et $l=+60^\circ$ en longitude et $b=\pm 3^\circ$ en latitude. Les données analysées dans cette thèse regroupent tous les pointés situés à moins de $2,5^\circ$ de la position du Centre Galactique. La plupart des données ont été prises en mode "wobble", où la direction de pointé est décalée de $0,7^\circ$ par rapport à la position de la source, pour une meilleure estimation du bruit de fond. L'ensemble des runs de données ont été pris à des angles zénithaux inférieurs à 70° . Ils ont de plus passé les critères standards de sélection des données décrits dans la section 3.6.2.

Comme expliqué dans le chapitre 4, les données avant analyse sont dominées par les événements hadroniques issus du fond de rayonnement cosmique. Pour éviter des erreurs systématiques supplémentaires dues à une variation du taux de rayons cosmiques, une coupure supplémentaire a été appliquée (pour prendre un exemple, une forte variation du taux de rayons cosmiques dans les données pourrait donner lieu à l'estimation d'un flux γ variable). La figure 8.1 montre une estimation du flux intégré de rayons cosmiques en fonction du temps. Chaque point correspond à un run de prise de données. L'estimation du flux des rayons cosmiques s'est faite en utilisant les événements qui n'ont pas passé les coupures de sélection des γ . La courbe de lumière a ensuite été reconstruite en utilisant la méthode décrite dans le chapitre 5. Les runs pour lesquels le taux de rayons cosmiques dévie de plus de 3σ de l'ajustement de la courbe montrée figure 8.1 par une

constante ont été exclus, ce qui permet de limiter les effets systématiques dus à la variation du flux de rayonnement cosmique.

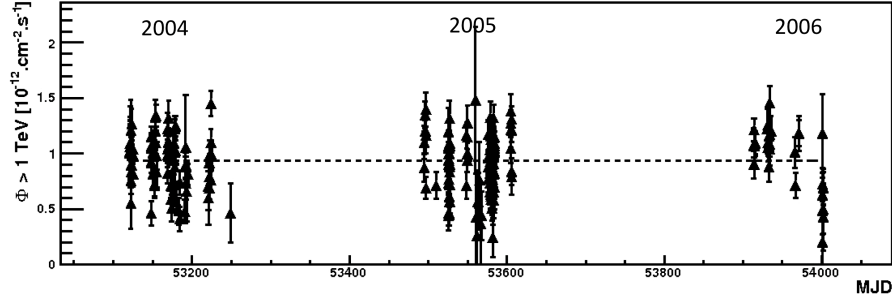


FIG. 8.1 – Estimation du taux de rayons cosmique pour chacun des runs de prise de données vers le Centre Galactique entre 2004 et 2006. La droite pointillée noire représente l'ajustement de la "courbe de lumière" par une constante. Le χ^2/dof de l'ajustement est de 772/243.

L'ensemble des données ayant passé tous ces critères de sélection représente une durée, corrigée du temps mort, de 93 heures d'observation.

8.1.2 Analyse des données

L'analyse combinant la modélisation semi-analytique d'images et le calcul de leurs moments de Hillas a été utilisée. Des critères standard de sélection des événements γ ont été appliqués, incluant une coupure inférieure de 60 photo-électrons sur l'amplitude totale de l'image de façon à limiter les forts effets du NSB dans cette région. D'autres coupures sur la hauteur de première interaction des γ , sur la distance des événements reconstruits par rapport au centre de la caméra et sur la variable combinée Combined Cut (chapitre 4) ont été appliquées. L'ensemble des principales coupures utilisées pour la sélection des γ est résumé dans le tableau 8.1 :

Nom de la coupure	valeur
Charge	≥ 60
Combined cut	$\leq 0,9$
HPI	$-1 \leq h \leq 4$
Distance nominale	$\leq 2,5^\circ$
Multiplicité	≥ 2

TAB. 8.1 – Liste des principales coupures utilisées pour la sélection des γ dans l'analyse des données du Centre Galactique. Les définitions de chaque coupures sont données dans le chapitre 4.

La méthode d'estimation du fond d'événements γ utilise la méthode de l'anneau complet (chapitre 4). Cette méthode s'avère être très robuste lorsque la région d'observation présente des gradients de bruit de fond important, ce qui est le cas de la région du Centre Galactique. Le tableau 8.2 résume l'ensemble des campagnes d'observations vers le Centre Galactique menées par H.E.S.S. entre 2004 et 2006. Les nombre de γ en excès par rapport au fond pour chaque campagne d'observation, ainsi que les significativités du signal respectives, sont indiqués. L'analyse des données recueillies par H.E.S.S. en 2004, 2005 et 2006 montre un excès de 4185 événements γ dans une région circulaire de $0,11^\circ$ centrée autour de la position du Centre Galactique (appelée région

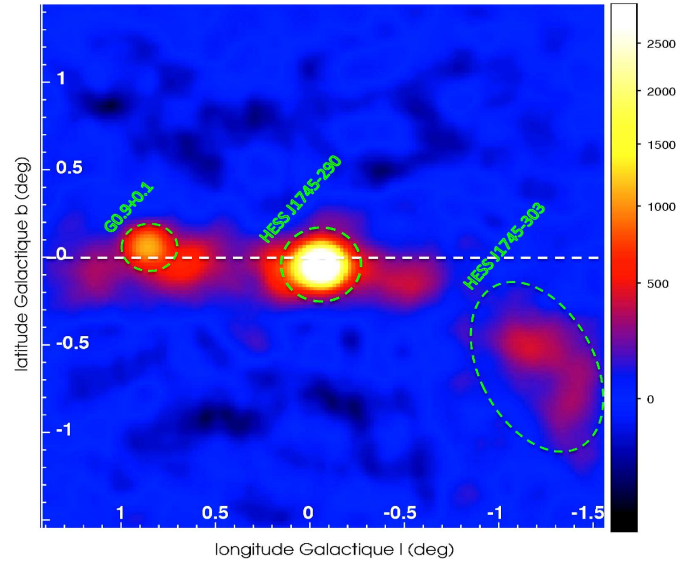
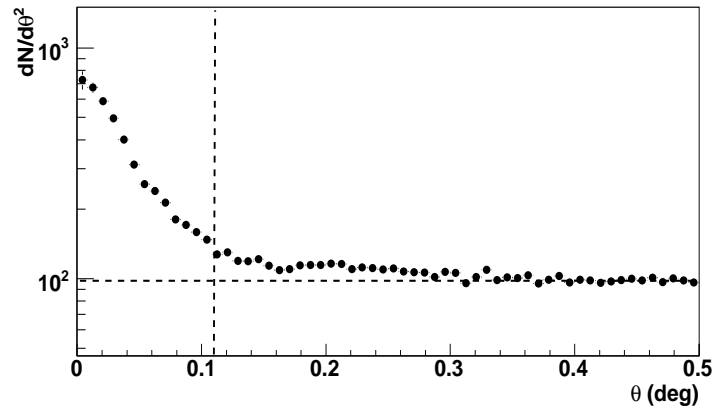
(a) Carte d'excès (nombre de γ)(b) Distribution des angles θ

FIG. 8.2 – Signal provenant du Centre Galactique, issu des données prises par H.E.S.S. entre 2004 et 2006. (a) Carte du nombre de gamma observé, en coordonnées galactiques. La carte a été convoluée par la PSF de l'analyse utilisée. Le plan galactique est représenté par la ligne pointillée blanche. Les positions de HESS J1745-290, de G0.9+0.1 et de HESS J1745-303 sont indiquées. (b) Distribution en θ des événements gamma centrée sur la position de Sgr A*. La ligne verticale indique la taille de la région d'intégration du signal, égale à la valeur de la PSF de l'analyse (rayon où est contenu 68% des événements).

Année	θ_z ($^\circ$)	θ_d ($^\circ$)	Temps d'observation (h)	N_γ	N_σ
2004	21,3	0-0,7	28,5	1456	35,2
2005	26,6	0-0,7	51,7	2003	41,0
2006	19,1	0-0,7	12,7	571	22,7
Total	23,0	0-0,7	93,0	4185	60,7

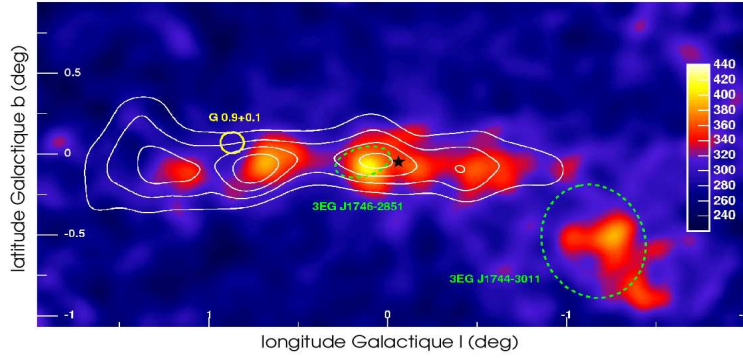
TAB. 8.2 – Détails des campagnes d’observation menée par H.E.S.S. vers le Centre Galactique en 2004, 2005 et 2006. θ_z et θ_d indiquent l’angle zénithal moyen des observations et les décalages de pointé, respectivement. N_γ est le nombre d’événements γ observés après soustraction du fond dans une région circulaire de $0,11^\circ$ autour de la position du Centre Galactique. Enfin, N_σ est la significativité correspondante, calculée selon la méthode de Li et Ma décrite dans le chapitre 4.

source), avec une significativité de $60,7\sigma$. La taille de la région source correspond à la largeur de la fonction de résolution angulaire de H.E.S.S. (appelée aussi PSF, voir paragraphe 3.3.2), ici le rayon dans lequel tombe 68% des événements reconstruits. La carte d’excès des γ reconstruits sur le ciel (en coordonnées galactiques) est montrée figure 8.2(a). Trois sources de γ de très hautes énergies sont visibles : la source HESS J1745-290 (la source γ au Centre Galactique), le reste de supernova G0.9+0.1 [40], et une source étendue HESS J1745-303 [94]. Cette dernière ne possède aucune contrepartie connue dans les autres domaines de longueur d’onde et reste non-identifiée. Une émission γ diffuse le long du plan galactique [51] est également visible. La distribution en θ des événements γ reconstruits, où θ est la distance angulaire entre la direction reconstruite de l’événement γ et la position de la source radio Sgr A* ($l = -0,0560^\circ$, $b = -0,0461^\circ$), est montrée sur la figure 8.2(b). Un excès d’événements γ en dehors de la région source est clairement visible ($\theta \in [0,11^\circ; 0,3^\circ]$) et correspond à l’émission diffuse le long du plan galactique. Un ajustement par une fonction linéaire de cette distribution dans l’intervalle $[0,11^\circ; 0,5^\circ]$, et une extrapolation de cet ajustement dans la région source, permettent d’estimer que la contamination du signal due à l’émission diffuse est d’environ 20 %.

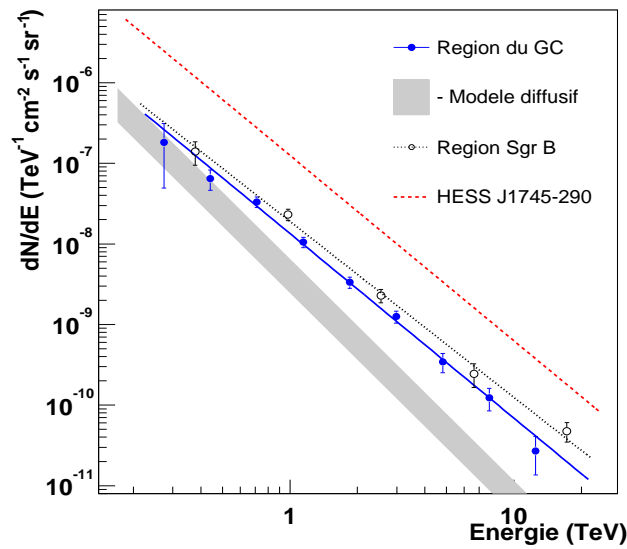
8.2 L’émission diffuse le long du plan galactique

Une émission γ diffuse a été découverte en 2005 le long du plan galactique après avoir soustrait les deux émissions ponctuelles HESS J1745-290 et G0.9+0.1 détectées dans la région du Centre Galactique. La carte résultante obtenue après soustraction de ces deux sources est montrée figure 8.3(a). Cette émission diffuse s’étend sur environ 1° en longitude et $0,2^\circ$ en latitude, de part et d’autres du Centre Galactique. La distribution des γ suit bien les contours de densité des nuages moléculaires ambiants (une carte de la distribution des nuages moléculaires est montrée figure 7.4). Tout semble donc indiquer que cette émission diffuse est due à l’interaction de rayons cosmiques (protons et noyaux) avec les nuages moléculaires situés dans cette région. En effet, l’interaction des protons et/ou noyaux avec les nuages moléculaires donne lieu à la production de π^0 qui par désintégration donnent des γ . Les scénarios faisant intervenir les leptons (production de γ par effet synchrotron ou/et diffusion Compton sur les fonds de photons, voir paragraphe 1.1.2) sont clairement défavorisés car il faudrait un grand nombre de sources γ pour observer une émission diffuse sur une telle portion du ciel. En supposant l’émission de sources ponctuelles et une région d’émission diffuse de $2^\circ \times 0,6^\circ$, un calcul rapide montre qu’il en faudrait plus d’une centaine. Le spectre en énergie mesuré, correspondant à la région $|l| < 0,8^\circ$ et $|b| < 0,3^\circ$, est bien décrit par une loi de puissance d’indice $\Gamma = 2,29 \pm 0,07_{stat} \pm 0,20_{syst}$ s’étendant de 200 GeV à 20 TeV. La figure 8.3(b) compare ce spectre avec celui attendu lorsque qu’une population de rayons cosmiques dont le spectre est similaire à ceux mesurée dans le système solaire (loi de puissance d’indice $\Gamma = -2,7$) diffuse et interagit dans les nuages moléculaires le long du plan galactique. La différence entre les pentes du spectre γ résultant (-2,7) et du spectre γ mesuré (-2,2), montre qu’une composante

supplémentaire est nécessaire pour reproduire le spectre observé. Cette composante requiert l'activité récente ($< 10^4$ années) d'un ou plusieurs accélérateurs de rayons cosmiques dans la région du Centre Galactique [51]. La similarité des spectres de l'émission diffuse et de la source HESS J1745-290 (les indices spectraux sont les mêmes, aux barres d'erreurs près) laisse penser que cette dernière pourrait être l'un de ces accélérateurs.



(a) Carte en coordonnées galactiques de l'émission diffuse



(b) Spectre mesuré de l'émission diffuse

FIG. 8.3 – **Emission diffuse le long du plan galactique.** (a) Carte de l'émission diffuse obtenue après soustraction des source ponctuelles HESS J1745-290 et G0.9+0.1 à la carte du ciel de la région du Centre Galactique [51]. Les contours blancs représentent les iso-contours de densité des nuages moléculaires, tracés par leur ligne d'émission CS [53] (voir figure 7.4). Les ellipses en pointillés verts sont les sources du catalogue EGRET dans la région du Centre Galactique. Les positions de G0.9+0.1 et de HESS J1745-290 sont indiquées (cercle jaune et étoile noire, respectivement). Carte extraite de [51]. (b) Spectre de l'émission diffuse. Ce spectre est comparé au spectre de la source au Centre Galactique (HESS J1745-290 en rouge pointillé), au spectre γ du complexe de nuages moléculaires Sagittarius B, et au spectre γ attendu dans le modèle diffusif des rayons cosmiques (région ombrée grise, qui correspond aux incertitudes sur la quantité de nuages moléculaires). Le spectre indiqué "modèle diffusif" suppose un spectre des rayons cosmiques d'indice $\Gamma = -2,7$ qui diffuse dans les nuages moléculaires le long du plan galactique. Figure adaptée de [51].

8.3 Position et extension du Centre Galactique

La position et l'extension de la source au TeV dans la région du Centre Galactique sont estimées en ajustant une fonction Gaussienne à la carte d'excès des événements γ reconstruits. L'émission diffuse le long du plan galactique est soustraite de la carte d'excès en supposant que celle-ci est parfaitement corrélée avec la distribution des nuages moléculaires mesurée dans [53]. La luminosité de la source est supposée invariante par rotation autour de la position de Sgr A*. Trois paramètres sont libres dans l'ajustement : la normalisation de la Gaussienne, sa variance, et la position de la source. La normalisation de la Gaussienne est ajustée de façon à reproduire le nombre de γ observés. La variance de la Gaussienne représente l'extension de la source. Le tableau 8.3 présente les résultats obtenus avec deux lots de données différents. Les résultats obtenus avec le lot 2005/2006 [95] sont en accord avec ceux publiés dans [96] pour les données 2004. L'augmentation de la statistique pour les données 2005/2006 a permis de réduire les incertitudes statistiques sur la position relative (par rapport à la position de la source radio Sgr A*) de HESS J1745-290. Les erreurs systématiques ont été réduites d'un facteur 3 grâce à un modèle précis de pointage utilisant les caméras CCD placées sur chaque télescope [95].

Lot de données	Position relative (")	Extension (')
2004	$7'' \pm 14''_{stat} \pm 28''_{syst}$	$< 1,2' (95\% \text{ C.L.})$
2005/2006	$7.3'' \pm 8,7''_{stat} \pm 8,5''_{syst}$	$< 1,2' (95\% \text{ C.L.})$

TAB. 8.3 – Positions relatives (par rapport à la position de la source radio Sgr A*) et extensions de la source détectée par H.E.S.S. dans la région du Centre Galactique, dérivés avec les lots de données de 2004 et 2005/2006 respectivement.

La figure 8.4 montre la nouvelle position de HESS J1745-290, superposée sur une carte radio de la région du Centre Galactique obtenue par l'instrument VLA [95]. La structure en coquille du reste de supernova Sgr A Est est clairement identifiable. La position de HESS J1745-290 calculée avec les données 2005/2006 est incompatible avec la position de la coquille de Sgr A Est à un niveau de confiance de 7σ . Les positions de ces deux sources restaient marginalement compatibles à l'issue de l'analyse des données 2004 seules. Sgr A Est est donc exclue comme contrepartie radio à la source au TeV vue par H.E.S.S.. La position de HESS J1745-290 reste néanmoins consistante avec celles de la source radio Sgr A* et celle du pulsar G359.95-0.04, ces derniers étant séparés d'une distance angulaire de $8,7''$.

8.4 Spectre et variabilité du Centre Galactique en 2004

Le spectre 2004 du Centre Galactique, publié dans [96], a été reconstruit avec la méthode de maximum de vraisemblance présentée dans le chapitre 5. Les données sont bien ajustées par un spectre en loi de puissance d'indice spectral

$$\Gamma = 2,25 \pm 0,04_{stat} \pm 0,10_{syst},$$

avec un flux intégré au-dessus de 1 TeV de

$$\Phi(\geq 1\text{TeV}) = (1,87 \pm 0,10_{stat} \pm 0,30_{syst}) \times 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}.$$

La figure 8.5 compare les spectres mesurés en direction du Centre Galactique avec les données 2003 et 2004 et montre que ceux-ci sont consistants. Les données prises en 2003 ont été collectées avec les deux premiers télescopes construits, alors que les données 2004 l'ont été avec le système de quatre télescopes au complet. Des recherches de courbures dans le spectre ont été menées et ont posé des limites inférieures à 95% de niveau de confiance sur une éventuelle énergie de coupure

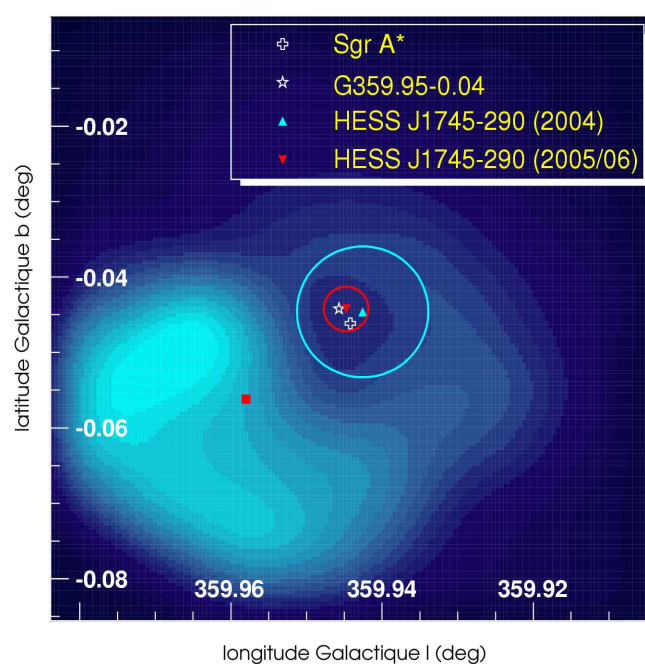


FIG. 8.4 – **Positions de HESS J1745-290.** Les positions obtenues avec les données 2004 seules et les données 2005/2006 sont superposées à la carte radio à 90cm de la région du Centre Galactique obtenue par l'instrument VLA. Les cercles représentent les erreurs statistiques et systématiques sur la position de HESS J1745-290. Le carré rouge représente la position du reste de supernova Sgr A Est. Le trou noir Sgr A* est marqué par une croix, le pulsar G359.95-0.04 par une étoile. Figure tirée de [95].

à 9 TeV et 7 TeV pour des ajustements en loi de puissance avec coupure exponentielle et double loi de puissance (voir eq. 9.2 et 9.3), respectivement.

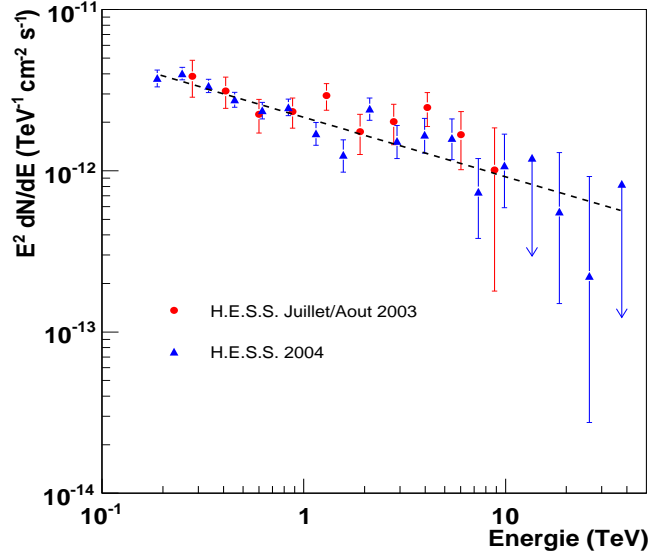
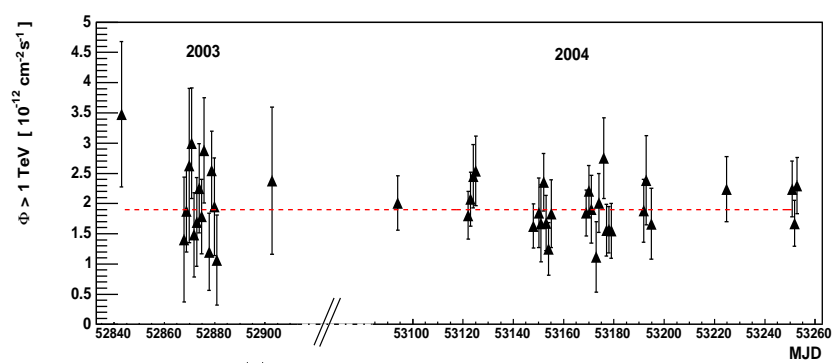


FIG. 8.5 – Spectres 2003 et 2004 du Centre Galactique en représentation $E^2 dN/dE$. Le spectre 2003 est représenté en rouge tandis que le spectre 2004 est représenté en bleu. Les flèches orientées verticalement vers le bas désignent une limite supérieure sur le flux différentiel à 95% de niveau de confiance. La droite pointillée représente l'ajustement des données 2004 par une loi de puissance. Figure tirée de [97].

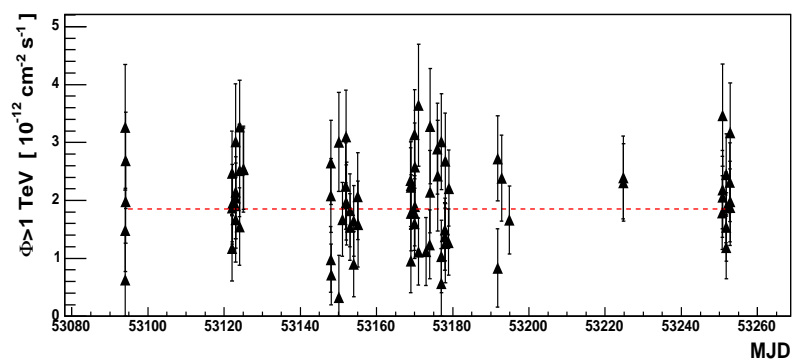
Le tableau 8.4 présente les ajustements des courbes de lumières calculées nuit par nuit et par tranche de 28 min (figures 8.6(a) et 8.6(b)) par une fonction constante. Aucune variabilité temporelle n'a été détectée sur les données 2003 et 2004 [97]. Celles-ci sont compatibles avec un flux constant.

Type de courbe de lumière	$\Phi(\geq 1TeV)$ ($10^{-12}cm^{-2} s^{-1}$)	χ^2/dof
par nuit (2003/2004)	$1,90 \pm 0,08$	25/42
par acquisition (2004)	$1,85 \pm 0,08$	82/80

TAB. 8.4 – Paramètres des ajustements des courbes de lumière du Centre Galactique à différentes échelles de temps. Le flux intégré moyen au-dessus de 1 TeV est donné, ainsi que le χ^2/dof des différents ajustements.



(a) Flux intégrés quotidiens en 2003 et 2004



(b) Flux intégrés par acquisition en 2004

FIG. 8.6 – **Courbes de lumière du Centre Galactique en 2003 et 2004.** Le flux intégré au-dessus de 1 TeV est donné en fonction du temps en jours juliens modifiés. (a) Flux intégrés donnés par nuit en 2003 et 2004. (b) Flux intégrés donnés par tranches de 28 minutes en 2004. Les droites pointillées rouges indiquent les ajustements par un flux constant. Les résultats sont donnés dans le tableau 8.4 et sont extraits de [97].

8.5 Comparaison avec les autres expériences d'astronomie γ

Parmi les télescopes à imagerie Cherenkov atmosphérique de dernière génération, seuls H.E.S.S. et plus récemment MAGIC [52] ont observé le Centre Galactique. D'autres télescope à effet Cherenkov ont aussi observé cette région, comme WHIPPLE [49] ou encore CANGAROO-II [48]. Nous citons aussi dans ce paragraphe quelques résultats obtenus par les satellites INTEGRAL [46] et EGRET [50].

8.5.1 Position et extension

Les positions de la source détectée par les expériences MAGIC, INTEGRAL et H.E.S.S., et leurs contours respectifs à 95 % de niveau de confiance, sont présentées figure 8.7. Les sources vues par WHIPPLE et EGRET ne sont pas montrées en raison de leurs faibles résolutions angulaires : leurs contours de significativité dépassent l'échelle de la figure. Les positions observées par H.E.S.S. en 2004, INTEGRAL et MAGIC sont compatibles à 95% de niveau de confiance. Celles observées par H.E.S.S. en 2005/2006, MAGIC et INTEGRAL le sont à 99% de niveau de confiance. L'amélioration sur les erreurs statistiques et systématiques de la position de la source observée par H.E.S.S. est clairement visible en comparant les années 2004 et 2005/2006. Le tableau 8.5 montre les positions relatives par rapport à la source radio Sgr A* ($l=-0,056^\circ$; $b=-0,046^\circ$) obtenues par chaque expérience. La position de la source détectée par EGRET est décalée de $0,2^\circ$ par rapport à la position de la source au TeV vue par H.E.S.S. : la source 3EG 1746-2851 et la source HESS J1745-290 sont distinctes avec un niveau de confiance supérieur à 99,9 %. Les positions des sources vues par WHIPPLE et CANGAROO-II sont compatibles avec la position d'EGRET, mais avec de larges erreurs systématiques (de l'ordre de la minute d'arc). Les sources vues par chacun des instruments présentés dans le tableau 8.5 sont toutes ponctuelles.

Instrument	Nom de la source	Position (l,b)	Distance (Sgr A*)
H.E.S.S. (2004)	HESS J1745-290	(-0,057° ; -0,044°)	7" \pm 31,3"
H.E.S.S. (2005/2006)	HESS J1745-290	(-0,055° ; -0,044°)	7,3" \pm 12,1"
MAGIC	HESS J1745-290	(-0,116° ; 0,002°)	4,6' \pm 2'
EGRET	3EG 1746-2851	(0,19° ; -0,08°)	0,25° \pm 0,05°
INTEGRAL	IGR J17456-2901	(-0,036° ; -0,045°)	1,2' \pm 1'

TAB. 8.5 – Positions et distances par rapport à la source radio Sgr A* ($l=-0,056^\circ$; $b=-0,046^\circ$) des différentes sources observées par les principales expériences d'astronomie γ . Les positions sont données en coordonnées galactiques.

8.5.2 Spectre et variabilité

Le tableau 8.6 résume les caractéristiques de chacun des spectres obtenus en direction du Centre Galactique par H.E.S.S. (2004 et 2004-2006), MAGIC (2005) ET CANGAROO-II (2002). Le spectre calculé par H.E.S.S. avec les données 2004 et celui obtenu par MAGIC sont consistents. Le nouveau spectre obtenu par H.E.S.S. avec les données 2004-2006 fait apparaître une courbure à haute énergie (voir le chapitre suivant), mais reste néanmoins compatible avec le spectre de MAGIC en comparant dans des intervalles d'énergie équivalents. Le spectre plus mou obtenu par CANGAROO-II (2002) pouvait indiquer une variabilité spectrale dans l'émission du Centre Galactique en comparant avec le spectre de H.E.S.S. obtenu en 2004. Mais l'étude sur la variabilité spectrale de HESS J1745-290, présentée dans le chapitre suivant, et les résultats publiés par MAGIC laissent maintenant penser que les résultats différents obtenus par CANGAROO-II sont dus à un effet systématique, comme par exemple une erreur d'étalonnage en énergie de l'instrument. Aucune variabilité temporelle n'a été détectée dans les signaux vus par chacun de ces

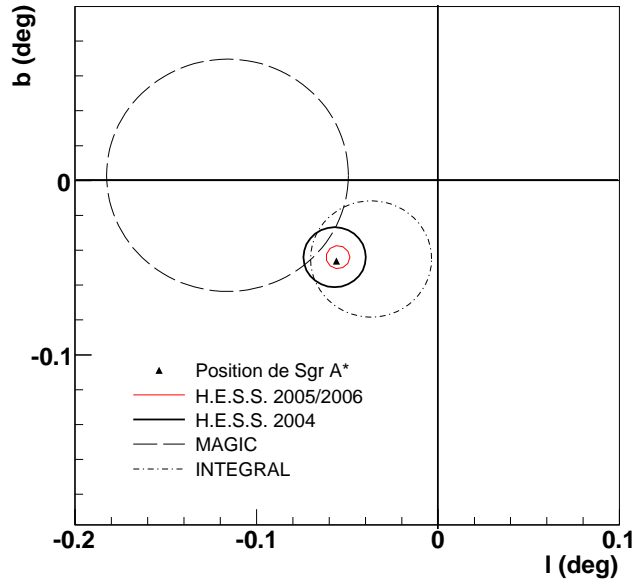


FIG. 8.7 – Carte du ciel de la région du Centre Galactique en coordonnées galactiques. La position de la source radio Sgr A* est indiquée, ainsi que les iso-contours de significativité à 95% de niveau de confiance sur la position de la source observée par H.E.S.S. [96, 95] (2004 et 2005/2006), MAGIC [52] et INTEGRAL [46] respectivement.

instruments.

Instrument	Intervalle en énergie TeV	Φ_0 ($10^{-12}\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{TeV}^{-1}$)	Γ	E_c TeV
H.E.S.S. (2004)	0,16-30	$2,58 \pm 0,06$	$2,25 \pm 0,04$	∞
H.E.S.S. (2004-2006)	0,16-70	$2,55 \pm 0,06$	$2,10 \pm 0,04$	$15,7 \pm 3,41$
MAGIC	0,6-15	$2,9 \pm 0,6$	$2,2 \pm 0,2$	∞
CANGAROO-II	0,25-3	?	$4,6 \pm 0,5$	∞

TAB. 8.6 – Les différents spectres obtenus par H.E.S.S., MAGIC et CANGAROO-II en direction du Centre Galactique. Le type de spectre est une loi de puissance avec coupure exponentielle, avec une coupure en énergie "infinie" pour indiquer une loi de puissance pure. Les erreurs données pour les paramètres spectraux sont purement statistiques. Φ_0 est le flux différentiel à 1 TeV, Γ l'indice spectral, et E_c l'énergie de coupure. Le flux différentiel à 1 TeV mesuré par l'expérience CANGAROO-II n'est pas connu.

8.6 Conclusion

L'émission ponctuelle détectée par H.E.S.S. dans la région du Centre Galactique est centrée sur la position du complexe Sgr A. Les nouvelles données prises en 2005 et 2006 ont permis de diminuer les erreurs statistiques et systématiques sur la reconstruction de la position de HESS J1745-290, et d'exclure la zone d'émission radio du reste de supernova Sgr A Est à un niveau de confiance de 7σ . L'extension et la position de HESS J1745-290 sont d'ailleurs compatibles avec les mesures réalisées par d'autres instruments de l'astronomie γ , notamment MAGIC et INTEGRAL. Le spectre en énergie mesuré par H.E.S.S. sur les données 2004 est compatible avec une loi de puissance. Celui-ci est accord avec les spectres prédits par les modèles de Fermi (paragraphe 1.1.1) et tend à prouver que l'émission γ trouve son origine dans des processus d'accélération de particules. Des études supplémentaires sur le spectre et la variabilité de HESS J1745-290 sont nécessaires pour identifier la source et les mécanismes à l'origine de l'émission γ . Dans cette optique, les deux chapitres suivant étudient en détails le spectre et la variabilité de HESS J1745-290 avec les nouvelles données prises en 2005 et 2006. Le chapitre 10 étudie notamment la corrélation du signal γ avec l'émission du trou noir Sgr A* dans les autres longueurs d'ondes.

Chapitre 9

Le spectre du Centre Galactique de 2004 à 2006

L'identification de la source γ au Centre Galactique passe par une étude de ses caractéristiques spectrales. Ce chapitre décrit l'analyse spectrale des données de la source HESS J1745-290 observée entre 2004 et 2006. Une courbure dans le spectre est désormais visible, et une étude des erreurs systématiques sur la reconstruction de l'énergie de coupure dans le cas de spectre courbés est présentée. Les ajustements possibles de ce spectre courbé sont alors détaillés, et l'absorption des γ sur le fond de photons infrarouges comme contribution à cette courbure est discutée. Le dernier paragraphe conclut ce chapitre par une étude de la variabilité spectrale de la source. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication et sont présentés dans [87].

9.1 Le spectre 2004-2006

Le spectre en énergie de la source au Centre Galactique a été calculé avec l'ensemble des données 2004, 2005 et 2006 présenté dans le chapitre 8. La contamination du signal due à l'émission diffuse n'a pas été soustraite pour la détermination des spectres car le spectre de l'émission diffuse présente les mêmes caractéristiques que le spectre de HESS J1745-290 mesuré en 2004 (voir la section 8.2). Le nouveau spectre de HESS J1745-290 a été obtenu avec la technique de maximum de vraisemblance, présentée dans le chapitre 5. Trois formes spectrales ont été ajustées sur les données : une loi de puissance (9.1), une loi de puissance avec coupure exponentielle (9.2) et une double loi de puissance (9.3) :

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \times \left(\frac{E}{E_{\text{norm}}} \right)^{-\Gamma_1} \quad (9.1)$$

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \times \left(\frac{E}{E_{\text{norm}}} \right)^{-\Gamma_1} \times e^{-\frac{E}{E_c}} \quad (9.2)$$

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \times \left(\frac{E}{E_{\text{norm}}} \right)^{-\Gamma_1} \times \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{E}{E_c} \right)^{\Gamma_2 - \Gamma_1} \right)} \quad (9.3)$$

où Φ_0 est la normalisation du flux en $\text{TeV}^{-1} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$, E_{norm} est l'énergie de normalisation en TeV, Γ_i les indices spectraux. E_c est l'énergie de coupure exponentielle (eq. 9.2), ou l'énergie de cassure dans la double loi de puissance (eq. 9.3).

Sur les seules données de 2004, le spectre en énergie du Centre Galactique est bien décrit par une loi de puissance d'indice $2,25 \pm 0,04(\text{stat.}) \pm 0,10(\text{syst.})$, s'étendant sur plus de deux ordres de grandeurs, de 160 GeV (seuil en énergie de l'analyse) à 30 TeV (voir le chapitre 8). Avec l'accroissement de la statistique et grâce à la prise de runs de données à grands angles zénithaux en 2005, le spectre du Centre Galactique s'étend maintenant de 160 GeV (seuil en énergie de l'analyse)

jusqu'à 70 TeV. Les runs de données pris à grands angles zénithaux θ_z permettent de sonder la partie haute énergie du spectre ($E_\gamma \geq 10$ TeV). En effet, les gerbes à grands θ_z traversent plus d'épaisseur d'atmosphère et celles qui déclenchent les télescopes sont généralement initiées par des γ de plus haute énergie que celles déclenchant les télescopes à θ_z petit. Une déviation par rapport à une loi de puissance pure est maintenant visible. La forme du spectre est aussi bien ajustée par une loi de puissance avec coupure exponentielle (χ^2/dof équivalent de 23/26, figure 9.1(a)) que par une double loi de puissance (χ^2/dof équivalent de 20/19, figure 9.1(b)). L'ajustement par une loi de puissance pure est clairement défavorable (χ^2/dof équivalent de 64/27).

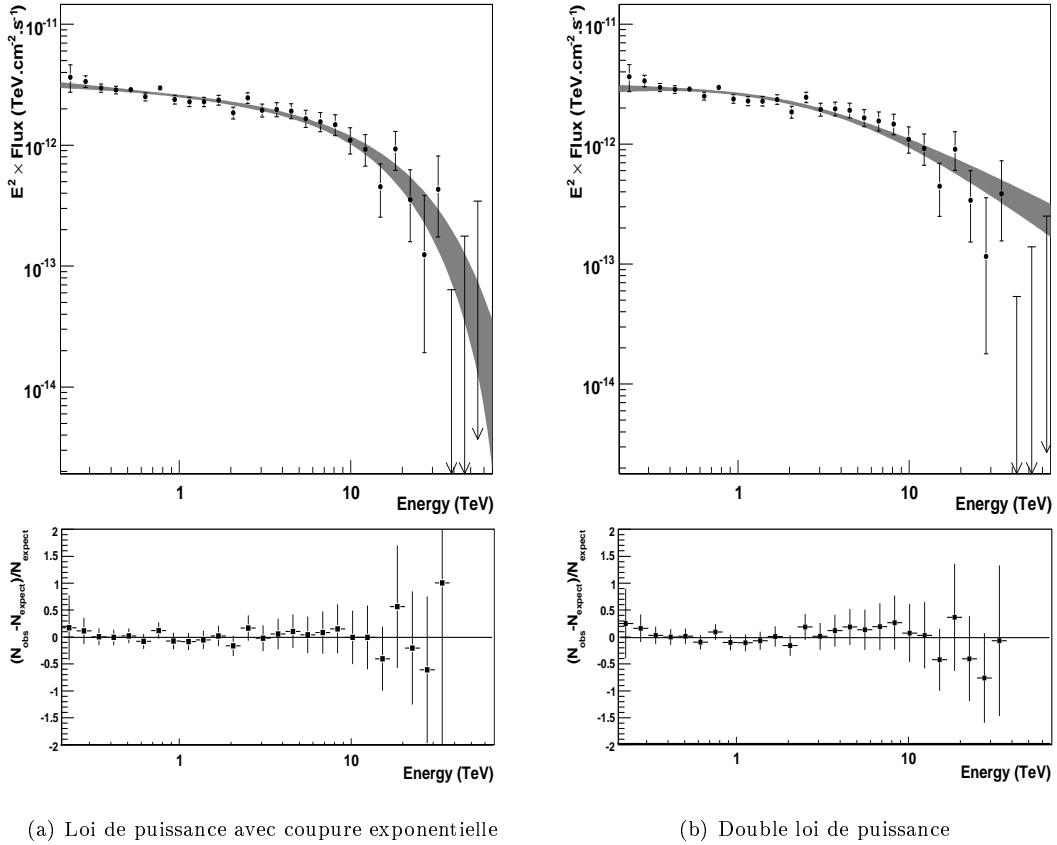


FIG. 9.1 – Spectre du Centre Galactique, en représentation $E^2 \times dN/dE$, dérivé avec l'ensemble des données 2004, 2005 et 2006. Les régions grisées représentent l'ajustement par une loi de puissance avec coupure exponentielle (a) et l'ajustement par une double loi de puissance (b). Les trois derniers points sont des limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur le flux (flèches orientées verticalement vers le bas). Les résidus $(N_{\text{obs}} - N_{\text{expect}})/N_{\text{expect}}$, où $N_{\gamma, \text{th}}$ est le nombre de γ prédit pour le spectre ajusté, sont centrés autour de 0 ce qui indique que les ajustements sont cohérents.

9.2 Incertitudes systématiques sur l'énergie de coupure

9.2.1 Les simulations Monte-Carlo pour l'études des systématiques

Afin de tester la validité de l'analyse spectrale et en particulier l'estimation de l'énergie de coupure, des spectres en loi de puissance ont été simulés. Ces spectres ont ensuite été transformés en

spectres courbés par pondération des événements à haute énergie (figure 9.2) : pour un événement d'énergie E , son poids $\exp(-E/E_c)$ est calculé puis comparé à un nombre compris entre 0 et 1 tiré aléatoirement suivant une loi de probabilité uniforme. Si le poids de l'événement considéré est plus grand que le nombre tiré, alors l'événement est gardé. Cette procédure permet alors de simuler une courbure à haute énergie pour un spectre initial en loi de puissance. Tous les spectres

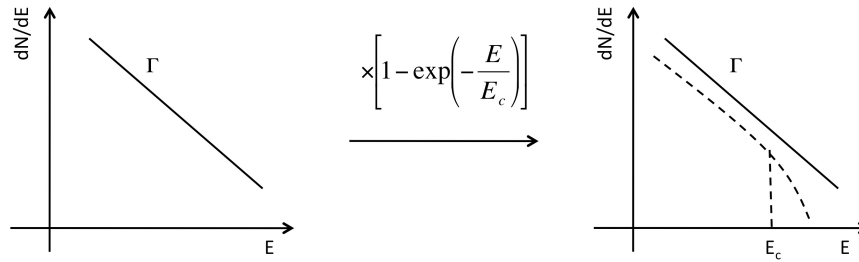


FIG. 9.2 – Procédure de transformation des spectres en loi de puissance en spectres courbés par pondération des événements à haute énergie.

ont été simulés en direction du sud, avec un indice spectral de 2,2 correspondant à celui du Centre Galactique en 2004, avec des angles zénithaux θ_z variant de 0° à 63° , et avec un unique décalage de pointé θ_d de $0,7^\circ$ pour tenir compte de la prise des données en méthode "wobble" (voir paragraphe 3.5). Un taux de bruit de fond du ciel (NSB) de 100 MHz a été utilisé dans ces simulations, reproduisant correctement celui observé en direction du Centre Galactique. Le nombre de γ simulés est au minimum de 800 000 par spectres en loi de puissance. Les conditions de déclenchement des quatre télescopes sont les conditions habituelles de déclenchements pour des observations en stéréoscopie, c'est-à-dire 3 pixels au-dessus de 4 photo-électrons dans un des secteurs de la caméra (voir paragraphe 3.4.2). Pour l'analyse des fichiers simulés et la reconstruction des spectres, les coupures de sélection des γ utilisées sont les mêmes que celles utilisées dans l'analyse des données du Centre Galactique (voir le chapitre 8). La figure 9.3 montre le nombre d'événements γ acceptés après analyse, en fonction de l'angle zénithal θ_z et ceci pour différentes coupures en énergie. La statistique en événements baisse à grand angle zénithal et lorsqu'on diminue la valeur de la coupure.

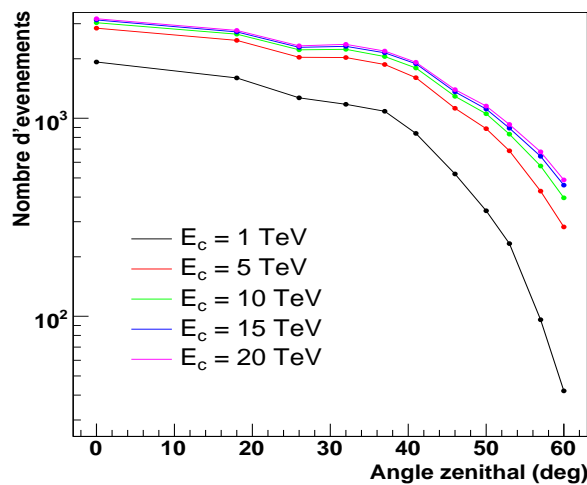


FIG. 9.3 – Statistique disponible en nombre d'événements γ en fonction de l'angle zénithal pour différentes énergie de coupures.

9.2.2 Reconstruction de l'indice spectral

La figure 9.4(a) représente l'indice spectral reconstruit $\Gamma_{\text{reconstruit}}$ en fonction de l'énergie de coupure imposée $E_{c,\text{vraie}}$. Il apparaît un biais significatif dans la reconstruction de l'indice spectral aux faibles énergies de coupures (< 5 TeV). Celui-ci est dû à la corrélation entre indice spectral et coupure en énergie lors de la reconstruction des spectres. En effet, dans le cas d'un spectre courbé, l'indice spectral reconstruit est plus mou que celui reconstruit lorsque le spectre ne présente aucune courbure. Un ajustement par une fonction linéaire $\Gamma_{\text{reconstruit}} = a \times E_{c,\text{vraie}} + b$ (χ^2/dof de 23/18) rend bien compte de la faible corrélation entre indice spectral et énergie de coupure. L'ajustement donne $a = 0,004 \pm 0,001$ et $b = 2,16 \pm 0,015$. Par ailleurs, un ajustement par une constante donne un moins bon χ^2/dof de 38/19 : l'indice spectral reconstruit est marginalement compatible avec une fonction constante de l'énergie de coupure. Pour cet ajustement, l'indice spectral reconstruit moyen est proche de l'indice simulé ($\Gamma_{\text{reconstruit}} = 2,22$). Une étude plus détaillée des systématiques relatives à la reconstruction de l'indice spectral est disponible dans [13]. Dans la suite, la corrélation entre indice spectral et énergie de coupure sera négligée étant donné que la courbure dans le spectre du Centre Galactique se situe à relativement haute énergie.

9.2.3 Reconstruction de l'énergie de coupure

La figure 9.4(b) montre l'énergie de coupure reconstruite avec la chaîne d'analyse spectrale en fonction de l'énergie de coupure vraie. Celle-ci est bien ajustée par une fonction linéaire (χ^2/dof de 13/18) $E_{c,\text{reconstruit}} = c \times E_{c,\text{vraie}} + d$, avec $c = 0,92 \pm 0,01$ et $d = 0,25 \pm 0,05$. La valeur de l'énergie reconstruite présente donc un biais croissant avec l'énergie. D'après l'ajustement, il en résulte que l'énergie de coupure est surestimée pour une énergie de coupure vraie en-dessous de 3,5 TeV et devient sous-estimée au-dessus. La figure 9.4(c) montre l'erreur relative sur le paramètre reconstruit $E_{c,\text{reconstruit}}$ en fonction de l'énergie de coupure vraie. L'ajustement avec une fonction constante donne un χ^2/dof de 10/19 et démontre que l'erreur relative sur $E_{c,\text{reconstruit}}$ est constante avec l'énergie et s'élève à 17%. La figure 9.4(d) illustre l'effet de l'angle zénithal d'observation sur la reconstruction de l'énergie de coupure et ceci pour différentes énergies de coupures. Au premier ordre, la reconstruction de E_c n'est pas dépendante de l'angle zénithal.

9.3 Ajustement par une loi de puissance avec coupure exponentielle

Le tableau 9.1 résume les paramètres spectraux, ainsi que les χ^2/dof équivalents de chaque ajustement, obtenus pour chaque année et pour l'ensemble du lot de données dans le cas d'un ajustement par une loi de puissance avec coupure exponentielle (eq. 9.2). Les lots de données pris en 2004 et 2006 ne permettent pas seuls d'affirmer l'existence d'une déviation par rapport à la loi de puissance. Les données de 2004 et 2006 ont été prises à des angles zénithaux relativement petits par rapport à ceux des données prises en 2005 (tableau 8.2). Les gerbes de γ détectées à faibles angles zénithaux ne contribuent pas pour la plupart à la partie haute énergie du spectre, contrairement aux gerbes détectées à grands angles zénithaux qui traversent plus d'épaisseur d'atmosphère. Ainsi, seul l'ajustement des données prises en 2005 permet de voir une coupure significative dans la partie haute énergie du spectre.

La figure 9.5 montre les niveaux de confiance dans le plan $(\Gamma, 1/E_c)$ des ajustements de chaque lot de données par une loi de puissance avec coupure exponentielle. Les indices spectraux obtenus pour chaque année ainsi que les coupures en énergie sont compatibles. Cette figure illustre aussi la corrélation entre l'énergie de coupure et l'indice spectral, mentionnée dans le paragraphe 9.2.2. L'indice spectral de la loi de puissance avec coupure exponentielle ajustée sur l'ensemble des données est

$$\Gamma = 2,10 \pm 0,04_{\text{stat}} \pm 0,10_{\text{syst}},$$

avec une coupure en énergie (corrigée du biais systématique) située à

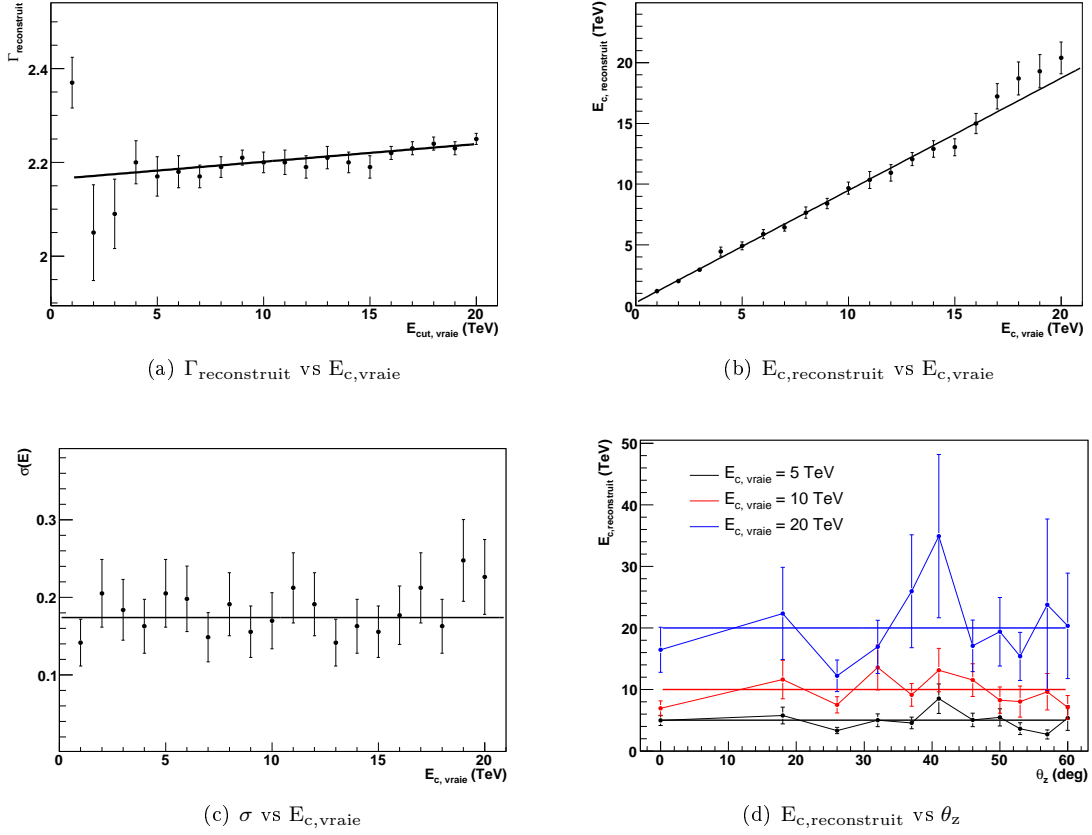


FIG. 9.4 – **Reconstruction des paramètres Γ et E_c .** (a) Reconstruction de l'indice spectral Γ en fonction de l'énergie de coupure imposée $E_{c,\text{vraie}}$. La droite représente le meilleur ajustement compatible avec une fonction linéaire $\Gamma_{\text{reconstruit}} = a \times E_{c,\text{vraie}} + b$. Les valeurs de a et b sont données dans le paragraphe 9.2.2. (b) Reconstruction de l'énergie de coupure en fonction de l'énergie de coupure simulée $E_{c,\text{vraie}}$. La droite représente le meilleur ajustement compatible avec une fonction linéaire $E_{c,\text{reconstruit}} = c \times E_{c,\text{vraie}} + d$. Les valeurs des paramètres c et d sont données dans le paragraphe 9.2.3. (c) Résolution sur la reconstruction de l'énergie de coupure en fonction de l'énergie de coupure vraie. La droite montre le meilleur ajustement compatible avec une constante. (d) Effet de l'angle zénithal sur la reconstruction de l'énergie de coupure. Les droites horizontales ne sont pas des ajustements, et indiquent juste l'écart de l'énergie de coupure reconstruite par rapport à $E_{c,\text{vraie}}$.

Année	Γ	E_c (TeV)	$E_{c,\text{vraie}}$ (TeV)	$\Phi(\geq 1 \text{ TeV})$ ($10^{-12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	χ^2/dof
2004	$2,20 \pm 0,07$	$20,7 \pm 11,8$	$22,2 \pm 11,8$	$1,81 \pm 0,14$	25/26
2005	$1,94 \pm 0,07$	$9,09 \pm 2,13$	$9,61 \pm 2,13$	$2,09 \pm 0,16$	33/25
2006	$2,16 \pm 0,11$	$32,9 \pm 39,5$	$35,5 \pm 39,5$	$1,88 \pm 0,22$	17/23
Total	$2,10 \pm 0,04$	$14,7 \pm 3,41$	$15,7 \pm 3,41$	$1,99 \pm 0,09$	23/26

TAB. 9.1 – Valeurs des paramètres spectraux avec leurs erreurs statistiques respectives dans le cas d'un ajustement des données par une loi de puissance avec coupure exponentielle. $E_{c,\text{vraie}}$ est la valeur reconstruite de l'énergie de coupure corrigée du biais systématique induit par notre analyse (voir section 9.2.3). Les χ^2/dof équivalents des ajustements par maximum de vraisemblance sont indiqués.

$$E_c = 15,7 \pm 3,4_{\text{stat}} \pm 2,5_{\text{syst}} \text{ TeV}.$$

Le flux intégré au-dessus de 1 TeV est de

$$\Phi(\geq 1\text{TeV}) = (1,99 \pm 0,09_{\text{stat}} \pm 0,30_{\text{syst}}) \times 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1},$$

qui est consistant avec le flux mesuré sur les données de 2004 avec un ajustement en loi de puissance [96]. Les erreurs systématiques, de 5 % sur l'indice spectral et de 15 % sur le flux intégré, sont les erreurs estimées dans [13] (voir aussi le chapitre 5). L'erreur systématique de 17 % sur la reconstruction de l'énergie de coupure est l'erreur estimée dans le paragraphe 9.2.3.

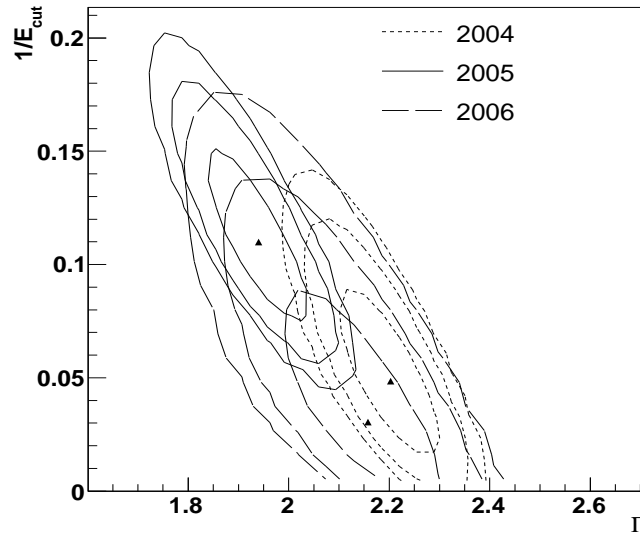


FIG. 9.5 – Contours des niveaux de confiance dans le plan $(\Gamma, 1/E_c)$, à 68%, 95%, et 99,9% respectivement, de l'ajustement de chaque lot de données par une loi de puissance avec coupure exponentielle. Les indices spectraux et énergies de coupure obtenus pour chaque année sont compatibles.

9.4 Ajustement par une double loi de puissance

Le tableau 9.2 résume les paramètres spectraux obtenus, ainsi que les χ^2/dof équivalents de chaque ajustement, pour chaque année et pour l'ensemble du lot de données dans le cas d'un ajustement par une double loi de puissance (eq. 9.3). Les paramètres spectraux (indices spectraux et énergie de cassure) présentent une grande dispersion en comparant année par année, mais restent compatibles à 99 % de niveau de confiance. D'autre part, la deuxième loi de puissance pour le lot de données 2005 est plus molle, ce qui pourrait suggérer une autre coupure dans la partie haute énergie du spectre. Cependant, le faible nombre d'événements à haute énergie ne permet pas de conclure quant à l'existence de cette seconde coupure.

Les indices spectraux de la double loi de puissance ajustée sur l'ensemble des données sont

$$\Gamma_1 = 2,02 \pm 0,08_{\text{stat}} \pm 0,10_{\text{syst}} \text{ et } \Gamma_2 = 2,63 \pm 0,14_{\text{stat}} \pm 0,10_{\text{syst}},$$

avec une énergie de cassure (corrigée du biais systématique) située à

$$E_c = 2,57 \pm 0,19_{\text{stat}} \pm 0,44_{\text{syst}} \text{ TeV}.$$

Année	Γ_1	Γ_2	E_c (TeV)	$E_{c,vraie}$ (TeV)	$\Phi(\geq 1 \text{ TeV})$ ($10^{-12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	χ^2/dof
2004	$2,18 \pm 0,13$	$2,51 \pm 0,23$	$2,40 \pm 0,28$	$2,33 \pm 0,28$	$1,79 \pm 0,58$	25/19
2005	$1,73 \pm 0,10$	$3,07 \pm 0,26$	$3,35 \pm 0,37$	$3,37 \pm 0,37$	$2,11 \pm 0,60$	28/18
2006	$2,27 \pm 0,24$	$2,19 \pm 0,28$	$2,04 \pm 0,38$	$1,94 \pm 0,38$	$1,85 \pm 0,87$	14/18
Total	$2,02 \pm 0,08$	$2,63 \pm 0,14$	$2,61 \pm 0,19$	$2,57 \pm 0,19$	$1,98 \pm 0,38$	21/19

TAB. 9.2 – Valeurs des paramètres spectraux avec leurs erreurs statistiques respectives dans le cas d'un ajustement des données par une double loi de puissance. $E_{c,vraie}$ est la valeur reconstruite de l'énergie de coupure corrigée du biais systématique induit par notre analyse (voir section 9.2.3). Les χ^2/dof équivalents des ajustements par maximum de vraisemblance sont indiqués.

Le flux intégré au-dessus de 1 TeV est de

$$\Phi(\geq 1\text{TeV}) = (1,98 \pm 0,38_{\text{stat}} \pm 0,30_{\text{syst}}) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1},$$

qui est lui aussi cohérent avec le flux mesuré sur les données de 2004 avec un ajustement en loi de puissance [96], ainsi qu'avec le flux mesuré dans le cas de l'ajustement par une loi de puissance avec coupure exponentielle. Les erreurs systématiques sur l'indice spectral, sur le flux intégré et sur l'énergie de coupure sont celles données dans la section précédente.

9.5 Effet de l'absorption sur le fond de photons infrarouges

Lors de leur propagation, les photons de très hautes énergies peuvent être absorbés par interaction sur le fond de photons interstellaire (ISRF, pour *Interstellar Radiation Field*). Le fond de photons interstellaires est composé de la lumière émise par les étoiles, des photons infrarouges émis par les poussières et du fond diffus cosmologique (CMB pour *Cosmic Microwave Background*). Cet effet dépend à la fois de la distance parcourue par les photons γ et de la densité du fond de photons interstellaire. Il est observable dans le cas de sources lointaines situées à grands redshifts (décalage vers le rouge), c'est-à-dire dans le cas de sources extra-galactiques. Cet effet n'est généralement pas observé pour des sources galactiques, celles-ci étant trop proches. Cependant, un calcul récent a montré que la densité du fond de photons interstellaires dans la région du Centre Galactique était suffisamment élevée pour que l'absorption de photons de très hautes énergie puisse avoir lieu [98].

Les photons de très hautes énergies créent des paires (e^+ , e^-) par collisions sur le fond de photons interstellaires. Le spectre en énergie $\phi_0(E)$ des photons γ est alors modifié en :

$$\phi(E) = \phi_0(E) \times \exp(-\tau(E, L)), \quad (9.4)$$

où $\tau(E, L)$ est le coefficient d'absorption des photons γ , dépendant de l'énergie du γ incident et de la distance à la source. $\tau(E, L)$ se calcule connaissant la section efficace de création de paire $\sigma_{\gamma\gamma, e^+e^-}$ et la densité du fond de photons interstellaire $dn(r, E_{\text{ISRF}})/dE_{\text{ISRF}}$ sur la ligne de visée (los pour *line of sight* en anglais) [98] :

$$\tau(E, L) = \int d\cos(\theta) \int dE_{\text{ISRF}} \int_{\text{los}} \frac{dn(r, E_{\text{ISRF}})}{dE_{\text{ISRF}}} \sigma_{\gamma\gamma, e^+e^-} dL. \quad (9.5)$$

La figure 9.6, montre la valeur du coefficient d'absorption des photons γ de très hautes énergies dans le cas du Centre Galactique. Typiquement 1% et 10% des γ sont absorbés à 10 TeV et 50 TeV, respectivement. Dès lors que le spectre en énergie du Centre Galactique présente une courbure significative à haute énergie, il convient de vérifier que cette courbure ne soit pas le résultat de l'absorption des photons γ sur le fond de photons interstellaires. Les données ont été ajustées par une loi de puissance avec coupure exponentielle modifiée du coefficient d'absorption des photons.

Le tableau 9.3 montre les valeurs de l'indice spectral Γ et de l'énergie de coupure E_c obtenus, avec et sans correction du facteur d'absorption. La variation des paramètres est inférieure au pourcent, et reste dans les barres d'erreurs. La courbure du spectre en énergie mesuré dans la direction du Centre Galactique est donc intrinsèque à la source.

Loi de puissance avec coupure exponentielle	Γ	E_c (TeV)
Sans absorption	$2,10 \pm 0,04$	$14,73 \pm 3,41$
Avec absorption	$2,10 \pm 0,04$	$14,68 \pm 3,40$

TAB. 9.3 – Comparaison de l'ajustement des données par une loi de puissance avec coupure exponentielle, avec et sans absorption par le fond de photons interstellaire. Les paramètres spectraux obtenus en tenant compte de l'absorption ne varient pas significativement.

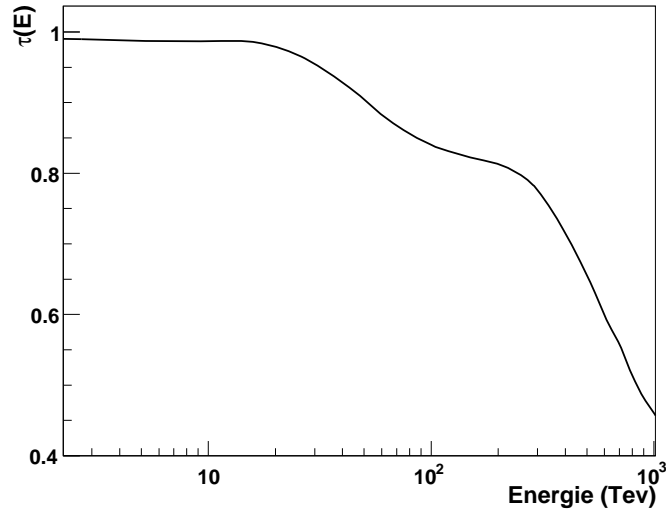


FIG. 9.6 – Coefficient d'absorption des photons γ en direction du Centre Galactique. L'absorption des γ devient significative au-delà de 100 TeV. Figure adaptée de [98].

9.6 Variabilité spectrale

La variabilité spectrale de la source au Centre Galactique a été étudiée en séparant les données par tranches d'observations chronologiquement consécutives. Des tranches de 5 heures d'observations ont été choisies, de sorte que la statistique en événements soit suffisante pour reconstruire correctement les spectres. Chaque lot de données a été ajusté par une loi de puissance et l'indice spectral a été tracé en fonction du temps (figure 9.7). Un ajustement par une fonction constante donne un χ^2/dof de 29/27, indiquant que l'indice spectral de la source au Centre Galactique ne varie pas sur des échelles de temps supérieures à 5 heures. Cette absence de variabilité spectrale ne confirme pas les mesures du spectre obtenues par CANGAROO-II sur la source γ au Centre Galactique (voir la section 8.5.2).

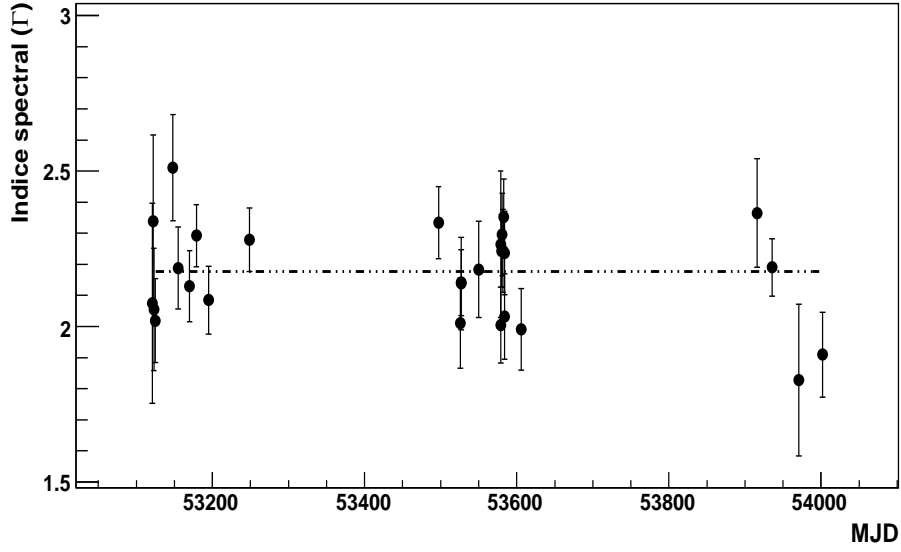


FIG. 9.7 – Variation de l'indice spectral Γ en fonction du temps donné en jours Julien modifiés. L'ajustement par une constante (droite pointillée) donne un χ^2/dof de 29/27 et une valeur moyenne de $2.18 \pm 0.02_{\text{stat}}$.

9.7 Conclusion

Les nouvelles données prises par le système stéréoscopique H.E.S.S. en 2005 et 2006 ont permis de mettre en évidence une déviation par rapport à une loi de puissance dans le spectre de la source HESS J1745-290. Une courbure à haute énergie est désormais visible. Le spectre 2004-2006 est aussi bien décrit par une loi de puissance avec une coupure exponentielle qu'avec une double loi de puissance. D'autre part, l'existence de la courbure à haute énergie a été validée par les études systématiques sur la reconstruction de l'énergie de coupure menées en section 9.2. De plus, la courbure n'est pas due à l'absorption des photons γ sur le fond de photons infrarouge pendant leur propagation depuis la source. Celle-ci semble être intrinsèque aux mécanismes d'accélération des particules prenant place dans cette source. Enfin, l'analyse des nouvelles données n'a pas montré de variabilité spectrale au cours des années 2004, 2005 et 2006 sur des échelles de temps supérieures à 5 heures, ce qui confirme que les mesures réalisées par l'expérience CANGAROO-II sont erronées (section 8.5.2).

Chapitre 10

Variabilité temporelle du Centre Galactique de 2004 à 2006

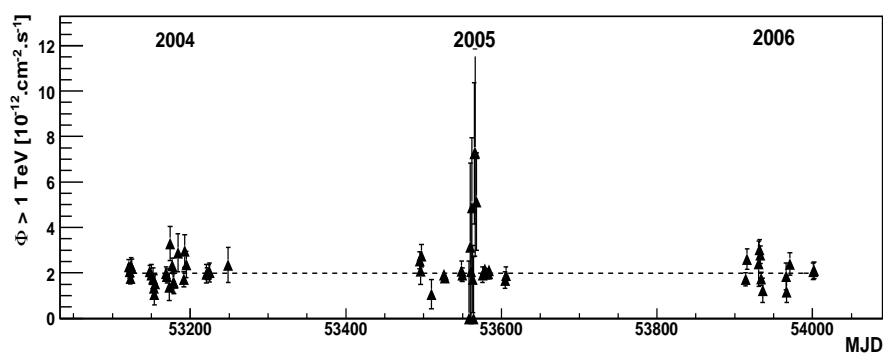
Nous avons vu dans le chapitre 7 que l'émission du trou noir Sgr A* depuis les longueurs d'ondes radio jusqu'aux rayons X présentait de fortes variabilités, avec notamment des sursauts journaliers en rayons X et infrarouge. Bien qu'à l'heure actuelle celles-ci soient non confirmées, des modulations périodiques dans les flux X et infrarouge de Sgr A* auraient aussi été détectées. Ce chapitre présente l'analyse de la variabilité temporelle du signal γ au Centre Galactique observé par H.E.S.S., et la recherche d'éventuelles corrélations avec l'émission de Sgr A* dans les autres longueurs d'ondes. La recherche de sursauts dans les courbes de lumière reconstruites, ainsi qu'une étude de la sensibilité de H.E.S.S. pour la détection de tels sursauts, sont d'abord présentées. La recherche d'oscillations quasi-périodiques, comme celles vues en rayons X et infra-rouge, est ensuite abordée. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication et sont présentés dans [87].

10.1 Courbes de lumière

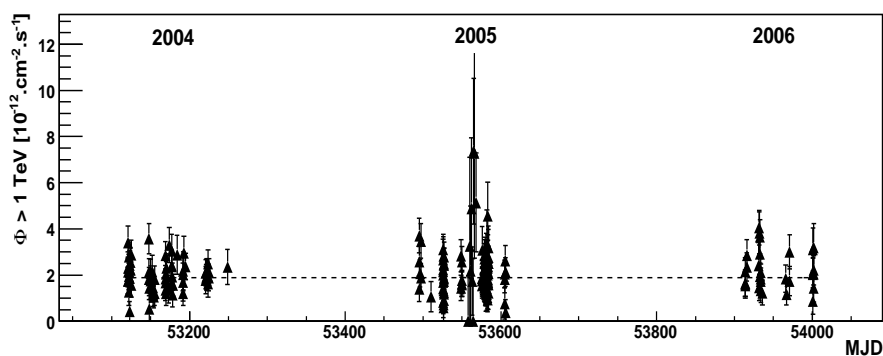
Les courbes de lumière issues des observations du Centre Galactique ont été reconstruites selon la méthode expliquée dans le chapitre 5. Les données collectées entre 2004 et 2006 ont été prises avec des angles zénithaux allant jusqu'à 70° . Pour être conservatif, les flux sont intégrés au-dessus de 1 TeV, le seuil en énergie le plus haut commun à toutes les observations (paragraphe 5.3). Le flux du Centre Galactique intégré au-dessus de 1 TeV est donné par nuits et par tranches de 28 minutes (la durée d'un run de données) sur les figures 10.1(a) et 10.1(b), respectivement. Des erreurs systématiques de 15% ont été prises en compte sur l'évaluation des flux intégrés. Chaque courbe de lumière a été ajustée par une constante, dont le flux intégré moyen et χ^2/dof respectifs sont résumés dans le tableau 10.1. Les flux moyennés ajustés sur les différentes courbes de lumière sont compatibles avec ceux donnés dans le chapitre 8. La source apparaît stable, et aucune variation brusque du flux (appelée sursaut dans la suite) n'est détectée sur l'ensemble des trois années 2004, 2005 et 2006.

Type de courbe de lumière	$\Phi(\geq 1\text{TeV})$ ($10^{-12}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	χ^2/dof
Par nuits	$1,99 \pm 0,04$	63/64
Par 28 min	$1,90 \pm 0,04$	234/218

TAB. 10.1 – Paramètres des ajustements par une constante des courbes de lumières données à différentes échelles de temps. Les flux intégrés moyens ainsi que les χ^2/dof de chaque ajustement sont indiqués. Les erreurs indiquées sont d'origine statistique.



(a) Flux intégré moyen par nuits entre 2004 et 2006.



(b) Flux intégré moyen par tranches de 28 minutes.

FIG. 10.1 – Courbes de lumière de HESS J1745-290. Le flux intégré au-dessus de 1 TeV est donné en fonction du temps en jours Julien modifiés. (a) Flux moyenné par nuits entre 2004 et 2006. (b) Flux moyenné par run d’acquisition, c’est à dire par tranches de 28 minutes.

10.2 Sensibilité à un sursaut au TeV

La sensibilité de H.E.S.S. à un sursaut dans l'émission au TeV en direction du Centre Galactique a été étudiée en rajoutant une composante gaussienne dans la courbe de lumière :

$$\Phi_{\text{mod}}(t_i) = \Phi(t_i) \times (1 + A(t_0, \sigma_t) \times \exp(\frac{(t_i - t_0)^2}{2\sigma_t^2})), \quad (10.1)$$

où les $\Phi_{\text{mod}}(t_i)$ sont les flux modifiés de la courbe de lumière et $\Phi(t_i)$ sont les flux initiaux. La quantité $A(t_0, \sigma_t)$ est l'amplitude de la gaussienne, t_0 l'instant où le sursaut est à son maximum et σ_t la durée du sursaut. Pour un instant t_0 et une durée σ_t fixés, l'amplitude de la gaussienne $A(t_0, \sigma_t)$ est déterminée de telle sorte qu'un ajustement par une constante de la courbe de lumière modifiée donne une déviation à plus de 3σ d'un comportement constant. $A(t_0, \sigma_t)$ est ainsi une limite inférieure sur l'augmentation du flux nécessaire pour détecter un sursaut au TeV d'une durée σ_t à un instant t_0 , avec un niveau de confiance de 99 %. En faisant varier chaque instant t_0 sur la période 2004-2006, nous obtenons une distribution des $A(t_0, \sigma_t)$ (toujours pour σ_t fixé). L'ajustement de cette distribution par une fonction de Landau permet de déterminer la valeur la plus probable de $A(\sigma_t)$ et sa barre d'erreur respective à 68% de niveau de confiance. La figure 10.2 montre une telle distribution pour un sursaut de durée égale à 7 jours. L'ajustement de cette distribution par une fonction de Landau donne un χ^2/dof de 47/36 avec un facteur d'amplification moyen $\bar{A} = 0,78 \pm 0,03$ et une variance de $\sigma = 0,32 \pm 0,02$.

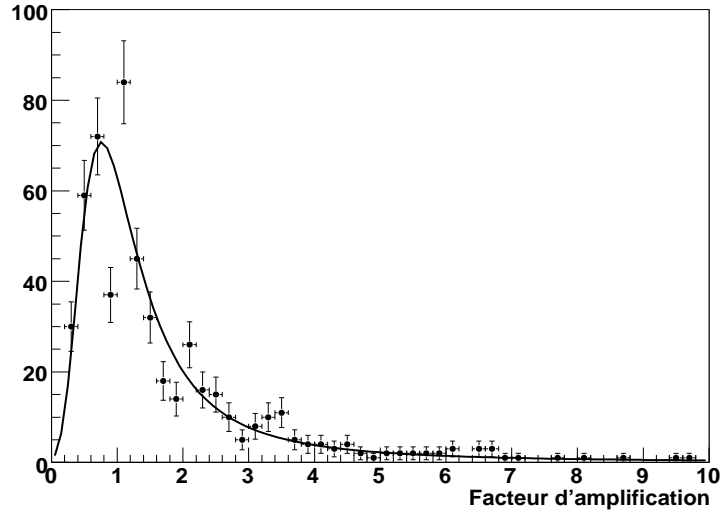


FIG. 10.2 – **Distribution des facteurs d'amplifications $A(t_0)$ nécessaires pour la détection d'un sursaut d'une durée de 7 jours à un niveau de confiance de 3σ .** Cette distribution est obtenue en faisant varier l'instant t_0 où l'amplitude du sursaut est maximale (voir texte). La courbe noire représente l'ajustement de cette distribution par une fonction de Landau.

La figure 10.3 montre la valeur de l'amplitude de la gaussienne $A(\sigma_t)$ en fonction de σ_t la durée du sursaut, pour une courbe de lumière initiale avec des flux intégrés donnés par tranches de 28 minutes. La sensibilité de H.E.S.S. à un sursaut augmente avec la durée du sursaut. Ceci s'explique simplement par le fait qu'un sursaut plus long a plus de chance d'être détecté. La sensibilité à des sursauts de plus courtes durées (de l'ordre de quelques heures ou moins), comme on en détecte dans les domaines des rayons X, radio et infrarouges, est moins bonne. L'échantillonnage de la courbe de lumière par runs de 28 minutes ne permet pas une estimation précise de la sensibilité pour des sursauts de durées inférieures à quelques heures. Un échantillonnage plus fin (calcul du flux

intégré par tranches de moins de 28 minutes) ne permet pas non plus d'étudier précisément la sensibilité aux sursauts de courte durée à cause de l'augmentation des barres d'erreurs statistiques sur les flux. Une augmentation du flux d'au moins un facteur deux est nécessaire pour détecter un sursaut de quelques heures à un niveau de confiance de 99%. Ce résultat est en bon accord avec une étude réalisée en parallèle utilisant des observations menées simultanément par H.E.S.S. et l'observatoire Chandra lors d'un sursaut en rayon X de la source au Centre Galactique le 30 Juillet 2005 (voir le paragraphe suivant).

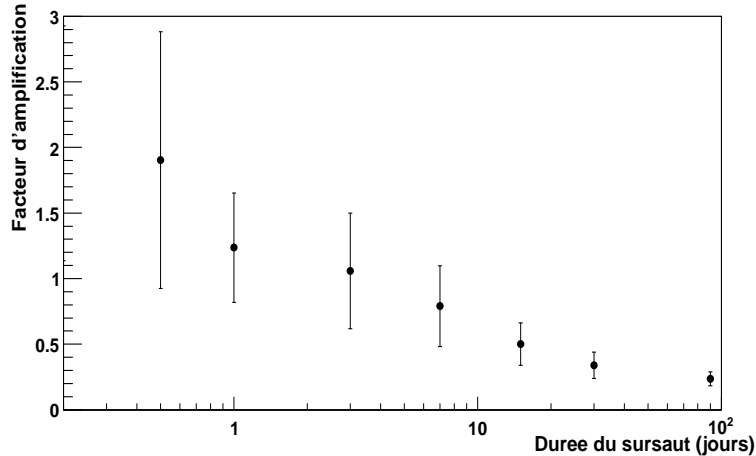


FIG. 10.3 – Sensibilité de H.E.S.S. à un sursaut en provenance du Centre Galactique. Le facteur d'amplification $A(\sigma_t)$ nécessaire à la détection d'un sursaut par H.E.S.S. diminue avec σ_t la durée du sursaut.

10.3 Corrélation avec l'émission en rayons X

Pour rechercher une éventuelle corrélation du signal γ avec l'émission de Sgr A* en rayons X, des observations simultanées de la région du Centre Galactique avec H.E.S.S. et le satellite Chandra ont été menées en 2005 [99]. La figure 10.4 montre la superposition des courbes de lumières obtenues par Chandra et H.E.S.S. dans la nuit du 29 au 30 Juillet 2005. Un sursaut dans le domaine des rayons X a été détecté pendant cette période. Celui-ci est bien décrit par une Gaussienne de largeur à mi-hauteur $t_{\text{sursaut}} = (1,6 \pm 0,2) \times 10^3$ s, soit un peu moins de 30 minutes. La durée de ce sursaut est comparable aux durées des sursauts mesurés habituellement en rayons X (paragraphe 7.2.5). Le flux X maximal mesuré pendant ce sursaut (en haut de la Gaussienne) atteint environ 9 fois le flux X mesuré pour l'émission de Sgr A* dans son état bas. La taille de la fenêtre temporelle dans laquelle s'est réalisée la comparaison du flux γ et du flux X est définie par la région qui correspond à 80% ($\pm 1,3\sigma$ autour de la position centrale de la Gaussienne) du signal vu pendant le sursaut. Cette région est dénotée "sursaut" sur la figure 10.4. Durant cet intervalle de temps, aucune variation significative du flux γ n'est observée. Le flux moyen intégré au-dessus de 1 TeV pendant cette période est de $(2,05 \pm 0,76_{\text{stat}}) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, alors que celui mesuré sur les trois nuits consécutives d'observations entourant cette période est de $(2,03 \pm 0,09_{\text{stat}}) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Etant donné cette absence de sursaut, une limite supérieure d'un facteur 2 est calculée sur l'augmentation du flux γ pendant le sursaut, à un niveau de confiance de 99%. Ce résultat est cohérent avec l'étude menée dans le paragraphe précédent. D'autre part, on peut s'attendre à ce qu'un éventuel sursaut en γ soit temporellement décalé par rapport à un sursaut vu dans le domaine des rayons X. Les observations de H.E.S.S. permettent ici d'affirmer que ce décalage est supérieur à ± 80 minutes (ce sursaut γ doit nécessairement tomber en dehors

de la période d'observation de H.E.S.S.).

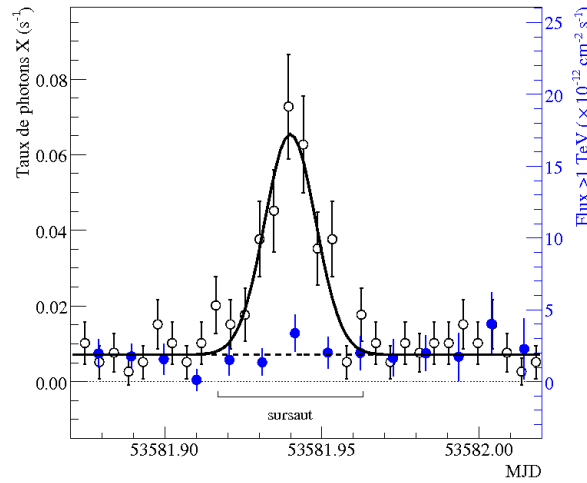


FIG. 10.4 – Courbes de lumières obtenues en rayons X par Chandra (Sgr A*) et en γ par H.E.S.S. (HESS J1745-290) dans la nuit du 29 Juillet 2005. La courbe de lumière en rayons X (cercles vides) représente le taux de photons X détectés (nombre moyen de photons par secondes) en fonction du temps par tranches de 400 secondes. La courbe de lumière en γ (points bleus) est le flux intégré au-dessus de 1 TeV calculé par tranches de 15 minutes d'observations. Les courbes de lumière de Chandra et H.E.S.S. ont été ajustées de telle sorte que les flux X et γ soient sur un même niveau. La courbe tiretée représente le flux moyen intégré au-dessus de 1 TeV mesuré par H.E.S.S. sur les trois nuits d'observations entourant la période du sursaut. La région dénotée "sursaut" représente 80% du signal vu en X (voir le texte pour plus de détails). Figure adaptée de [99].

10.4 Recherche d'oscillations quasi-périodiques

Récemment, plusieurs auteurs ont affirmé avoir détecté des modulations périodiques dans les flux infrarouge et X de Sgr A* (paragraphe 7.2.5). Cinq périodes ($\sim 100s$, $219s$, $700s$, $1150s$ et $2250s$) ont été détectées simultanément dans les données recueillies par les observatoires Chandra [79] et XMM-Newton [80] dans le domaine des rayons X. Trois périodes ont été détectées dans le domaine des photons infrarouges avec le VLT [72], celles-ci correspondant à trois des cinq périodes trouvées dans le domaine des rayons X. Ces périodes s'apparenteraient à différents modes d'oscillation du disque d'accrétion en orbite autour du trou noir [81]. Cependant, il faut noter que l'existence de ces modulations périodiques ont récemment été infirmées par de nouvelles observations dans le domaine infrarouge avec les télescopes Keck [77]. Bien que leur existence soit très douteuses, nous avons mené une recherche d'oscillations quasi-périodiques dans les données de H.E.S.S.. Celle-ci s'est effectuée suivant deux cas :

- le temps de cohérence des oscillations du disque d'accrétion est inférieur à 28 minutes (la durée d'un run de données pris par H.E.S.S.). La recherche d'oscillations quasi-périodiques s'effectue dans ce cas sur des distributions de temps d'arrivée des photons, via la méthode du test de Rayleigh [100, 101].
- le temps de cohérence est supérieure à 28 minutes. La recherche d'oscillations quasi-périodiques se fait dans ce cas à partir des données collectées sur l'ensemble d'une nuit, pour éviter des effets systématiques supplémentaires dus au changement des conditions d'observations (variation des conditions météo d'une nuit à une autre par exemple). Elle s'effectue ici sur des courbes de lumière en utilisant la méthode des périodogrammes de Lomb-Scargle [102].

10.4.1 Test de Rayleigh

Le test de Rayleigh [100, 101] est couramment utilisé pour tester la périodicité d'un signal en provenance d'une source astrophysique. Supposons une distribution de temps d'arrivée des photons t_i ($i=1\dots n$). Nous voulons chercher une périodicité T dans le signal, correspondant à une fréquence f . La puissance de Rayleigh est alors définie par :

$$nR^2(f) = \frac{1}{n} \left\{ \left[\sum_{i=1}^n \cos(\phi_i) \right]^2 + \left[\sum_{i=1}^n \sin(\phi_i) \right]^2 \right\}, \quad (10.2)$$

où les $\phi_i = 2\pi ft_i$ sont les phases correspondant à chaque temps d'arrivée t_i . Si le signal contient une composante périodique T_0 , le spectre des puissances de Rayleigh présentera alors un pic à la fréquence f_0 correspondante. Dans le cas d'un signal n'ayant aucune composante périodique, les phases ϕ_i sont uniformément distribuées entre 0 et 2π , et la puissance de Rayleigh sera en moyenne égale à 1. Pour n suffisamment grand, la puissance de Rayleigh est distribuée selon un χ^2 à deux degrés de liberté, ce qui permet de calculer la significativité d'un éventuel signal périodique détecté.

La procédure suivante est appliquée pour la recherche d'éventuelles oscillations quasi-périodiques dans les données de H.E.S.S.. Supposons que nous voulons tester une fréquence f . Pour chaque run de données, la puissance de Rayleigh correspondant à la fréquence f a été calculée. Nous obtenons alors une distribution des puissances de Rayleigh, dont la valeur moyenne est prise comme la puissance de Rayleigh à la fréquence f et la variance comme barre d'erreur à 68 % de niveau de confiance. En faisant varier la fréquence testée f et en répétant cette procédure, nous obtenons alors un spectre des puissances de Rayleigh, montré ici sur la figure 10.5. Les fréquences sondées varient de $1/28 \text{ min}^{-1}$ (28 minutes étant la durée d'un run), à l'inverse de l'espacement moyen entre deux temps d'arrivées, c'est à dire ici $1,2 \text{ min}^{-1}$. Ce spectre a été ajusté par une constante (χ^2/dof de 35/29) et ne présente aucun pic aux périodicités détectées dans les autres longueurs d'ondes (indiquées par des flèches verticales).

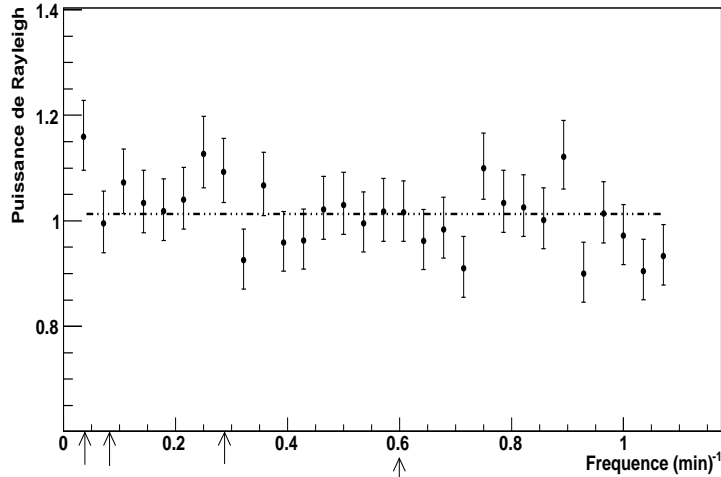


FIG. 10.5 – **Spectre des puissances de Rayleigh.** L'ajustement de ce spectre par une constante donne une puissance moyenne de $1,01 \pm 0,01$ compatible avec 1, avec un χ^2/dof de 35/29. Les flèches désignent les différentes périodes détectées en rayons X et en infra-rouge.

10.4.2 Périodogramme de Lomb-Scargle

Le meilleur moyen de détecter une composante périodique dans un signal est d'en faire une décomposition en mode de Fourier. Les observations de sources astrophysiques ne se faisant pas à intervalles de temps réguliers, les courbes de lumière qui en résultent ne sont donc pas régulièrement échantillonnées. Une analyse de Fourier "classique" de la courbe de lumière devient dans ce cas laborieuse. Le périodogramme de Lomb-Scargle [102] est une analyse discrète en composante de Fourier d'un signal dont les points ne sont pas également espacés en temps. Il est couramment utilisé en astronomie pour étudier les composantes périodiques des signaux. Pour une courbe de lumière $\phi(t_i)$, où $i = 1, 2, \dots, n$, la puissance de Lomb-Scargle est défini de la manière suivante :

$$P_\phi(w) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{[\sum_{i=1}^n \phi(t_i) \cos w(t_i - \tau)]^2}{\sum_{i=1}^n \cos^2 w(t_i - \tau)} + \frac{[\sum_{i=1}^n \phi(t_i) \sin w(t_i - \tau)]^2}{\sum_{i=1}^n \sin^2 w(t_i - \tau)} \right\}, \quad (10.3)$$

où τ est un paramètre qui permet de garder l'invariance du périodogramme par rapport à tout changement de l'origine des temps :

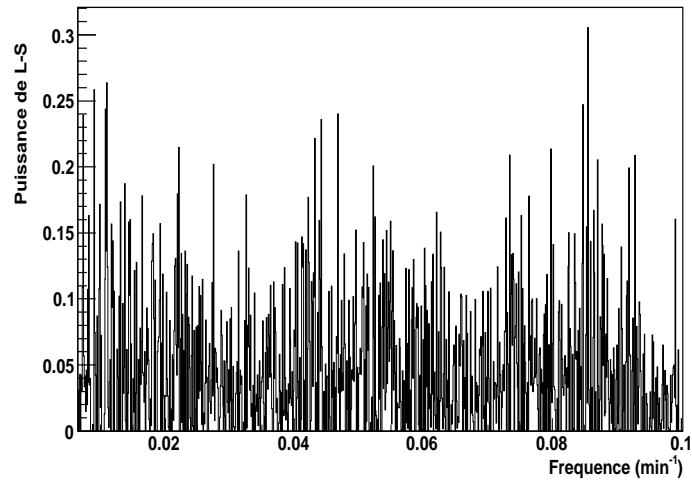
$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\sum_{j=1}^n \sin 2\omega t_j}{\sum_{j=1}^n \cos 2\omega t_j}. \quad (10.4)$$

Le périodogramme de Lomb-Scargle est défini de telle manière que pour un signal n'ayant aucune composante périodique, la distribution des puissances de Lomb-Scargle suit une loi exponentielle [102]. Dans le cas de la détection d'un pic à une fréquence donnée, le traitement des événements de fond pour le calcul de la significativité se fait par méthode Monte-Carlo. Des courbes de lumières ayant le même échantillonnage que les données sont créées à partir de simulations de différents types de bruit de fond. Pour des sources astrophysiques variables (notamment les AGNs), le spectre de Fourier du bruit de fond utilisé pour les simulations est souvent considéré en loi de puissance $P(f) \propto f^{-\alpha}$. Le cas $\alpha = 0$ correspond au cas du bruit blanc (ou bruit Gaussien) et le cas $\alpha > 0$ correspond au cas du bruit rouge. En appliquant le formalisme de Lomb-Scargle sur les courbes de lumière ainsi simulées, il est possible de calculer la probabilité d'occurrence du pic détecté.

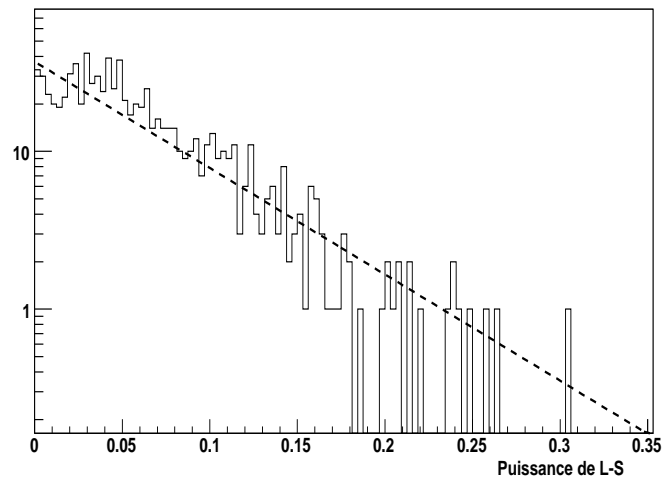
La procédure suivante est appliquée pour calculer le spectre de Lomb-Scargle avec les données du Centre Galactique. Pour chaque nuit de prise de données, une courbe de lumière échantillonnée par tranches de 5 minutes est calculée. Un spectre de Lomb-Scargle est obtenu pour chacune de ces courbes, puis chacun de ces spectres est sommé. Le spectre résultant est alors moyenné sur le nombre total de nuits de prise de données, pour obtenir le spectre montré en figure 10.6(a). Les fréquences étudiées varient de 10^{-2} min^{-1} (l'inverse de la durée moyenne d'une nuit de prise de données), à $0,1 \text{ min}^{-1}$. Aucun pic aux fréquences sondées n'est détecté, ce qui est confirmé par le bon ajustement de la distribution des puissances de Lomb-Scargle par une fonction exponentielle (figure 10.6(b)).

10.5 Conclusion

Les courbes de lumières obtenues avec les nouvelles données prises par H.E.S.S. en 2005 et 2006 vers la source HESS J1745-290 n'ont pas révélé de variabilité sur des échelles de temps supérieures à 28 min (la durée d'un run de données). L'absence de sursauts dans le flux γ a permis de calculer la sensibilité de H.E.S.S. pour la détection de sursauts d'une durée typique de quelques heures, comme ceux observés dans les autres longueurs d'ondes, notamment en rayons X. L'augmentation du flux γ d'au moins un facteur deux est nécessaire pour la détection d'un tel sursaut. D'autre part, des modulations quasi-périodiques du flux IR et X dans l'émission du trou noir Sgr A* ont été observées. Même si celles-ci ont récemment été mises en défaut, nous avons recherché ces oscillations dans le flux γ mesuré par H.E.S.S. entre 2004 et 2006 avec pour but de faire le lien entre l'émission γ et l'activité du trou noir. Cette recherche n'a abouti à aucune détection significative.



(a) Périodogramme de Lomb-Scargle.



(b) Distribution des puissances de Lomb-Scargle.

FIG. 10.6 – Recherche d'oscillations quasi-périodiques dans signal γ en provenance du Centre Galactique avec la méthode des périodogrammes de Lomb-Scargle. (a) Périodogramme de Lomb-Scargle tracé sur la gamme de fréquence $[0,01 \text{ min}^{-1} - 0,1 \text{ min}^{-1}]$. Aucun pic n'est détecté. (b) Distribution des puissances de Lomb-Scargle. La courbe en pointillé montre l'ajustement par une fonction exponentielle. Le χ^2/dof de l'ajustement est de $72/55$ et confirme l'absence de pic significatif.

Chapitre 11

Les modèles d'émission astrophysique

L'émission du trou noir Sgr A* est clairement identifiée depuis les longueurs d'ondes radio jusqu'aux rayons X (chapitre 7). Le signal γ observé par H.E.S.S. dans la région du Centre Galactique est quant à lui situé dans un rayon d'une dizaine de pc autour de la position du trou noir (taille de la PSF de H.E.S.S. à la distance du Centre Galactique, chapitre 8). Dans cette région, plusieurs sources peuvent expliquer le signal au TeV, notamment le trou noir Sgr A* lui-même et le pulsar G359.95-0.04. Dans une première partie, nous présentons une classe de modèles susceptibles d'expliquer et de reproduire l'émission multi-longueur d'onde associée au trou noir Sgr A*. La seconde partie de ce chapitre est consacrée aux modèles d'émission à très haute énergie.

11.1 Modèles d'accrétion de matière : de la radio aux X

La plupart des modèles d'émission du trou noir Sgr A* depuis les longueurs d'onde radio jusqu'aux rayons X font intervenir des processus d'accrétion dans lesquels la matière environnante est capturée, puis rayonne lorsque celle-ci s'effondre sur le trou noir. Les vents stellaires émis par les nombreuses étoiles de l'amas central fournissent en effet la quantité de matière suffisante pour que le trou noir puisse être à l'origine de l'émission observée. Dans cette section, nous abordons de manière simple le processus d'accrétion par un astre compact et la notion de luminosité d'Eddington. Nous discutons ensuite les modèles d'accrétions radiativement inefficaces qui expliquent et reproduisent bien les contraintes observationnelles sur l'émission de Sgr A*.

11.1.1 Accrétion et luminosité d'Eddington

Les objets compacts capturent gravitationnellement la matière environnante par des processus d'accrétion. Dans la théorie classique de l'accrétion formulée par Bondi et Hoyle [103], une particule de vitesse v et de masse m , située à une distance r d'un astre compact de masse M , est capturée si son énergie potentielle (négative) devient plus grande que son énergie cinétique :

$$\frac{GMm}{r} \geq \frac{1}{2}mv^2,$$

ce qui permet de définir le rayon d'accrétion r_{acc} (ou rayon de Bondi) dans lequel toute particule sera inévitablement capturée :

$$r_{\text{acc}} = \frac{2GM}{v^2}. \quad (11.1)$$

La force gravitationnelle s'exerçant sur la particule capturée est :

$$f_{\text{grav}} = -\frac{GmM}{r^2}. \quad (11.2)$$

Au fur et à mesure que la matière accrétée se rapproche de l'astre compact, la pression et la quantité de rayonnement augmentent, de telle sorte que le processus d'accrétion est ralenti. La particule de masse m subit une force de "répulsion" causée par diffusion Thomson sur le rayonnement :

$$f_{\text{rad}} = \frac{L}{4\pi r^2 c} \times \sigma_T, \quad (11.3)$$

où L est la luminosité de l'astre compact (c'est-à-dire son flux en énergie), et σ_T la section efficace de diffusion Thomson. Si l'on considère que la matière accrétée est majoritairement composée de protons, la luminosité d'Eddington est définie par :

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi G M m_p c}{\sigma_T} \sim 1,3 \times 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{erg s}^{-1}, \quad (11.4)$$

où le erg est l'unité de mesure de l'énergie dans le système CGS et vaut 10^{-7} J. La luminosité d'Eddington est donc la luminosité critique pour laquelle la force d'attraction gravitationnelle et la force de répulsion due à la pression de rayonnement sont égales. Dans ce modèle simple, il s'établit un équilibre entre taux d'accrétion et pression de rayonnement. Par exemple, un accroissement du taux d'accrétion entraîne une augmentation de la luminosité qui entraîne un ralentissement du taux d'accrétion.

Dans le cas général, la géométrie de l'accrétion n'est pas sphérique et dépend des mécanismes de chauffage et de refroidissement de la matière accrétée, de son moment angulaire, et des propriétés initiales du flux de matière avant de passer à l'intérieur de r_{acc} . Le spectre de rayonnement émis par les processus d'accrétion sont prédits par des simulations basées sur des équations de la magnétohydrodynamique à 3 dimensions et dépendantes du temps.

La luminosité bolométrique¹ de Sgr A* est d'environ $10^{36} \text{erg s}^{-1}$, ce qui est un facteur 10^8 plus faible que sa luminosité d'Eddington ($L_{\text{Edd}} \sim 4 \times 10^{44} \text{erg s}^{-1}$ pour un trou noir de $3 \times 10^6 M_\odot$). Les modèles invoqués pour expliquer une si faible émission sont basés sur des processus d'accrétion radiativement inefficaces : ce sont les modèles RIAFs (*Radiatively Inefficient Accretion Flow* en anglais). En effet, un calcul simple permet de montrer que l'efficacité des processus de perte d'énergie au voisinage du trou noir Sgr A* est faible. La luminosité d'accrétion de Sgr A*, s'exprime par :

$$L_{\text{acc}} = \eta \frac{\dot{M} c^2}{2} \approx \eta \times 10^{38} \text{erg s}^{-1}, \quad (11.5)$$

où η est l'efficacité de radiation, et $\dot{M} \sim 10^{-8} M_\odot/\text{an}$ est le taux d'accrétion au voisinage de Sgr A* [104]. La luminosité bolométrique mesurée permet alors de déduire que $\eta \leq 0,01$.

Les modèles d'accrétion radiativement inefficaces décrivent bien le spectre et la variabilité depuis les longueurs d'ondes radio jusqu'au rayonnement X. A plus haute énergies, des processus d'accélération de particules chargées sont invoqués pour expliquer l'émission au voisinage du trou noir (paragraphe 11.2).

11.1.2 Les modèles d'accrétion radiativement inefficaces (RIAFs)

Afin d'expliquer la faible luminosité bolométrique de Sgr A*, la plupart des modèles reposent sur des processus d'accrétion radiativement inefficaces. Ceux-ci doivent néanmoins respecter d'autres contraintes observationnelles qui sont (chapitre 7) :

- le spectre et la variabilité du rayonnement radio à l'émission X
- la taille de la source observée dans les longueurs d'ondes radio
- les mesures de polarisation radio donnant en particulier une estimation du taux d'accrétion proche du trou noir [104] : $\dot{M} \sim 10^{-8} M_\odot/\text{an}$

La figure 11.1 montre une illustration possible du fonctionnement des modèles d'accrétion radiativement inefficaces. Les modèles RIAFs partent de conditions initiales sur le taux d'accrétion

¹La luminosité bolométrique d'une source astrophysique est son flux en énergie intégré sur toute la bande de fréquence. Elle est souvent exprimée en erg s^{-1} .

de la matière au niveau du rayon de Bondi (environ $10^5 R_s$ pour le trou noir Sgr A*), de son moment angulaire, de sa densité et de sa température, puis résolvent les équations de la magnétohydrodynamique pour reproduire les observations [105]. Dans ces modèles, la matière accrétée à l'intérieur du rayon de Bondi peut être expulsée par des phénomènes de convection, ce qui expliquerait le faible taux d'accrétion observé au voisinage du trou noir comparé au taux d'accrétion de Bondi ($\dot{M}_{\text{Bondi}} \sim 10^{-5} M_\odot/\text{an}$ [105]).

Les modèles dans lesquels seuls des électrons thermiques sont présents dans le flux de matière accrétée expliquent relativement bien les différentes composantes du spectre d'émission dans l'état stable (hors variabilité) [106]. Ils sous-estiment cependant d'un ordre de grandeur le flux à très basse fréquence, et nécessitent l'ajout d'une autre composante d'émission dans le modèle. Certains modèles font l'hypothèse d'un jet qui se formerait dans une région proche de l'horizon du trou noir (à environ quelques R_s) et dans lequel des particules seraient accélérées pour constituer une population non-thermique d'électrons [107, 108]. Un autre modèle fait l'hypothèse que cette population non-thermique d'électrons serait accélérée directement dans le flux d'accrétion. L'émission synchrotron de ces électrons reproduirait alors le spectre à basse fréquence.

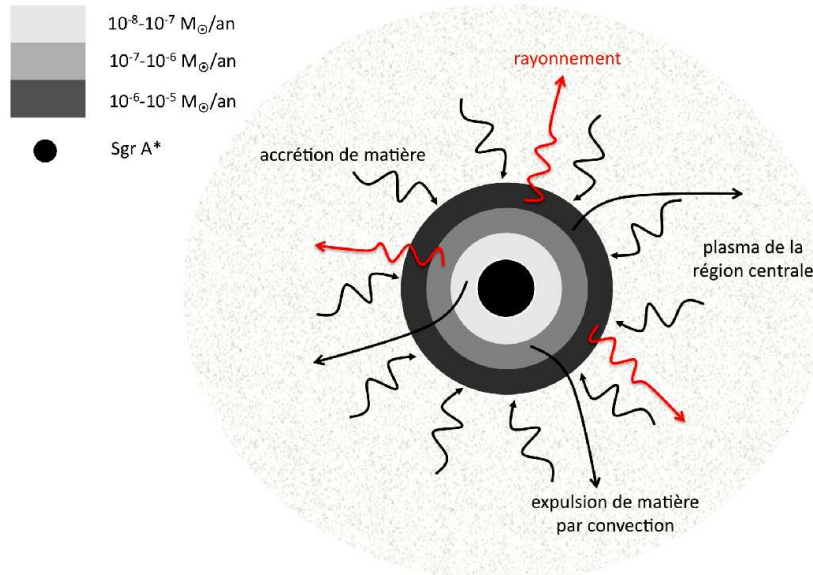


FIG. 11.1 – Une illustration possible des modèles d'accrétion radiativement inefficaces autour du trou noir Sgr A*. Le trou noir au centre accrète la matière fournie par le plasma de la région centrale (vents stellaires,...). Celle-ci peut être expulsée par des phénomènes de convection. Les bandes de couleurs (du gris clair au gris foncé) représentent les valeurs possibles du taux d'accrétion depuis le rayon de Bondi jusqu'au voisinage du trou noir. L'émission provient à la fois d'une population thermique et non-thermique d'électrons dans le flux d'accrétion.

Emission du trou noir au repos

La figure 11.2 montre le spectre obtenu avec un modèle RIAF, prenant en compte l'expulsion de matière et en supposant que 1,5% des électrons sont non-thermiques et accélérés selon une loi de puissance d'indice $\Gamma = -3,5$ dans le flux de matière accrétée. Le taux d'accrétion de matière au niveau du rayon de Bondi a été pris égal à $\dot{M} = 10^{-6} M_\odot/\text{an}$. Ce chiffre est prédit par les

simulations d'accrétion des vents stellaires qui prennent en compte le moment angulaire initial du gaz accrété [109]. Le taux d'accrétion résultant dans une région proche de l'horizon du trou noir est de $\dot{M} \approx 4 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{an}$, ce qui correspond bien aux contraintes observationnelles dérivées des mesures de polarisation de l'émission radio [104]. Ce modèle décrit bien le spectre de l'émission du trou noir au repos dans lequel :

- l'excès sub-millimétrique est causé par l'émission synchrotron de la population thermique d'électrons
- la partie basse fréquence du spectre radio et l'émission infrarouge sont dues à l'émission synchrotron des électrons non-thermiques
- l'émission X est due au bremsstrahlung des électrons thermiques dans une région voisine du rayon de Bondi (ce qui reproduirait l'émission X étendue observée).

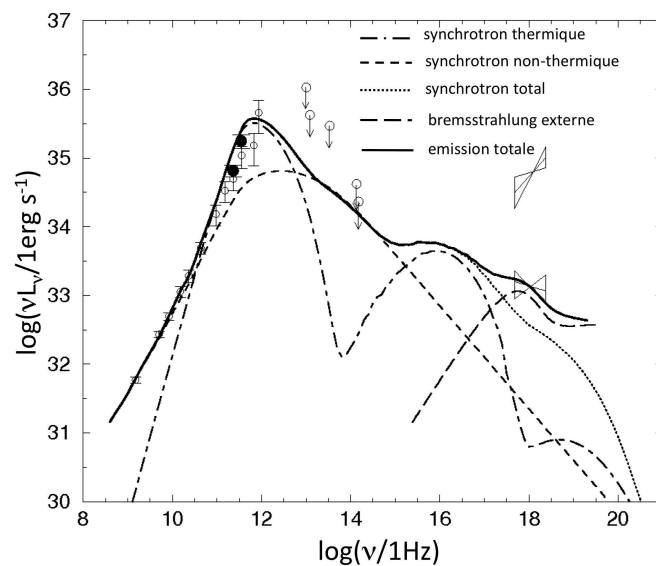


FIG. 11.2 – Modélisation de l'émission de Sgr A* au repos dans une bande de fréquence allant de la radio aux rayons X. La courbe point-tiret indique l'émission synchrotron de la population d'électrons thermiques. La courbe tiretée indique l'émission synchrotron de la composante non-thermique de la population d'électrons. La courbe pointillée indique l'émission synchrotron totale. La courbe à longs tirets représente l'émission bremsstrahlung des électrons dans le flux d'accrétion au voisinage du rayon de Bondi (voir texte pour plus de détails). La courbe en trait plein montre l'émission totale depuis les longueurs d'onde radio jusqu'aux rayons X. Figure adaptée de [105].

Emission lors des sursauts IR et X

Les modèles RIAFs doivent aussi rendre compte de la variabilité observée pour l'émission de Sgr A*, notamment les fortes variations du flux dans le domaine des rayons X (augmentation du flux d'un facteur 10 à 100 en quelques minutes). A priori, ces sursauts ne seraient pas liés à une modification du taux d'accrétion car des sursauts de grande amplitude seraient aussi observés dans les longueurs d'onde radio [110]. L'hypothèse proposée est qu'une partie de l'énergie magnétique contenue dans le flux d'accrétion soit convertie en énergie thermique pour chauffer et/ou accélérer les électrons [105]. Les échelles en temps des variabilités IR et X (de quelques minutes à quelques heures), indiquent que ces processus se produiraient dans une région relativement proche du trou

noir ($\leq 10^3 R_s$).

Deux modèles reproduisent bien les observations. Un premier modèle suppose qu'une partie supplémentaire des électrons est accélérée selon une loi de puissance. Les sursauts infrarouges seraient alors dus à l'émission synchrotron de ces électrons, alors que les sursauts X seraient issus de la diffusion Compton de ces mêmes électrons sur le champ de photons infrarouge : c'est un modèle SSC (*Self Synchrotron Compton* en anglais). Le second modèle est un modèle purement synchrotron dans lequel rayonnent à la fois des électrons thermiques qui ont d'avantage été chauffés (par rapport à l'état bas de Sgr A*), et des électrons non-thermiques accélérés selon une loi de puissance dure² ($\Gamma = 1-1,5$). Ces deux modèles sont montrés figures 11.3(a) et 11.3(b), respectivement.

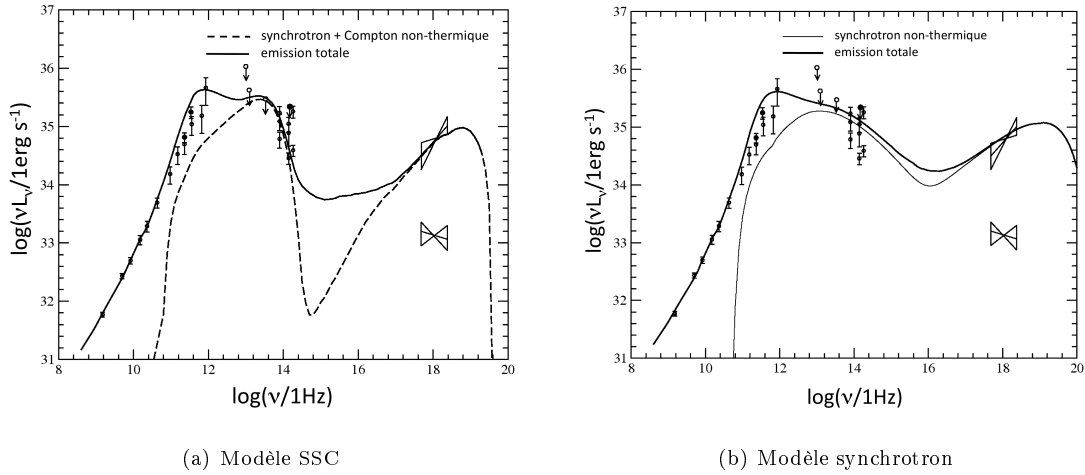


FIG. 11.3 – **Modélisation du spectre de Sgr A* de la radio aux X lors de l'état haut.** (a) Modèle SSC dans lequel des électrons non-thermiques rayonnent de manière synchrotron et font de la diffusion Compton sur ce même rayonnement. La courbe tiretée indique le rayonnement SSC de la population non-thermique d'électrons. La courbe en trait plein représente le total de l'émission thermique et non-thermique des électrons. (b) Modèle dans lequel des électrons thermiques et non-thermiques rayonnent uniquement de manière synchrotron. La courbe en trait léger indique l'émission synchrotron non-thermique, alors que la courbe en trait gras montre l'émission totale en incluant les électrons thermiques. Figures adaptées de [105].

Taille de l'émission radio

Les récentes observations de Sgr A* dans les longueurs d'onde millimétriques ont montré que la taille de la région d'émission dépend de la longueur d'onde (voir chapitre 7). Cette observable est un autre moyen de tester les modèles RIAFs. Yuan et al. ont calculé la taille de la région d'émission attendue dans le cadre de ces modèles [111]. Ils ont d'abord prédit le profil de luminosité intrinsèque de la source, puis ont pris en compte les effets de diffusion des ondes radio par le plasma de la région centrale. Les tailles des images attendues, respectivement de $0,729^{+0,01}_{-0,009}$ mas et $0,248^{+0,001}_{-0,002}$ mas à 7 et 3,5 mm, sont compatibles avec les mesures [69].

11.2 Modèles d'émission de très haute énergie

Les modèles proposés dans le paragraphe précédent, qui reposent sur l'émission thermique d'une population d'électrons chauffée par accrétion, ne prédisent pas d'émission γ de très haute

²On parle de loi de puissance dure, pour une loi de puissance dont la pente logarithmique (ou indice spectral) est faible.

énergie. Comme en témoigne la forme du spectre en énergie mesuré par H.E.S.S. (chapitre 9), l'émission des γ de très haute énergie dans la région du Centre Galactique trouve son origine dans des processus d'accélération de particules chargées. Les modèles d'émission à très haute énergie se distinguent principalement en deux grandes classes : les modèles hadroniques (protons et/ou noyaux) et les modèles leptoniques (électrons et positrons). Plusieurs processus d'émission sont évoqués dans la littérature, faisant intervenir différentes sources comme le trou noir Sgr A*, le reste de supernova Sgr A Est, ou le pulsar G359.95-0.04. Les dernières observations de H.E.S.S. excluent de manière significative Sgr A Est comme contrepartie spatiale au signal γ . Cependant, il est important de noter que ce reste de supernova peut toujours être l'une des sources de particules de haute énergie, dont les interactions avec le plasma dense au voisinage du trou noir central seraient responsables de l'émission γ détectée.

Les modèles d'émission à haute énergie doivent vérifier les nouvelles contraintes observationnelles obtenues par H.E.S.S. (chapitre 9 et 10) :

- un spectre en loi de puissance avec une courbure à haute énergie
- pas de variabilité du flux sur des échelles de temps supérieures à quelques heures

Nous présentons dans la suite quelques modèles susceptibles de reproduire les observations.

11.2.1 Modèles hadroniques

Les modèles hadroniques de production des rayons γ sont basées sur l'accélération et la diffusion de protons. Ces modèles nécessitent donc l'existence d'un accélérateur de protons dans la région du Centre Galactique pour expliquer l'émission au TeV. Les modèles de Liu et Méliá [112, 113] supposent que des particules chargées (majoritairement des protons et des électrons) peuvent être émises au voisinage du trou noir central. Ces particules seraient accélérées de manière stochastique dans le champ magnétique turbulent du flux d'accrétion au voisinage de Sgr A*. D'autres modèles font intervenir comme source de protons le reste de supernova Sgr A Est situé dans la région du Centre Galactique [114, 115].

Les modes de production des rayons γ au TeV proposés dans la littérature sont divers et variés. Ballantyne et al. ont proposé que des protons initialement accélérés selon un spectre en loi de puissance au voisinage de Sgr A* (selon les modèles de Liu et Méliá) interagissent avec les protons du milieu environnant [116]. Ces interactions protons-protons donnent lieu à la production de pions neutres π^0 , qui par désintégration produisent des photons γ . Le spectre γ résultant suit typiquement une loi de puissance de même indice spectral que le spectre d'injection des protons. Ce modèle reproduit bien les données 2004 de H.E.S.S., mais ne rend pas compte de la courbure observée à haute énergie. Néanmoins, il pourrait reproduire les nouvelles données si le spectre d'injection des protons présentait une courbure.

Aharonian et Neronov ont proposé d'autres modes de production de photons γ dans la région centrale de la galaxie [117]. Citons notamment les interactions photo-mésons dans lesquelles des protons d'ultra hautes énergies ($\sim 10^{18}$ eV) viennent interagir sur le champ de photon IR ambiant. Cet effet est similaire à l'interaction des rayons cosmiques d'ultra haute énergie sur le fond diffus cosmologique, qui donne la coupure GZK. Les protons interagissent sur les photons IR pour produire des pions et donc des neutrinos, électrons et photons par désintégration. L'accélération de protons à de telles énergie requiert néanmoins un fort champ magnétique ($\sim 10^4$ G) dans une région de quelques rayons de Schwarzschild au voisinage du trou noir. La figure 11.4 montre la modélisation du spectre multi-longueur d'onde de Sgr A*. Dans ce modèle, l'émission depuis les longueurs d'onde radio jusqu'aux rayons X proviendrait de l'émission synchrotron des protons d'ultra haute énergie. L'émission γ observée par H.E.S.S. en loi de puissance pour les données 2004 est bien reproduite. Comme pour les modèles de Ballantyne et al., la courbure pourrait être reproduite si le spectre des protons présentait une courbure à haute énergie. D'autre part, ce modèle prévoit un flux γ variable sur des échelles de temps de l'ordre de l'heure. Pour ce qui est de la variabilité, il est donc difficile de tester ce modèle car les variabilités testés avec les données de H.E.S.S. sont de l'ordre de la journée (voir figure 10.3).

Un autre modèle proposé par Aharonian et Neronov fait l'hypothèse que la production de photons γ se fait par interaction proton-proton dans une région "étendue" autour du trou noir central

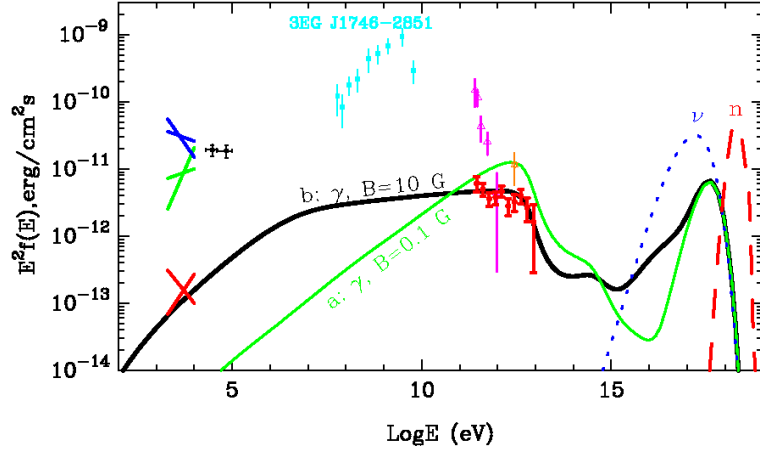


FIG. 11.4 – Modélisation du spectre de Sgr A* à très haute énergie par des interactions photo-mésons de protons d’ultra hautes énergies. Le spectre γ attendu est indiqué par la courbe en trait plein, celui des neutrons par la courbe tiretée, et celui des neutrinos par la courbe pointillée. Les données dans le domaine des rayons X, celles d’INTEGRAL et celles de H.E.S.S. sont indiquées. Deux hypothèses concernant la valeur du champ magnétique dans la région d’émission sont montrées : (a) $B = 0,1$ G et (b) $B = 10$ G. Figure tirée de [117].

[118]. Dans les modèles précédents, les interactions des protons ont lieu dans le flux d’accrétion. La région d’émission est typiquement centrée sur Sgr A* avec une taille de quelques rayons de Schwarzschild. Ici, des protons s’échapperaient de la région centrale par diffusion pour aller interagir avec des protons du plasma environnant en dehors du flux d’accrétion (typiquement au-delà du rayon de Bondi d’environ $10^5 R_s$). Ce modèle est analogue à un modèle de *Leaky Box* [119] dans lequel la boîte a une taille d’une dizaine de pc (correspondant environ à la résolution angulaire de H.E.S.S.) et pour lequel la diffusion des protons dépend de leur énergie. Les protons de hautes énergies diffusent et sortent plus facilement de la boîte, ce qui crée une déplétion à haute énergie dans leur spectre d’injection. Ce modèle explique de manière naturelle la courbure à haute énergie observée dans le spectre 2004-2006, avec une énergie de coupure E_γ donnée par :

$$E_\gamma \approx \frac{E_p}{30}, \quad (11.6)$$

où E_p est l’énergie de coupure dans le spectre des protons. Pour le spectre en loi de puissance avec coupure exponentielle dérivé dans le chapitre 9, une coupure en énergie E_γ d’environ 15 TeV correspondrait à une coupure dans le spectre des protons supérieure à 400 TeV. La figure 11.5 montre le spectre γ reproduit par ce modèle. Les paramètres principaux sont l’indice du spectre d’injection des protons et l’évolution du coefficient de diffusion en fonction de l’énergie (qui suit lui aussi une loi de puissance). La région d’émission des photons γ étant plus grande, ce modèle ne prévoit pas de variabilité du flux γ . Il est donc compatible avec les nouveaux résultats de H.E.S.S..

11.2.2 Modèles leptoniques

La diffusion inverse Compton (IC) d’électrons sur les champs de photons au voisinage du trou noir Sgr A* est une bonne alternative aux modèles hadroniques. Les sources d’accélération possibles pour ces électrons sont diverses : chocs de vents stellaires [120], ondes de choc issues de la matière expulsée au voisinage de Sgr A* [121], ou encore le pulsar G356.95-0.04 situé au voisinage du trou noir central [61]. Nous abordons rapidement ce dernier cas pour lequel un modèle réaliste a récemment été proposé dans la littérature [122].

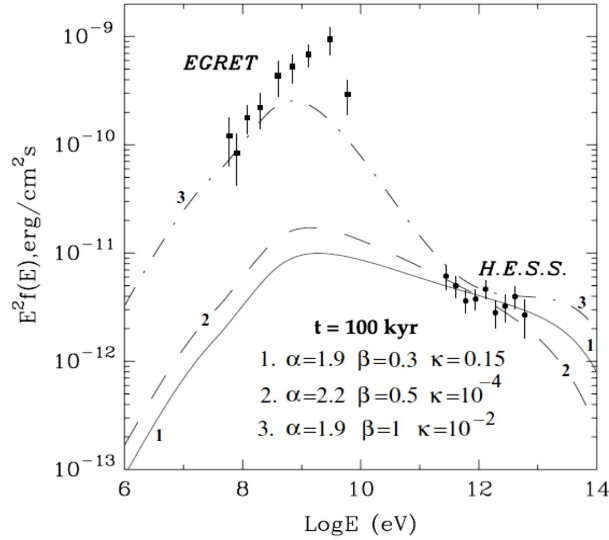


FIG. 11.5 – Spectres γ attendus en direction de la région du Centre Galactique pour un modèle de diffusion des protons. Les protons diffusent en dehors des 10 pc centraux, et sont injectés selon un spectre en loi de puissance d'indice α . Ici, le spectre d'injection ne possède pas de coupure à haute énergie. Les spectres attendus sont montrés pour différentes valeurs de α , et pour différentes lois de diffusion ($D(E) = 10^{28} (E/1\text{GeV})^\beta \kappa \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$). Figure tirée de [118].

L'émission multi-longueur d'onde d'une nébuleuse de pulsar se décompose généralement en deux "bosses" :

- une bosse à basse énergie (des longueurs d'ondes radio aux rayons X) : elle est généralement causée par l'émission synchrotron du vent de leptons émis par le pulsar
- une bosse à haute énergie (des rayons X durs jusqu'aux rayons γ du TeV) : elle est issue de la diffusion IC des leptons (qui ont généralement eu le temps de refroidir) sur les champs de photons ambiants.

Pour le pulsar G359.95-0.04, les conditions particulières régnant au voisinage du trou noir central changent quelque peu cette vision des choses, car les champs de photons cibles pour la diffusion inverse Compton sont bien plus denses que pour une nébuleuse de pulsar classique située dans le disque galactique. Le refroidissement du vent de leptons procède alors d'une compétition entre la diffusion IC et le rayonnement synchrotron (car le temps caractéristique de refroidissement des leptons par diffusion inverse Compton est dans ce cas plus court que celui relatif à l'émission synchrotron). Ceci est illustré par la figure 11.6(a). Les électrons de "basse" énergie (≤ 100 TeV pour un champ magnétique de $100 \mu\text{G}$) sont refroidis majoritairement par diffusion IC, alors que ceux à plus haute énergie sont refroidis par rayonnement synchrotron (à cause de la suppression Klein-Nishina dans la section efficace Compton). L'énergie pour laquelle le refroidissement par rayonnement synchrotron va l'emporter sur le refroidissement par effet Compton est fortement dépendante du champ magnétique et de la densité de photons cibles. A champs magnétiques égaux, un pulsar situé dans le disque galactique verra son spectre de leptons se refroidir majoritairement par rayonnement synchrotron, alors qu'un pulsar situé dans la région du Centre Galactique verra son spectre de leptons à la fois refroidi par diffusion IC et rayonnement synchrotron.

Pour un tel scénario, Hinton et Aharonian [122] ont ajusté la valeur du champ magnétique dans la région centrale de façon à reproduire le flux de G359.95-0.04 mesuré dans le domaine des rayons X, pour un spectre d'injection des leptons en loi de puissance d'indice $\Gamma = -2$. Ils ont alors calculé le spectre γ résultant de la diffusion inverse Compton des électrons sur les composantes

UV, optiques, infrarouges proches et lointains du champ de photons. Comme le montre la figure 11.6(b), ce modèle prévoit un spectre γ en loi de puissance et reproduit bien le spectre 2004 mesuré par H.E.S.S..

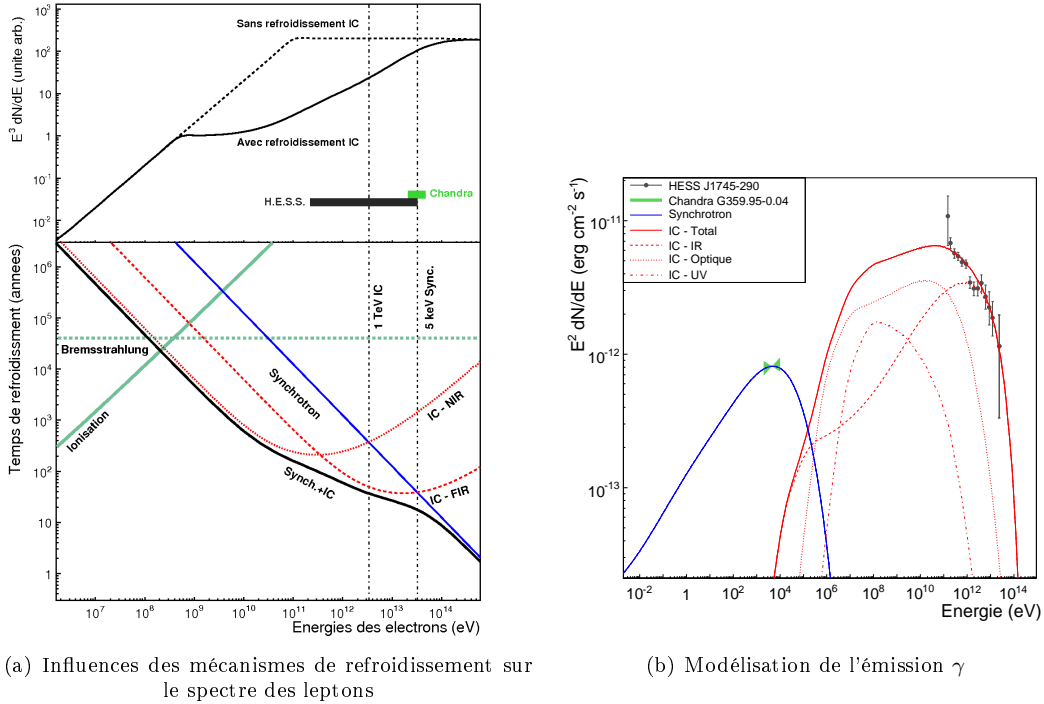


FIG. 11.6 – Mécanismes de refroidissement des électrons et modélisation de l'émission γ pour le pulsar G359.95-0.04 dans la région du Centre Galactique. (a) Comparaison des mécanismes de refroidissement pour un spectre d'électrons en loi de puissance d'indice $\Gamma = -2$. *Partie supérieure* : la droite tiretée représente le spectre des électrons après refroidissement par rayonnement synchrotron uniquement (pour un champ magnétique de $100 \mu\text{G}$). La droite en trait plein représente l'effet du refroidissement par diffusion IC sur un champ de photons en densité comparable à celui situé dans la région du Centre Galactique. Les bandes horizontales indiquent les intervalles en énergie pour lesquels les électrons donnent des γ (par diffusion IC), et du rayonnement X (par effet synchrotron). *Partie inférieure* : Comparaison des temps caractéristiques pour différents types de refroidissement des électrons. (b) Modélisation du spectre X et du spectre γ pour le pulsar G359.95-0.04 dans la région du Centre Galactique. Les bosses bleues et rouges sont les bosses synchrotron et inverse Compton, respectivement. La courbe point-tiret rouge indique l'émission γ issue de la diffusion inverse Compton des électrons sur le fond UV, la courbe tiretée rouge celle des électrons sur le fond infrarouge, et la courbe pointillée rouge celle des électrons sur le fond optique. Le champ magnétique requis pour reproduire l'émission X du pulsar est de $105 \mu\text{G}$. Les mesures de Chandra et H.E.S.S. (spectre 2004) sont aussi indiquées. Figures adaptées de [122].

Dans ce modèle, la courbure du spectre à haute énergie, détectée dans les données 2004-2006, peut-être marginalement reproduite si le champ magnétique est plus intense. Un champ magnétique plus grand aura pour effet de refroidir plus d'électrons de basse énergie par rayonnement synchrotron, ce qui rendra plus mou le spectre γ résultant de la diffusion inverse Compton de ces mêmes électrons sur le champ de photons. D'autre part, ce modèle ne prévoit aucune variabilité du flux γ , car le flux de leptons émis par un pulsar change typiquement sur des échelles de temps de l'ordre du millier d'années. Une dernière remarque importante concerne les mesures d'INTEGRAL de la source au

Centre Galactique. En comparant les figures 7.11 et 11.6(b), on s'aperçoit que le flux mesuré par INTEGRAL est d'environ deux ordres de grandeurs supérieur aux prévisions du modèle. Les mesures d'INTEGRAL autour de 100 keV semblent donc incompatibles avec les prédictions de ce modèle.

11.3 Conclusion

L'émission de Sgr A* depuis les longueurs d'ondes radio jusqu'aux rayons X est bien reproduite par des modèles d'accrétion de matière au voisinage du trou noir. Les modèles à plus hautes énergies sont de natures différentes et invoquent des processus non-thermiques. Les modèles hadroniques, dans lesquels des protons accélérés dans un disque d'accrétion viennent créer des π^0 puis des γ par collisions dans les nuages moléculaires, peuvent reproduire les résultats qui ont été obtenus dans les chapitres 9 et 10 sur le spectre et la variabilité du signal. La courbure mesurée à ~ 15 TeV dans le spectre γ correspondrait à une coupure de l'ordre de 400 TeV dans le spectre des protons. Cette valeur pourrait contraindre les modèles de Liu et Mélia [112, 113] ou les modèles de Aharonian et Neronov [118] selon l'origine invoquée pour cette coupure. Les modèles leptoniques proposés pour reproduire le flux γ mesuré font intervenir quant à eux le pulsar G359.95-0.04. Ceux-ci sont susceptibles de reproduire correctement les données. Cependant, la valeur du flux vers 100 keV mesuré par l'expérience INTEGRAL en direction du Centre Galactique ne semble pas compatible avec ce modèle.

Conclusion

Le Centre Galactique est une région contenant de nombreux candidats d'émission à haute énergie parmi lesquels se trouvent le reste de supernovae Sgr A Est, le trou noir Sgr A*, le pulsar G359.95-0.04 et de nombreux nuages moléculaires. Les résolutions angulaires limitées des instruments de l'astronomie γ des très hautes énergies ($\geq 0,1^\circ$) ne permettent pas de déterminer précisément l'origine de l'émission observée. Dans cette partie, une étude détaillée du spectre et de la variabilité de la source γ mesurée avec le système stéréoscopique H.E.S.S. a été menée pour rechercher une possible corrélation du signal avec l'activité du trou noir Sgr A*. La forme du spectre en loi de puissance avec une courbure à haute énergie permet de conclure que les mécanismes d'émission sont liés à l'accélération de particules chargées dans l'environnement du trou noir. L'absence de variabilité sur des échelles de temps allant de la journée à l'année, ainsi que la limite supérieure sur la taille intrinsèque de la source vue par H.E.S.S., permettent quant à eux d'affirmer raisonnablement que la zone d'émission des γ est bien plus étendue que celle correspondant aux autres longueurs d'onde. Néanmoins, ces conclusions n'empêchent pas que le trou noir Sgr A* soit à l'origine de cette émission. En effet, des modèles réalistes dans lesquels des protons sont accélérés à des vitesses ultra relativistes dans un disque d'accrétion autour de Sgr A* sont régulièrement proposés dans la littérature. Nous en avons d'ailleurs cité quelques-uns qui étaient compatibles avec les résultats obtenus.

L'identification de la source γ dans la région du Centre Galactique ne pourra pas se faire sans une amélioration des performances des instruments de l'astronomie γ des très hautes énergies. A ce titre, une amélioration de la résolution angulaire est nécessaire pour pouvoir réduire les erreurs sur la reconstruction de la position de la source, ainsi que pour déterminer plus précisément sa taille. Le futur réseau d'imageurs Cherenkov CTA pourra sûrement apporter de nouveaux résultats dans cette perspective. D'autre part, l'étude de la source à plus basse énergie pourra aussi se révéler intéressante. De nouvelles études du spectre et de la variabilité à des énergies ≤ 100 GeV avec H.E.S.S. 2 seront par exemple déterminantes pour l'identification de la source. Il faut enfin souligner que les observations conjointes avec d'autres expériences comme ANTARES et AUGER, qui étudient les flux de neutrinos cosmiques et le rayonnement cosmique de très haute énergie respectivement, seront essentielles pour comprendre le rôle du trou noir Sgr A* comme source de rayonnement cosmique.

Troisième partie

La recherche de trous noirs
primordiaux

Introduction

Les trous noirs primordiaux sont des trous noirs susceptibles de s'être formés lors des tout premiers instants de l'Univers. Ils sont activement recherchés depuis que Hawking a montré qu'un trou noir pouvait s'évaporer. En effet, le processus d'évaporation d'un trou noir est d'autant plus efficace que sa masse est petite. Certains trous noirs primordiaux seraient alors de masses suffisamment faibles pour qu'ils puissent être détectés via leur évaporation. A la fin de son processus d'évaporation, un trou noir peut donner lieu à l'émission brève et soudaine d'un grand nombre de particules, avec notamment des γ . Cette seconde partie est consacrée à la recherche de sursauts de photons γ dans les données du système stéréoscopique H.E.S.S., et à l'interprétation des résultats obtenus en terme d'évaporation de trous noirs primordiaux.

Une premier chapitre fixe le cadre théorique de l'analyse, et présente les différentes propriétés des trous noirs primordiaux. Les mécanismes de formation y sont d'abord rapidement abordés, en discutant ensuite plus en détails le processus d'émission de Hawking et le spectre γ issu de l'évaporation d'un trou noir primordial. La recherche de trous noirs primordiaux est un sujet d'intérêt croissant chez les physiciens tant les domaines de physique fondamentale sondés par ces objets sont nombreux. Le dernier paragraphe en dresse quelques exemples, à la fois tirés de l'astrophysique, de la cosmologie et de la physique des particules.

Le second chapitre détaille la recherche de trous noirs primordiaux avec H.E.S.S., selon une analyse originale visant à rechercher des sursauts de photons γ dans les données, ces derniers pouvant signer l'évaporation de trous noirs primordiaux. L'algorithme de recherche de sursauts est d'abord décrit, ainsi que les méthodes d'estimation du fond. Comme la recherche de sursauts se fait photons par photons, les méthodes standards d'estimation du fond qui sont habituellement utilisées en analyse de données (chapitre 4) ne sont pas adaptées pour cette analyse, et il est nécessaire de recourir à d'autres méthodes. Ces méthodes se basent sur des simulations Monte-Carlo. Pour finir, la modélisation du nombre de sursauts attendus dans les données est expliquée, ainsi que la procédure employée pour calculer les limites sur le taux d'explosion de trous noirs primordiaux. Ces limites sont ensuite comparées à celles obtenues par d'autres expériences d'astronomie γ .

Chapitre 12

Les trous noirs primordiaux

12.1 Mécanismes de formation

Les premiers travaux qui ont été publiés sur les mécanismes de formation des trous noirs primordiaux proviennent de Carr et Hawking [123, 124]. Ces derniers ont montré que l'effondrement gravitationnel des fluctuations primordiales de densité pouvait former des trous noirs de masse supérieures à la masse de Planck, soit environ $2 \times 10^{-5}g$. Ce mécanisme est très intéressant dans la mesure où il est lié au spectre des fluctuations primordiales de densité, et donc à l'état de l'Univers primordial juste après la période d'inflation.

D'autres mécanismes de formation existent, comme par exemple les transitions de phase cosmiques [125, 126, 127] ou l'effondrement de cordes cosmiques [128, 129]. Les mécanismes de formation liés à l'effondrement des fluctuations primordiales de densité seront uniquement abordés dans la suite.

12.1.1 Le spectre des fluctuations primordiales de densité

Le contraste de densité $\delta(\vec{x})$ mesure la déviation de la densité d'énergie d'une région locale de l'Univers $\rho(\vec{x})$ par rapport à sa densité d'énergie moyenne $\bar{\rho}$:

$$\delta(\vec{x}) = \frac{\rho(\vec{x}) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}}. \quad (12.1)$$

Il est alors utile de développer en modes de Fourier le contraste de densité [130] :

$$\delta(\vec{k}) = V^{-1} \int_V d^3x \delta(\vec{x}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{x}), \quad (12.2)$$

où V est le volume de la région locale considérée. Le spectre de puissance des fluctuations de densité est usuellement désigné par la quantité $P(k)$ (où l'on a supposé un spectre de puissance isotropique avec $k = |\vec{k}|$). Dans le modèle standard de la cosmologie, le spectre des fluctuations primordiales de densité suit une loi de puissance d'indice n :

$$P(k) \propto k^2 |\delta(k)|^2 \propto k^n. \quad (12.3)$$

Les dernières mesures cosmologiques indiquent que le spectre de puissance est assez proche du spectre de *Harrison-Zel'dovich*¹, prédit par les modèles d'inflation, et pour lequel $n=-1$ [130].

¹Le spectre de Harrison-Zel'dovich correspond à l'entrée des fluctuations primordiales de densité dans l'horizon cosmique, et prédit la formation des petites structures avant les grandes structures.

12.1.2 Le modèle de Carr-Hawking

Carr et Hawking [124] ont dérivé des limites sur la valeur du contraste de densité δ pour qu'une surdensité locale dans l'Univers primordial puisse s'effondrer en un trou noir :

$$1/3 \leq \delta \leq 1. \quad (12.4)$$

La contrainte sur la limite inférieure de δ provient du fait que la taille R_c de la surdensité, lorsque celle-ci arrête d'augmenter sous l'effet de l'expansion de l'Univers, doit être supérieure à la longueur de Jeans $R_J = \sqrt{\gamma} \times R_H$ pour que l'effondrement gravitationnel puisse avoir lieu. La quantité γ intervient dans l'équation d'état de l'Univers $p = \gamma\rho$ (p la pression et ρ la densité d'énergie), et R_H est la taille de l'horizon cosmique. La limite supérieure sur δ traduit le fait que R_c doit être plus petit que la taille de l'horizon des événements R_H . Cette dernière condition empêche que la région formée soit causalement déconnectée de notre Univers, c'est-à-dire que celle-ci forme un univers séparé. La masse du trou noir M_i formé est alors de l'ordre de celle contenue à l'intérieur de l'horizon cosmique :

$$M_i = \gamma^{3/2} M_H, \quad (12.5)$$

où M_H est la masse de l'horizon cosmique au moment où $R_c \approx H^{-1}$, donnée par :

$$M_H = \frac{4\pi H^{-3} \rho}{3}. \quad (12.6)$$

La distribution initiale de masse des trous noirs primordiaux (appelée aussi fonction de masse initiale) est alors donnée par [131] :

$$\frac{dn}{dM_i} = \frac{n+3}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \gamma^{7/4} \rho M_H^{1/2} M_i^{-5/2} \sigma_H^{-1} \times \exp\left(-\frac{\gamma^2}{2\sigma_H^2}\right), \quad (12.7)$$

où n est l'indice spectral du spectre des fluctuations primordiales de densité, et σ_H est la variance de la distribution des masses de l'horizon². Cette quantité est reliée à la taille moyenne des fluctuations de densité.

12.1.3 Le modèle de Niemeyer-Jedamzik

Un modèle alternatif considère la formation des trous noirs primordiaux comme une transition de phase. Le phénomène d'effondrement gravitationnel, appliqué à différents types de champs de matière, peut en effet se décrire comme un phénomène critique. Niemeyer et Jedamzik ont été les premiers à transposer cette description à l'étude de la formation des trous noirs primordiaux [132]. Ainsi, lorsque le contraste de densité devient infiniment proche d'un seuil critique, ici le seuil de formation du trou noir, la surdensité s'effondre pour donner un trou noir de masse :

$$M(\delta) = k M_H (\delta - \delta_c)^\eta. \quad (12.8)$$

Ici, k est une constante dépendant du spectre des fluctuations de densité, δ_c est la densité critique définissant le seuil de formation du trou noir (qui dépend aussi du spectre des fluctuations de densité), M_H est la masse de l'horizon cosmique, et η correspond au paramètre d'ordre de la transition de phase. Niemeyer et Jedamzik ont calculé numériquement les valeurs des coefficients k , δ_c et η pour différents spectres de fluctuations de densité, trouvant que δ_c et η étaient au premier ordre indépendants du profil initial des perturbations [133] :

$$2,4 < k < 11,9$$

$$0,34 < \eta < 0,37$$

$$0,67 < \delta_c < 0,71.$$

²Cette distribution est généralement supposée Gaussienne, et correspond aux masses à l'intérieur de l'horizon en différents endroits de l'Univers.

Une conséquence de ce modèle est que lorsque $\delta \rightarrow \delta_c$, $M \rightarrow 0$. La masse initiale du trou noir primordial formé peut être bien en-dessous de la masse de l'horizon cosmique, et donc dans certains cas plus petite que la masse de Planck. Dans ce modèle, la fonction de masse initiale dépend aussi du spectre des fluctuations de densité.

12.1.4 L'époque de formation d'un trou noir primordial

L'époque de formation des premiers trous noirs primordiaux (observables aujourd'hui) est reliée à la température de l'Univers juste après l'inflation. En effet, les trous noirs primordiaux formés avant l'inflation contribuent de manière insignifiante à leur densité "actuelle", en raison de l'accroissement exponentiel du facteur d'échelle lors de l'inflation. L'époque de formation des trous noirs primordiaux est donc reliée à la température T_{RH} ³ (pour *re-heating temperature* en anglais) dans les modèles d'inflation par [130] :

$$t_f = 0,301 g_*^{-1/2} \frac{M_{Pl}}{T_{RH}^2}, \quad (12.9)$$

où M_{Pl} est la masse de Planck, et $g_* \sim 100$ est le nombre de degrés de liberté dans l'Univers primordial (en considérant le model standard de la physique des particules).

12.2 Le processus d'émission de Hawking

Le processus d'émission d'un trou noir a été prédit par le physicien Stephen Hawking à la suite de plusieurs travaux sur la thermodynamique des trous noirs. En 1970, Beckenstein obtint une formule reliant le changement de masse d'un trou noir dM à un changement infinitésimal de la surface de son horizon dA , de son moment angulaire dJ et de sa charge dQ [134] :

$$dM = \frac{\kappa}{8\pi} dA + \Omega_h dJ + \Phi_h dQ, \quad (12.10)$$

où κ est la gravité de surface⁴, Ω_h la vitesse angulaire de l'horizon et Φ_h le potentiel électrostatique sur l'horizon. En 1971, Hawking démontra la loi des aires pour les trous noirs [123], qui stipule que quelque soit ce qui tombe à l'intérieur d'un trou noir, ou pour tout processus physique faisant intervenir un ou plusieurs trous noirs, la somme des aires des horizons ne peut jamais décroître :

$$\delta A \geq 0. \quad (12.11)$$

Cette dernière formule fait fortement penser au second principe de la thermodynamique qui affirme que pour tout processus physique, l'entropie d'un système augmente. L'aire d'un trou noir serait donc reliée à l'entropie de celui-ci. En poussant plus loin l'analogie, l'équation 12.10 correspondrait au premier principe de la thermodynamique $dE = TdS - pdV$ où les termes $\Omega_h dJ$ et $\Phi_h dQ$ seraient des termes de travail, et où dM correspondrait au changement d'énergie dE .

Après avoir remarqué que les trous noirs possédaient une entropie et une température, Hawking proposa en 1974 qu'un trou noir puisse rayonner comme un corps noir [135]. Ce dernier montra qu'un trou noir non-chargé et n'ayant aucun moment cinétique pouvait émettre des particules de spin s selon un spectre :

$$\frac{d^2N}{dt dE} = \frac{\Gamma_s(ME)}{2\pi\hbar} \left[\exp\left(\frac{E}{k_B T_{BH}}\right) - (-1)^{2s} \right]^{-1}, \quad (12.12)$$

³ T_{RH} est la température pour laquelle, à la fin de l'inflation, le potentiel du champ d'inflation est converti en particules du modèle standard (ou de toutes autres extensions du modèle standard à l'énergie considérée).

⁴La gravité de surface d'un trou noir décrit la rapidité avec laquelle le champ gravitationnel diverge à l'approche de l'horizon des événements.

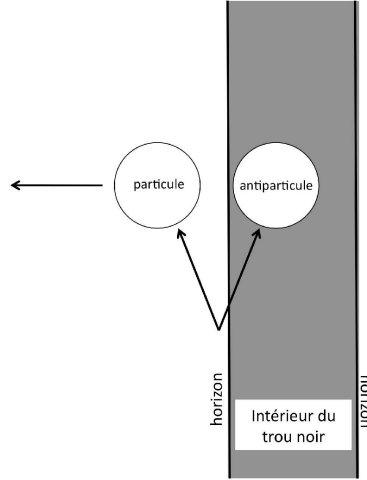


FIG. 12.1 – **Illustration du processus d’émission de Hawking.** La particule (antiparticule) d’énergie négative tombe dans le trou noir, permettant à l’antiparticule (particule) d’énergie positive de s’échapper.

où E est l’énergie de la particule émise, Γ_s est la probabilité d’absorption de la particule par le trou noir⁵, et où :

$$k_B T_{\text{BH}} = \frac{\hbar c^3}{8\pi G M} = 1,06 \left(\frac{M}{10^{13} \text{g}} \right)^{-1} \text{ GeV} \quad (12.13)$$

est la température du trou noir (k_B est la constante de Boltzman). Celle-ci dépend de la constante de Newton G , de la constante de Planck réduite \hbar , de la vitesse de la lumière c , et est inversement proportionnelle à la masse du trou noir M . De manière simplifiée, l’émission de Hawking peut être vue comme la création d’une paire particule-antiparticule au voisinage de l’horizon du trou noir [135]. La particule d’énergie négative peut alors être absorbée par le trou noir, laissant la possibilité à la particule d’énergie positive de s’échapper (figure 12.1). Les effets du moment cinétique et de la charge sur les spectres d’émission des particules sont décrits dans [136]. Une des conséquences de l’évaporation de Hawking est qu’un trou noir peut s’évaporer complètement, et que donc son aire tende vers zéro. Le processus d’évaporation de Hawking viole donc a fortiori le second principe de la thermodynamique, sauf si l’on considère l’entropie $S_{\text{tot}} = S_{\text{BH}} + S_{\text{ext}}$ du système trou noir + environnement extérieur.

L’évaporation des trous noirs de masse stellaire est négligeable, puisque que la température de Hawking correspondante serait de quelques 10^{-7} K. Cependant, les trous noirs formés lors des tout premiers instant de l’Univers par effondrement gravitationnel des fluctuations de densité primordiales ont typiquement la masse de l’horizon à l’époque de leur formation (voir paragraphe précédent). Ils peuvent donc avoir des masses beaucoup plus petites (jusqu’à 10^{-5} g dans les modèles de Carr-Hawking), auquel cas le processus d’évaporation de Hawking est non-négligeable. Cette dernière affirmation est bien illustrée par la section suivante, où est présenté le calcul du temps de vie d’un trou noir.

⁵La quantité Γ_s dépend rigoureusement de M et de E , mais ne dépend plus que du produit ME aux hautes énergies.

12.2.1 Le temps de vie d'un trou noir

Dans le modèle standard de la physique des particules, le taux de perte de masse d'un trou noir s'exprime en fonction du taux d'émission des particules $d^2N/dEdt$ (eq. 12.12) par [137] :

$$\frac{dM}{dt} = - \int_0^\infty d_{1/2}(E) \frac{d^2N}{dEdt} \times \frac{E}{c^2} dE - \int_0^\infty d_1(E) \frac{d^2N}{dEdt} \times \frac{E}{c^2} dE \quad (12.14)$$

$$= -5,34 \times 10^{25} \frac{\alpha(M)}{M^2} \text{ g s}^{-1} \text{ si } d_s(E \propto M^{-1}) \text{ est constant au-dessus d'une certaine énergie} \quad (12.15)$$

Chaque particule d'énergie E qui est émise relègue une masse correspondant à E/c^2 . La quantité $d_s(E)$ compte le nombre de degrés de liberté disponibles à l'énergie E pour l'émission d'une particule de spin s . Ici ne sont considérés que les fermions de spin $1/2$ et les bosons de spin 1 . L'expression de $\alpha(M)$ est donnée par [137] :

$$\alpha(M) = 0,147 d_{1/2}^{q=\pm e} + 0,142 d_{1/2}^{q=0} + 0,060 d_1. \quad (12.16)$$

La figure 12.2 montre l'évolution de $\alpha(M)$. Cette quantité est reliée au nombre de degrés de liberté disponibles, qui augmente par palier au fur et à mesure que la masse du trou noir décroît dans son processus d'évaporation.

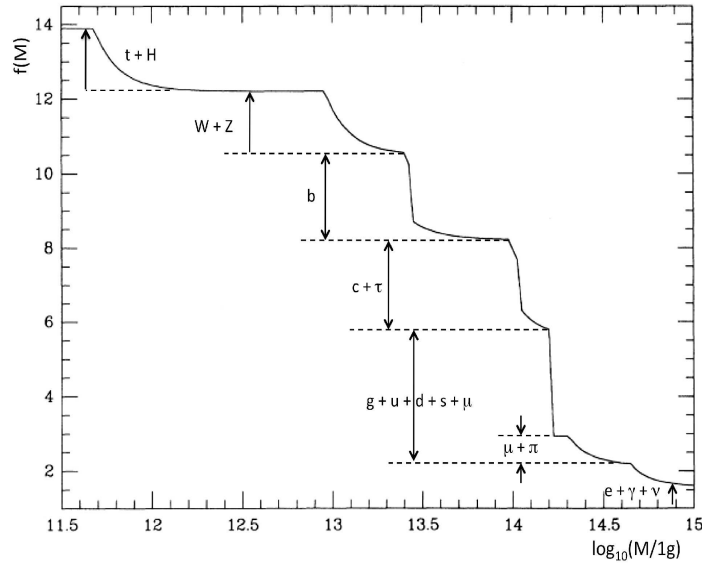


FIG. 12.2 – Evolution de la quantité $\alpha(M)$ pour un trou noir primordial lors de son processus d'évaporation.

En intégrant l'équation 12.15, la masse M du trou noir à un instant t après le début de son évaporation s'écrit :

$$M(t) = (M_i^3 - 3\alpha t)^{1/3}, \quad (12.17)$$

où M_i est la masse initiale du trou noir primordial. Ainsi, le temps de vie τ du trou noir, c'est-à-dire le temps écoulé après évaporation complète, est :

$$\tau = \frac{M_i^3}{3\alpha}. \quad (12.18)$$

MacGibbon a estimé que le temps de vie d'un trou noir de masse initiale M_i est approximativement donné par [137] :

$$\tau \approx 6,24 \times 10^{-27} \left(\frac{M_i}{1g} \right)^3 \alpha(M_i)^{-1} \text{ s.} \quad (12.19)$$

Cette formule surestime légèrement la durée de vie du trou noir, dans la mesure où l'accroissement du nombre de degré de liberté est ici négligé. Mais ceci permet d'avoir quelques ordres de grandeurs intéressants sur la durée de vie des trous noirs. A titre d'exemple, un trou noir de masse initiale $1 M_\odot = 2 \times 10^{33}g$ mettra environ 10^{66} années à s'évaporer, soit 10^{56} fois l'âge de l'Univers. Un trou noir de masse initiale $4 \times 10^{11}g$ aura lui un temps de vie d'environ une année, alors qu'un trou noir d'environ $5 \times 10^{14}g$ finira de s'évaporer à notre époque. On comprend alors aisément pourquoi les trous noirs primordiaux sont des objets intéressants à chercher.

12.2.2 Le spectre d'émission des photons γ

Le calcul du spectre de photons γ issu de l'évaporation d'un trou noir primordial est décrit pour le modèle standard de la physique des particules. Les calculs numériques dans le cadre du modèle standard de la physique des particules prédisent en effet pour des trous noirs primordiaux en phase finale d'évaporation des sursauts de photons γ de l'ordre du TeV (c'est-à-dire à des énergies auxquelles les instruments Cherenkov au sol sont sensibles), sur des échelles de temps de l'ordre de la seconde [138]. La connaissance de ce spectre se révélera nécessaire pour le calcul des limites sur le taux d'explosion volumique des trous noirs primordiaux dans l'Univers *local* (chapitre 13). Un exemple de modèle de physique des particules plus extrême, dans lequel des sursauts de γ de plus faibles énergies sont attendus, est ensuite rapidement abordé.

Le modèle standard de la physique des particules

Dans le modèle standard de la physique des particules, l'émission γ attendue provient à la fois d'une émission *directe* selon le spectre décrit par l'équation 12.12, et d'une émission *indirecte* provenant de l'hadronisation des quarks et des gluons émis selon ce même spectre. La contribution *directe* se calcule simplement en intégrant l'équation 12.12 par rapport au temps et à l'énergie. La contribution *indirecte* repose sur le fait que les jets de quarks et de gluons qui ont été émis par le trou noir vont s'hadroniser en pions. Ces derniers produisent alors des photons γ par désintégration. Une fonction de fragmentation empirique est ici utilisée [138] :

$$\frac{dN_\pi}{dz} = \frac{15}{16} z^{-3/2} (1-z)^2, \quad (12.20)$$

où $z = E_\pi/E$ est la fraction d'énergie du jet emportée par le pion. La fonction de fragmentation décrit simplement la probabilité qu'un pion d'énergie dans l'intervalle $[E_\pi, E_\pi + dE_\pi]$ se forme par hadronisation d'un quark ou d'un gluon d'énergie E . Celle-ci est tirée des données prises sur les accélérateurs de particules. Le spectre γ résultant de la désintégration d'un pion est une fonction constante de l'énergie, c'est-à-dire que les chances pour un pion d'émettre un photon γ d'énergie E_γ sont les mêmes quelque soit la valeur de E_γ . L'émission *indirecte* de photons γ domine sur l'émission *directe*, car il y a 72 et 16 degrés de liberté pour les quarks et gluons, alors qu'il n'y en a que 2 pour les photons.

La première étape dans le calcul de l'émission des photons γ , est de transformer l'intégrale par rapport au temps de l'équation 12.12 en une intégrale par rapport à la masse du trou noir. Pour un $\alpha(M)$ constant, la masse du trou noir *au temps Δt avant évaporation complète* s'exprime donc comme (eq 12.17) :

$$M(\Delta t) = (3\alpha\Delta t)^{1/3}. \quad (12.21)$$

En remarquant que la température du trou noir $k_B T_{BH} = \hbar c^3/8\pi GM$ atteindra la masse du quark top ($m_t \approx 175 \text{ GeV}$) environ 26 heures avant son évaporation complète, nous pouvons garder $\alpha(M)$ constant pour la recherche de sursauts de photons γ de l'ordre de la seconde. Pour une température

au-dessus de la masse du quark top, tous les degrés de liberté connus du modèle standard de la physique des particules sont disponibles ($d_{1/2}=90$ et $d_1=27$), et donc $\alpha(M < 6 \times 10^{10} \text{g}) \approx 8,4 \times 10^{26} \text{g}^3 \text{s}^{-1}$. L'intégrale par rapport au temps du spectre des particules émises se transforme donc comme :

$$\frac{dN}{dE} = \int_{\Delta t}^0 \frac{d^2N}{dt dE} dt \quad (12.22)$$

$$= \frac{1}{2\pi\hbar\alpha} E^{-3} \int_0^{M(\Delta t)E} dx f_s(x), \quad (12.23)$$

où $x=ME$, et où la fonction $f_s(x)$ s'exprime comme :

$$f_s(x) = x^2 \Gamma_s(x) \left[\exp(8\pi x) - (-1)^{2s} \right]^{-1}. \quad (12.24)$$

La figure 12.3 montre le comportement de cette fonction pour des particules de spin 1/2 et 1. Appelons $x_{\text{max},s}$ la valeur de x pour laquelle cette fonction est maximale. Ceci correspond à une énergie Q_s de :

$$Q_s = \frac{x_{\text{max},s}}{(3\alpha\Delta t)^{1/3}} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} x_{s,\text{max}} = 0,193 & \text{si } s = 1/2 \\ x_{s,\text{max}} = 0,251 & \text{si } s = 1 \end{cases} \quad (12.25)$$

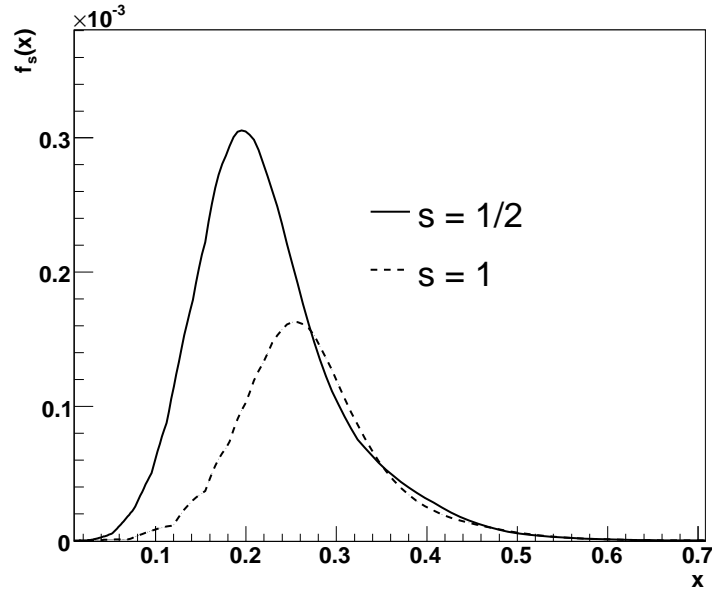


FIG. 12.3 – La fonction $f_s(x)$ intervenant dans le calcul du spectre de photons γ . Les cas d'une particule de spin 1/2 et d'une particule de spin 1 sont représentés.

L'approximation de $f_s(x)$ par une fonction delta de Dirac, centrée sur $x_{\text{max},s}$ va nous permettre de continuer le calcul analytique du spectre :

$$f_s(x) \approx \delta(x - x_{\text{max},s}).$$

Avec cette approximation, l'intégrale de la fonction $f_s(x)$ (eq 12.23) se calcule facilement et devient :

$$\frac{dN}{dE} = \frac{C_s}{2\pi\hbar\alpha} E^{-3} \Theta(E - Q_s), \quad (12.26)$$

où le facteur de normalisation C_s est l'intégrale de la fonction $f_s(x)$ non-approximée :

$$C_s = \int_0^\infty dx f_s(x), \quad (12.27)$$

et $\Theta(x)$ la fonction de Heaviside. Le facteur de normalisation C_s dépend du comportement du coefficient d'absorption $\Gamma_s(x)$. Ce dernier se calcule numériquement, et a été évalué dans [136]. L'intégration numérique de $f_s(x)$ donne $C_{1/2} = 4,9 \times 10^{-5}$ et $C_1 = 2,6 \times 10^{-5}$.

La contribution *directe* au spectre de photons γ s'obtient en intégrant l'équation 12.26 au-dessus du seuil en énergie, et en multipliant par 2 pour prendre en compte les deux états d'hélicité du photon. Pour la contribution *indirecte*, il faut utiliser conjointement l'équation 12.20 et le fait que le spectre des photons γ issu de la désintégration des pions est plat, soit :

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = \frac{C_s}{2\pi\hbar\alpha} \int_0^1 dX \int_0^1 dz E^{-3} \Theta(E - Q_s) z^{-3/2} (1-z)^2, \quad (12.28)$$

où la quantité $X = E_\pi/E$ est la fraction d'énergie emportée par le pion lors de l'hadronisation des quarks et des gluons, et la quantité $z = E_\gamma/E_\pi$ correspond à la fraction d'énergie emportée par le photon lors de la désintégration du pion. Cette intégrale se transforme alors comme :

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = \frac{C_s}{2\pi\hbar\alpha} E_\gamma^{-3} \int_0^1 dz z^{3/2} (1-z)^2 \int_0^1 dX X^3 \Theta\left(\frac{E_\gamma}{zQ_s} - X\right). \quad (12.29)$$

Après intégration, le nombre de photons γ au-dessus d'un certain seuil en énergie E_s s'obtient en intégrant le spectre de photons γ dN/dE au-dessus de ce seuil. En comptant les 72 degrés de liberté des quarks plus les 16 degrés de liberté des gluons (émission *indirecte*), et les deux degrés de liberté du photon (émission *directe*), on obtient :

$$N_\gamma(\geq E_s) = 2,4 \times 10^{37} \left(\frac{\text{GeV}}{Q}\right)^2 \times \begin{cases} \left[\frac{5}{14} \left(\frac{E_s}{Q}\right)^{3/2} + 3\sqrt{\frac{E_s}{Q}} + \frac{5}{6}\sqrt{\frac{Q}{E_s}} - \frac{5}{3}\frac{E_s}{Q} - \frac{5}{2} + \frac{1}{150} \right] & \text{si } E_s < Q \\ \left(\frac{Q}{E_s}\right)^2 \left[\frac{1}{42} + \frac{1}{150} \right] & \text{si } E_s \geq Q, \end{cases} \quad (12.30)$$

Une simplification supplémentaire a été faite en prenant la même valeur de $Q_s = Q_{1/2} = Q$ pour les particules de spin 1/2 et 1. Le terme 1/150 dans les deux équations provient de l'émission *directe* des photons. Le résultat trouvé est en accord avec celui donné dans la référence [138], après correction des erreurs typographiques se trouvant dans celle-ci, notamment pour la condition $E_s \geq Q$.

Un exemple de modèle extrême : le modèle de Hagedorn

Un modèle de physique des particules beaucoup plus extrême est le modèle de Hagedorn [139, 140], où le nombre de degrés de liberté augmente exponentiellement avec l'énergie au-dessus d'un certain paramètre d'échelle Λ qui définit le seuil d'une transition de phase inconnue [138] :

$$d(E) \propto E^{-5/2} \exp\left(\frac{E}{\Lambda}\right). \quad (12.31)$$

Dans ce type de modèle, le nombre de degrés de liberté disponibles devient irrémédiablement beaucoup plus grand que celui du modèle standard. Des sursauts de photons γ de plus basse énergie (de l'ordre du MeV) et d'une durée plus courte ($\sim 10^{-7}$ s) sont donc attendus. Ceci se comprend intuitivement par le fait qu'à température de trou noir égale, l'énergie moyenne par particule émise pour le modèle de Hagedorn sera plus faible que pour le modèle standard de la

physique des particules. L'instrument SGARFACE [141, 142] qui est en opération à l'observatoire WHIPPLE a été construit pour la recherche de sursauts de photons γ de très courtes durées, et peut donc sonder des modèles de physique plus extrêmes comme le modèle de Hagedorn. Par ailleurs, des détecteurs embarqués sur satellite comme EGRET ou son successeur FERMI (chapitre 1) sont aussi sensibles à ce type de modèles car ils opèrent dans des gammes d'énergie de l'ordre de la centaine de MeV.

12.3 La physique sondée par les trous noirs primordiaux

Beaucoup d'incertitudes subsistent sur la physique des trous noirs primordiaux, comme leur mécanisme de formation ou les modèles de physique des particules qui conditionnent leur processus d'évaporation. Néanmoins, ces incertitudes signifient que la détection de l'un de ces objets pourraient apporter de nouveaux éléments dans la compréhension de l'Univers primordial ou de la physique des particules à des énergies inaccessibles aux actuels accélérateurs. Ce paragraphe passe rapidement en revue quelques implications sur les différents domaines de physique touchés par les trous noirs primordiaux, si ces derniers venaient à être découverts.

12.3.1 Conséquences sur le modèle standard de la cosmologie

Mesure de la densité relique de trous noirs primordiaux

Des limites sur la densité de trous noirs primordiaux dans l'Univers Ω_{PBH} (exprimée en unités de la densité critique ρ_c de l'Univers) ont été calculées en demandant que le flux de photons γ issu de l'évaporation des trous noirs primordiaux n'excède pas les mesures du fond diffus extra-galactique. Page et Hawking sont les premiers à avoir contraint la densité relique des trous noirs primordiaux Ω_{PBH} avec cette méthode [143]. Les limites les plus intéressantes sont obtenues avec les mesures du fond diffus γ à une centaine MeV. Le spectre du flux de photons γ émis par une distribution spatiale homogène de trous noirs primordiaux et avec une fonction de masse initiale en loi de puissance (eq. 12.7), change de régime au-delà de cette énergie : il passe d'une évolution en E^{-1} à une évolution en E^{-3} . Le flux γ extra-galactique mesuré par EGRET suit lui une loi de puissance d'indice $\Gamma = 2,1$ entre 30 MeV et 120 GeV, il est donc intéressant de tirer parti des mesures à ~ 100 MeV pour contraindre la densité de trous noirs primordiaux. Avec cette méthode, Carr et MacGibbon ont obtenu $\Omega_{\text{PBH}} < 10^{-8}$ [144] dans l'hypothèse où seuls les trous noirs primordiaux contribuent au fond diffus extra-galactique. Barrau et al. [145] ont obtenu une limite sensiblement meilleure $\Omega_{\text{PBH}} < 3 \times 10^{-9}$ en modélisant le fond diffus extra-galactique comme étant la superposition de l'émission des galaxies et des AGNs non résolus à celle des trous noirs primordiaux.

Dans le même esprit, des limites similaires ont été récemment calculées par Lehoucq et al. [146] avec la mesure du fond diffus γ galactique par EGRET. Ces derniers ont modélisé l'émission diffuse du plan galactique comme étant la superposition d'une émission due à l'interaction des rayons cosmiques hadroniques avec les nuages moléculaires, d'une émission due à l'interaction des électrons avec les champs de photons et de l'émission due à une distribution de trous noirs primordiaux répartis comme la matière noire dans la galaxie. Toujours grâce aux mesures du fond diffus vers 100 MeV, ces derniers ont obtenus $\Omega_{\text{PBH}} < 0,24 - 2,6 \times 10^{-9}$ selon le profil de matière noire adopté. Les incertitudes sur les limites reflètent les incertitudes sur le profil de matière noire de la Voie Lactée (chapitre 14). Il est important de noter que cette limite concerne uniquement les trous noirs primordiaux dont l'évaporation prend fin aujourd'hui (i.e. $M_{\text{PBH}} \sim 5 \times 10^{14} M_{\odot}$). Le fond diffus γ galactique n'est pas émis depuis des sources suffisamment lointaines pour que les photons aient mis un certain temps à nous atteindre, et qu'ils proviennent donc de trous noirs primordiaux de plus faibles masses.

La densité relique de trous noirs primordiaux a aussi été contrainte avec les mesures du flux d'anti-particules chargées (positrons et anti-protons) dans le rayonnement cosmique. Les anti-particules du rayonnement cosmique chargé sont des produits secondaires issus de collisions de noyaux chargés avec la matière interstellaire. Leur flux est généralement plus faible que celui des

particules chargées, qui sont elles produites en grand nombre dans des sources de rayonnement cosmique comme les restes de supernovae. Les trous noirs primordiaux produisent en quantité égales des particules et des anti-particules. Ils devraient donc contribuer de manière non-négligeable au flux de positrons et d'anti-protons dans le rayonnement cosmique. A l'instar des contraintes en γ , ces contraintes dépendent du modèle de propagation des rayons cosmiques dans la galaxie : Maki et al. [147] ont obtenu $\Omega_{\text{PBH}} < 6 \times 10^{-9}$ et Barrau et al. [148] ont obtenu $\Omega_{\text{PBH}} < 4 \times 10^{-9}$. Le tableau 12.1 résume les différentes contraintes obtenues sur Ω_{PBH} grâce aux mesures sur le flux d'anti-protons et de positrons dans le rayonnement cosmique, ainsi que les mesures du fond diffus galactique et extra-galactique par EGRET. Les limites obtenues par les différentes mesures sont comparables. A noter que de nouvelles contraintes avec les mesures du fond diffus galactique et extra-galactique par le satellite FERMI devraient bientôt être fournies.

Particule	Ω_{PBH}	Référence
\bar{p}	$< 6 \times 10^{-9}$	[147]
\bar{p}	$< 4 \times 10^{-9}$	[148]
e^+	$< 2 \times 10^{-8}$	[144]
γ (extra-galactique)	$< 10^{-8}$	[144]
γ (extra-galactique)	$< 3 \times 10^{-9}$	[145]
γ (galactique)	$< 0,24 - 2,6 \times 10^{-9}$	[146]

TAB. 12.1 – Comparaison des limites obtenues pour la recherche de trous noirs primordiaux avec les mesures du flux d'anti-particules chargées dans le rayonnement cosmique et la mesure du fond diffus extra-galactique par EGRET.

Contraintes sur le spectre de puissance

Les trous noirs primordiaux peuvent être utilisés pour étudier le spectre de puissance des fluctuations primordiales de densité, et donc l'indice spectral n pour un spectre en loi de puissance (voir paragraphe 12.1.1). Kim, Lee et MacGibbon [149] ont contraint le spectre primordial des fluctuations de densité en supposant une fonction de masse initiale correspondant au modèle de formation de Carr et Hawking, donnée par l'équation 12.7. Ils ont obtenu $n \leq 1,23 - 1,25$ pour l'indice spectral.

Il est important de souligner que la recherche et l'étude des trous noirs primordiaux peuvent contraindre des échelles de perturbation beaucoup plus petites que celles sondées par les mesures du fond diffus cosmologique. En effet, l'équation 12.9 nous indique que les trous noirs primordiaux sont susceptibles de s'être formés bien avant l'époque du découplage matière-rayonnement. D'autre part, il n'est pas exclu que l'indice spectral n peut varier avec k . En conséquence, les contraintes fournies par la recherche des trous noirs primordiaux sont plus sensibles à une déviation par rapport au spectre en loi de puissance que ne le sont les observations du fond diffus.

Autres effets

Le processus d'émission de Hawking fournit un mécanisme qui pourrait permettre d'influer sur les premiers instants de l'Univers primordial. Les particules émises peuvent interagir avec la matière et le rayonnement, et donc par là même modifier le fond diffus cosmologique [150, 151], la production d'entropie [151], la baryogénèse [152] et la nucléosynthèse [153, 154, 155]. Des exemples plus exotiques de physique sur lesquels l'observation des trous noirs primordiaux pourraient apporter des contraintes concernant notamment des modèles qui font varier la constante de Newton G sur des échelles de temps cosmologiques [156].

12.3.2 Conséquences sur la physique aux très hautes énergies

Il existe une grande variété de modèles de physique aux hautes énergies pouvant être testés par l'observation de trous noirs primordiaux.

La détection de trous noirs primordiaux pourrait apporter des indications sur les nouveaux phénomènes de physique des particules qui ont lieu aux hautes énergies, et donc par exemple tester de manière robuste certaines extensions du modèle standard [157]. D'autres types de contraintes pourraient concerner la physique des " γ -ray bursts" (GRB). Les trous noirs primordiaux pourraient par exemple expliquer les observations par le satellite BATSE [158] de GRBs de très courtes durées, en invoquant le fait que leur explosion formerait une boule de feu QCD [159]. Un dernier exemple concerne les sources du rayonnement cosmique de très haute énergie [138, 160].

Chapitre 13

La recherche de trous noirs primordiaux avec H.E.S.S.

Selon la prédiction de Hawking, les trous noirs pourraient perdre de la masse en émettant des particules selon un spectre de corps noir (chapitre 12). Ce processus est d'autant plus efficace que la masse du trou noir est petite. Le processus d'évaporation d'un trou noir primordial de masse suffisamment petite peut alors conduire à l'émission de sursauts de particules de très hautes énergies. Dans le cadre du modèle standard de la physique des particules, des sursauts de photons γ au TeV avec une durée de quelques secondes sont attendus. Le présent chapitre décrit la recherche de sursauts de photons γ dans l'ensemble des données prises par le réseau d'imageurs Cherenkov atmosphérique H.E.S.S., et comment sont obtenues par la suite des contraintes sur le taux volumique *local* d'explosions de trous noirs primordiaux. Une comparaison des limites avec celles obtenues par les autres instruments d'astronomie γ est faite dans le dernier paragraphe.

13.1 Sélection et analyse des données

La recherche de sursauts de photons γ a été réalisée en utilisant toutes les données prises par H.E.S.S. depuis son commencement. Ceci correspond à 5 années de prises de données (de janvier 2004 à janvier 2009). La sélection des runs s'est basée sur les mêmes critères de qualités que ceux décrits dans la section 3.6.2. Dans le modèle standard de la physique des particules, la durée caractéristique des sursauts de photons γ est de quelques secondes. Par précaution, les runs présentant un fort taux d'événements γ , c'est à dire avec un taux proche du Hertz, n'ont pas été considérés pour la recherche de trous noirs primordiaux. C'est le cas par exemple de sources intenses, comme le blazar PKS2155-304 qui a montré plusieurs sursauts dans son flux, atteignant parfois plusieurs fois le flux de la nébuleuse du Crabe¹. La recherche de sursauts de photons dans un champ de vue où le taux de γ est relativement élevé est délicate dans la mesure où il est très difficile dans ce cas d'estimer correctement le nombre de sursauts qui sont liés à la fois à l'activité de la source et au fond de rayonnement cosmique. L'ensemble des données qui a ainsi passé tout les critères de sélection pour cette analyse représente un total de 6586 runs, ce qui correspond à un total de 3100 heures d'observations. Le temps d'observation total corrigé du temps mort de l'instrument est de 2794 heures.

Les candidats γ ont été sélectionnés en combinant la modélisation semi-analytique des images des gerbes sur les caméras et le calcul de leurs moments de Hillas (voir chapitre 4). Les coupures de sélection des γ ont été variées pour la recherche de sursauts, en jouant notamment sur l'amplitude minimale de l'image sur la caméra (chapitre 4). Le tableau 13.1 montre les jeux de coupures utilisés ainsi que le nombre total de candidats γ sélectionnés pour chacun d'eux. Au jeu de coupure A est associée une sélection "douce" des candidats γ et au jeu de coupures C est associée une sélection

¹Pour avoir un ordre de grandeur, le taux de collection des photons γ correspondant au flux de la nébuleuse du Crabe est d'environ 10 γ /min aux énergies du TeV.

"dure" des candidats γ . Le jeu de coupure B représente une efficacité de sélection intermédiaire. Après application des coupures de sélection, les listes des candidats γ pour chaque run de données sont stockées dans des arbres avec leur direction et leur temps d'arrivée.

Nom de la coupure	A	B	C
Charge minimale	≥ 60	≥ 80	≥ 120
Combined cut	≤ 0.9	≤ 0.9	≤ 0.9
HPI	$-1 \leq h \leq 4$	$-1 \leq h \leq 4$	$-1 \leq h \leq 4$
Distance nominale	$\leq 2^\circ$	$\leq 2^\circ$	$\leq 2^\circ$
Multiplicité	≥ 2	≥ 2	≥ 2
Nombre de candidats γ (10^4 événements)	4950,37	2966,93	1869,11

TAB. 13.1 – Liste des principaux jeux de coupures utilisés dans la sélection des candidats γ pour la recherche de trous noirs primordiaux et nombres respectifs de candidats γ sélectionnés. La définition des coupures et leur sens sont expliqués en détails dans le chapitre 4. HPI est l'abréviation de hauteur de première interaction.

13.2 La recherche des sursauts

13.2.1 L'algorithme de recherche des sursauts

Dans le modèle standard de la physique des particules, lors des derniers instants de son évaporation, un trou noir primordial émet des sursauts de photons γ au TeV dont la durée caractéristique est de l'ordre de la seconde. La recherche de sursauts se fait donc runs de données par runs de données². D'autre part, la durée d'un sursaut observé par un détecteur dépend fortement de son seuil en énergie, parce que la durée physique d'un sursaut émis par un trou noir primordial dépend de l'énergie des photons γ . Typiquement, plus l'énergie des photons γ émis est grande, plus la durée du sursaut est grande. Les observations menées par H.E.S.S. au cours de ces cinq dernières années ont été prises à des angles zénithaux différents, et donc à des seuils en énergie différents. Il est dans ce cas difficile de connaître la taille exacte de la fenêtre temporelle définissant un sursaut. Les résultats présentés dans ce chapitre correspondent à une recherche de sursauts d'une durée $\Delta t=1$ s dans les listes de photons γ ayant passés les coupures d'analyse. Chaque événement γ marque le début t_i d'un sursaut dans lequel peuvent venir s'ajouter d'autres événements γ dans l'intervalle de temps $[t_i, t_i + \Delta t]$. Dans le modèle standard de la physique des particules, les trous noirs primordiaux qui émettent des photons γ au TeV lors de leur évaporation ont des masses inférieures à 10^{15} grammes, soit environ $10^{-18} M_\odot$. Le rayon de Schwarzschild du Soleil étant de 3 km, celui d'un trou noir primordial de cette masse serait d'environ 10^{-15} m, soit les dimensions d'un noyau. La résolution angulaire de H.E.S.S. étant de $0,1^\circ$, les trous noirs primordiaux sont donc des sources ponctuelles. Les événements appartenant à un sursaut de photons γ issus de ce trou noir primordial doivent donc venir de la même direction, à la résolution angulaire de H.E.S.S. près ($\theta=0,1^\circ$). D'autre part, la sensibilité de H.E.S.S. aux photons γ décroît rapidement lorsque l'on s'éloigne de la direction pointée (c'est à dire lorsque l'on se trouve sur les bords de la caméra). Pour limiter cette perte d'efficacité, la recherche de sursauts s'est donc restreinte à une région circulaire d'une taille de 2° centrée autour de la direction pointée. Pour chaque événement i , l'algorithme de recherche des sursauts trouve alors le nombre maximal d'événements j appartenant à l'intervalle $[t_i, t_i + \Delta t]$ et situés spatialement dans un cercle de rayon θ , incluant la direction de l'événement i . La taille du sursaut b est définie comme le nombre maximal d'événements participant à ce sursaut. En appliquant cette stratégie de recherche des sursauts, chaque événement se voit alors attribuer la taille maximale du sursaut auquel il a participé. Il peut par exemple arriver qu'un événement ne participe à aucun sursaut, et se voit donc considéré comme un sursaut de taille 1. Pour éviter

²Les observations de H.E.S.S. sont divisées en run de données dont la durée typique est de 28 minutes.

qu'un sursaut ne soit compté plusieurs fois, le nombre de sursauts de taille b détectés est défini comme le nombre total d'événements $N_{\text{ev}}(b)$ participant à un sursaut de taille b divisé par b :

$$N(b) = \frac{N_{\text{ev}}(b)}{b}. \quad (13.1)$$

En adoptant cette convention, le nombre total d'événements γ se retrouve en sommant le nombre d'événements participant à chaque sursaut, soit :

$$N_{\text{tot}} = \sum_b N_{\text{ev}}(b) = \sum_b bN(b). \quad (13.2)$$

13.2.2 Les méthodes d'estimation du fond

La plupart des événements ayant passé les coupures d'analyses proviennent du fond de rayonnement cosmique résiduel. Les fluctuations statistiques du fond de rayonnement cosmique dans le ciel peuvent donner lieu à des faux sursauts de photons γ . Il est donc nécessaire de disposer d'une méthode d'estimation du fond pour pouvoir éventuellement conclure à la détection significative de sursauts dans les données. Malheureusement, les méthodes de soustraction "ON-OFF" du fond hadronique résiduel, décrites dans le chapitre 4, ne s'appliquent pas sur une analyse qui utilise les caractéristiques individuelles des photons (temps d'arrivée et direction d'arrivée). D'autre part, un calcul analytique du fond attendu serait trop imprécis, car outre les caractéristiques du fond hadronique dans chaque direction du ciel, il faut connaître précisément les caractéristiques de l'instrument pendant la prise de données. Ces caractéristiques peuvent varier d'une prise de données à une autre, à cause par exemple des variations des conditions atmosphériques, ou des variations de l'état des caméras. Ainsi, les méthodes utilisées ici estiment le fond de sursauts de photons γ attendu en utilisant les données collectées. Avec ce type de méthode, les conditions de la prise de données sont reproduites au mieux.

La méthode Monte-Carlo

La méthode Monte-Carlo utilise le tirage aléatoire des directions d'arrivée et des temps d'arrivée de chaque candidat γ pour simuler un run de données. Les fonctions de densité de probabilité pour les directions d'arrivées correspondent aux cartes d'acceptance des candidats γ sur le ciel. Celles utilisées pour tirer les temps d'arrivée sont les distributions de la différence des temps d'arrivée de deux événements consécutifs.

Il existe deux façons d'évaluer l'acceptance aux candidats γ dans le ciel (voir chapitre 4) :

- la méthode bidimensionnelle qui utilise la carte des candidats γ et la carte d'exposition sur le ciel
- la méthode de l'acceptance radiale qui suppose que l'acceptance de la caméra est symétrique par rotation autour de l'axe optique des miroirs

La première méthode est inadaptée à cette analyse, car le calcul de l'acceptance doit se faire ici run par run (la recherche de sursauts se fait runs de données par runs de données). En effet, le trop peu d'événements sélectionnés dans un run de données ne permet pas une estimation précise de l'acceptance selon la méthode bidimensionnelle. L'estimation de l'acceptance aux candidats γ pour un run de données se fait donc par la méthode du calcul de l'acceptance radiale. La figure 13.1(a) montre un telle carte d'acceptance, calculée pour un run de données pris en direction de la nébuleuse du Crabe. La figure 13.1(b) montre la distribution des différences des temps d'arrivées entre deux événements consécutifs pour ce même run de données. Cette distribution est bien ajustée par une loi exponentielle, dont la moyenne correspond au taux de collection de candidats γ dans le champ de vue des caméras. Ceci prouve que les temps d'arrivée sont non-corrélés, et sont d'origine purement aléatoire.

La méthode Monte-Carlo simule des sursauts d'origine aléatoire uniquement, les différences en temps d'arrivée pour deux événements γ consécutifs étant tirées suivant une loi de exponentielle

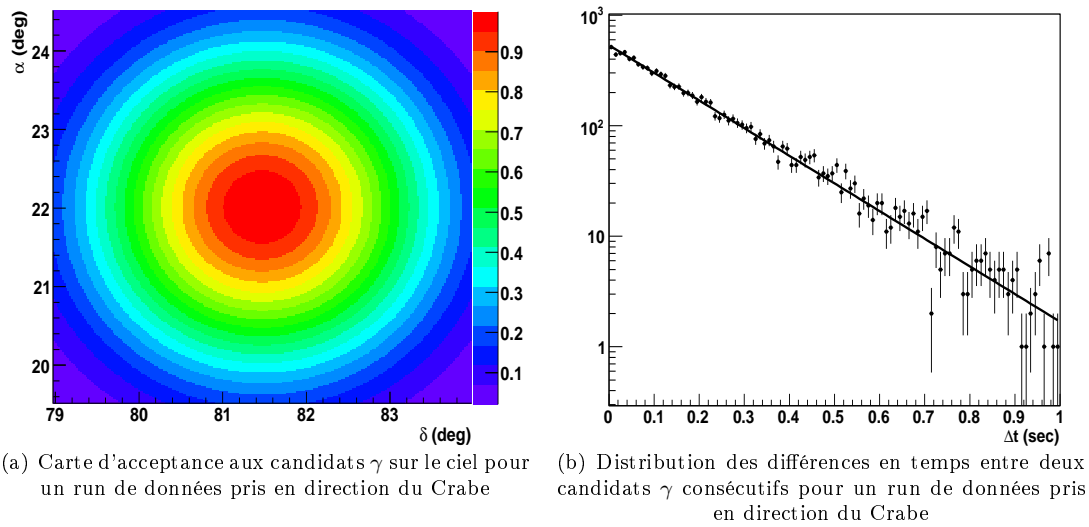


FIG. 13.1 – Un exemple de carte d'acceptance aux candidats γ et de distribution des différences en temps utilisées pour la simulation Monte-Carlo du fond de sursauts attendu. (a) La carte d'acceptance aux candidats γ correspond à un run de données pris en direction de la nébuleuse du Crabe, et a été calculée selon la méthode de l'acceptance radiale. Celle-ci est dessinée dans le système de coordonnées équatoriales, avec l'ascension droite α en ordonnées et la déclinaison δ en abscisse. La carte d'acceptance est normalisée de telle sorte que l'efficacité de collection des γ soit maximale et égale à 1 au centre du champ de vue. (b) La distribution des différences en temps entre deux candidats γ consécutifs est tracée pour ce même run de données. La droite représente l'ajustement de cette distribution par une loi exponentielle, dont la pente logarithmique est le taux de collection des candidats γ sur l'ensemble du champ de vue après analyse. Le χ^2/dof de l'ajustement est de 126/98, avec un taux de collection de candidats γ de 5,8 Hz.

qui reproduit le taux de collection des γ dans le champ de vue durant la prise de données. Tirer les différences en temps d'arrivée, et non pas directement les valeurs des temps d'arrivée, permet de prendre en compte les effets de temps mort de l'instrument (pour H.E.S.S., deux événements qui ont déclenché le réseau de télescopes ne peuvent être séparés de moins de 0,5 ms). Dans cette méthode, les événements γ sont tirés aléatoirement jusqu'à ce que la durée d'observation du run de fond simulé corresponde à celle du run de données. Pour un run de données, dix runs de fond sont alors simulés. Le même algorithme de recherche des sursauts est ensuite appliqué sur chacun de ces runs de fond. Le nombre moyen de sursauts de fond attendu est alors défini comme le nombre cumulé de sursauts de fond comptés dans les runs de fond, pondéré d'un facteur de normalisation α qui prend en compte la différence entre le nombre d'événements simulés et le nombre d'événements vrais (voir section 13.3). Bien que le calcul de l'acceptance radiale ne reproduise pas fidèlement les conditions de la prise de données, notamment les défauts de la caméra, la méthode Monte-Carlo a l'avantage de simuler plusieurs runs de fond tous statistiquement indépendants.

La méthode du mélange

La figure 13.2 illustre le principe de la méthode du mélange. Celle-ci consiste à garder les directions d'arrivée des candidats γ inchangées dans un run de données, et de mélanger aléatoirement les temps d'arrivée de chaque événement. Autrement dit, chaque événement conserve sa direction d'arrivée, mais se voit attribuer un nouveau temps d'arrivée pris aléatoirement à un autre candidat γ . Un nouveau run de données est ainsi créé, sur lequel on applique le même algorithme de recherche des sursauts (voir paragraphe précédent). Cette procédure est répétée dix fois. Le nombre de fond moyen attendu est alors défini par le nombre cumulé de sursauts comptés dans les runs de fond pondéré par le facteur α prenant en compte les différences entre nombres d'événements simulés et nombre d'événements dans les données (voir section 13.3). Le mélange des temps d'arrivée supprime les sursauts causés par un processus astrophysique quelconque et génère uniquement des sursauts d'origine aléatoire. Cette méthode a l'avantage de conserver les effets instrumentaux liés aux inhomogénéités de la caméra (présence de pixels cassés, variations de la tension appliquée aux PMs...etc) lors de la prise de données. Elle permet aussi de prendre en compte les anisotropies du fond de rayonnement cosmique dans le ciel, et/ou la présence de sources stables dans le champ de vue.

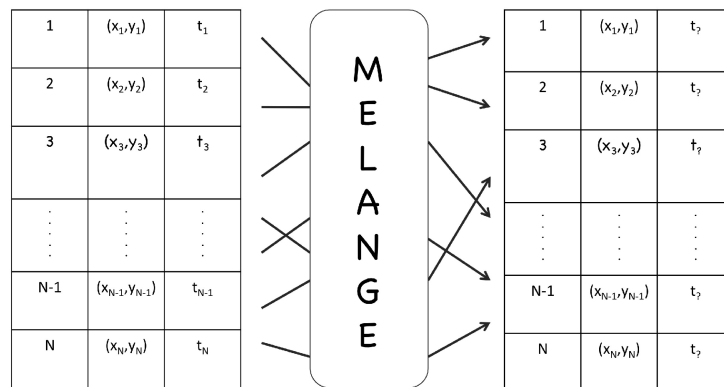


FIG. 13.2 – **Illustration schématique de la méthode du mélange.** Pour un run de données comportant N candidats γ , les directions d'arrivée sont inchangées et les temps d'arrivée mélangés aléatoirement.

13.3 Comparaison des données et du fond

La figure 13.3 compare le nombre de sursauts comptés dans les données au fond estimé suivant les deux méthodes présentées dans le paragraphe précédent, ceci pour $\Delta t=1$ s et pour le jeu de coupures A. Aucun sursaut de taille supérieure à 5 n'a été trouvé dans les données.

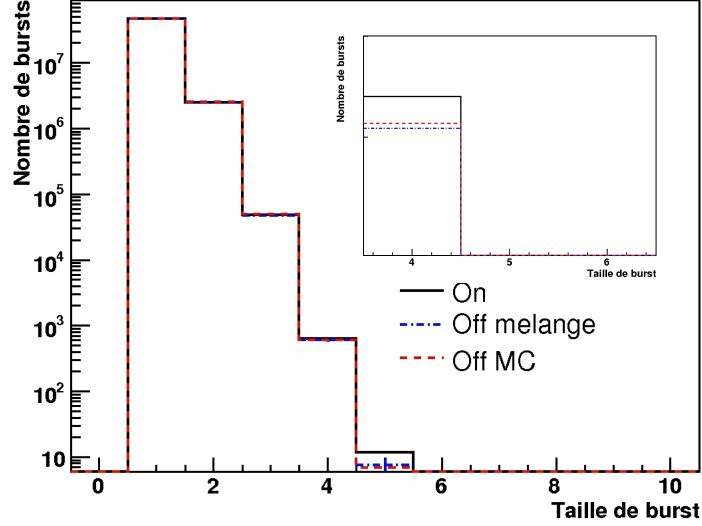


FIG. 13.3 – Comparaison entre les distributions du nombre de sursauts pour le fond et les données, comptés pour $\Delta t = 1$ s et pour le jeu de coupures A. En haut à droite est montré un agrandissement pour la taille de sursaut 4 afin de mieux comparer entre fond et données. La droite point-tiret bleue est le fond estimé par la méthode de mélange, et la droite pointillée rouge est le fond estimé par la méthode Monte-Carlo. Les distributions de sursauts de fond ont été normalisées par le facteur α (voir ci-dessous).

L'excès N_s du nombre de sursauts comptés dans les données par rapport au fond estimé est défini par :

$$N_s = N_{\text{ON}}^{\text{sursauts}} - \alpha N_{\text{OFF}}^{\text{sursauts}}, \quad (13.3)$$

où $N_{\text{ON}}^{\text{sursauts}}$ est le nombre de sursauts comptés dans les données, et $N_{\text{OFF}}^{\text{sursauts}}$ est le nombre cumulé de sursauts comptés suivant les différentes procédures d'estimation du fond (voir paragraphe précédent). La quantité α est le facteur de pondération entre le nombre d'événements pour les données ON et le nombre d'événements pour les données OFF simulées :

$$\alpha = \frac{N_{\text{ON}}^{\text{evt}}}{\sum_i N_{\text{OFF},i}^{\text{evt}}}, \quad (13.4)$$

où i est l'indice qui court sur le nombre de runs de fond simulés. La significativité de l'excès N_s est alors définie comme le rapport du nombre d'excès et de sa variance $\hat{\sigma}(N_s)$, soit :

$$S = \frac{N_s}{\hat{\sigma}(N_s)} = \frac{N_{\text{ON}}^{\text{sursauts}} - \alpha N_{\text{OFF}}^{\text{sursauts}}}{\sqrt{N_{\text{ON}}^{\text{sursauts}} + \alpha^2 N_{\text{OFF}}^{\text{sursauts}}}}, \quad (13.5)$$

où les lois de probabilité associées à $N_{\text{ON}}^{\text{sursauts}}$ et $N_{\text{OFF}}^{\text{sursauts}}$ ont été considérées comme Poissonniennes.

Le tableau 13.2 compare les excès et significativités obtenus pour chaque taille de sursauts $b \geq 3$ avec les deux méthodes d'estimation du fond, pour $\Delta t = 1$ s, et pour le jeu de coupures A. Aucun excès significatif n'est détecté dans les données.

	Taille du sursaut	3	4	5	6
Méthode MC	$N_{\text{ON}}^{\text{sursauts}}$	48539,5	638,5	12	0
	$\alpha N_{\text{OFF}}^{\text{sursauts}}$	49570,9	612,7	7,0	0,1
	N_S	-1031,4	25,8	4,98	-0,1
	$\hat{\sigma}(N_S)$	-4,45	0,97	1,40	-1
Méthode mélange	$N_{\text{ON}}^{\text{sursauts}}$	48539,5	638,5	12	0
	$\alpha N_{\text{OFF}}^{\text{sursauts}}$	47981,3	608,4	7,7	0,1
	N_S	558,2	30,1	1,19	-0,1
	$\hat{\sigma}(N_S)$	2,41	1,13	1,19	-1

TAB. 13.2 – Excès du nombre de sursauts par rapport au fond et significativités correspondantes, pour les deux méthodes d'estimation du fond présentées dans le paragraphe 13.2.2, pour un intervalle en temps Δt de 1 seconde et pour le jeu de coupures A de sélection des candidats γ .

13.4 Modélisation du nombre de sursauts attendus

La non-détection d'un excès significatif de sursauts dans les données va permettre de poser des contraintes sur le taux volumique d'explosion des trous noirs primordiaux. Poser de telles contraintes passe d'abord par la modélisation du signal γ attendu lorsqu'un trou noir primordial se trouve dans les derniers instants de son processus d'évaporation. Cette modélisation dépend fortement du spectre d'émission des photons γ , et donc du modèle de physique des particules sous-jacent. Le calcul détaillé du spectre γ est présenté dans la section 12.2.2. Ce calcul se place uniquement dans le cadre du modèle standard de la physique des particules, sans aucun degrés de liberté supplémentaires. Le nombre de photons γ d'énergie supérieure à un seuil donné E_s s'échappant d'un trou noir primordial s'écrit alors comme :

$$N_{\gamma}(\geq E_s) = 2,4 \times 10^{37} \left(\frac{\text{GeV}}{Q} \right)^2 \times \begin{cases} \left[\frac{5}{14} \left(\frac{E_s}{Q} \right)^{3/2} + 3\sqrt{\frac{E_s}{Q}} + \frac{5}{6}\sqrt{\frac{Q}{E_s}} - \frac{5}{3}\frac{E_s}{Q} - \frac{5}{2} + \frac{1}{150} \right] & \text{si } E_s < Q \\ \left(\frac{Q}{E_s} \right)^2 \left[\frac{1}{42} + \frac{1}{150} \right] & \text{si } E_s \geq Q, \end{cases} \quad (13.6)$$

où Q est l'énergie pour laquelle le spectre des particules émises par le trou noir primordial est maximal. Cette quantité dépend de la durée du sursaut Δt (voir eq. 12.25). Le nombre $N_{\gamma}(r, \alpha, \delta, \Delta t)$ de photons γ que l'on s'attend à détecter, et émis par un trou noir primordial situé à une distance r du Soleil, dans une direction (α, δ) du ciel pendant les Δt dernières secondes de sa vie est donné par :

$$N_{\gamma}(r, \alpha, \delta, \Delta t) = \frac{1}{4\pi r^2} \int_0^{\Delta t} dt \int_0^{\infty} dE_{\gamma} \frac{d^2 N}{dE_{\gamma} dt}(E_{\gamma}, t) A(E_{\gamma}, \theta_z, \theta_d, \mu, \alpha, \delta) \quad (13.7)$$

où le spectre différentiel correspondant à l'équation 13.6 est indiqué par le terme $d^2 N/dE_{\gamma} dt$. L'acceptance de H.E.S.S. sur le champ de vue, $A(E_{\gamma}, \theta_z, \theta_d, \mu, \alpha, \delta)$, représente l'efficacité de collection des γ d'énergie E_{γ} dans une direction (α, δ) pour un angle zénithal d'observation θ_z , un décalage de pointé θ_d et une efficacité optique μ . Nous supposons ici que l'acceptance de H.E.S.S. aux photons γ peut se factoriser simplement en un terme ne dépendant que de la direction (α, δ) et un autre terme dépendant de l'énergie E_{γ} , de l'angle zénithal d'observation θ_z , du décalage de pointé par rapport à la position de la source θ_d et de l'efficacité optique des miroirs μ :

$$A(E_{\gamma}, \alpha, \delta) = g(\alpha, \delta) \times a(E_{\gamma}, \theta_z, \theta_d, \mu). \quad (13.8)$$

Le premier terme $g(\alpha, \delta)$ correspond à la carte d'acceptance aux photons γ sur le ciel, calculée selon la méthode de l'acceptance radiale (voir figure 13.1(a)), tandis que le second terme $a(E_{\gamma}, \theta_z, \theta_d, \mu)$

est estimé à l'aide de simulations Monte-Carlo du détecteur (voir chapitre 5). Ces deux quantités dépendent du jeu de coupures utilisé pour la sélection des candidats γ . La figure 13.4 montre le nombre de photons γ attendus en fonction de la distance r du trou noir primordial, pour $\Delta t = 1$ et 10 secondes, respectivement. La partie spatiale de l'acceptance $g(\alpha, \delta)$ a été prise égale à un. La partie dépendant de l'énergie $a(E_\gamma, \theta_z, \theta_d, \mu)$ correspond pour cet exemple au jeu de coupures A, à un angle zénithal nul, à un décalage de pointé nul et une efficacité optique de 100 %. Cette figure montre donc le nombre de photons γ attendu pour une configuration dans laquelle la sensibilité de H.E.S.S. est maximale.

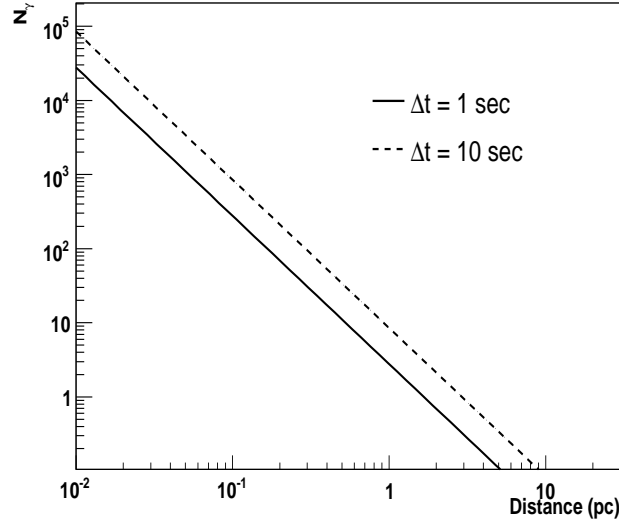


FIG. 13.4 – Nombre de γ attendu de l'évaporation d'un trou noir primordial, en fonction de sa distance r . Le nombre de γ augmente avec la fenêtre en temps Δt (Δt est aussi le temps restant avant évaporation complète du trou noir). Le cas représenté ici correspond aux conditions pour lesquelles la sensibilité du détecteur est maximale.

La probabilité d'observer un sursaut de taille b , dans une fenêtre en temps Δt , émis par un trou noir primordial à une distance r d'un observateur dans la direction (α, δ) ne dépend que de $N_\gamma(r, \alpha, \delta, \Delta t)$ et de b . Cette probabilité est prise comme Poissonnienne :

$$P(b, N_\gamma(r, \alpha, \delta, \Delta t)) = \exp(-N_\gamma) \frac{N_\gamma^b}{b!}. \quad (13.9)$$

Ceci permet de définir un volume de sensibilité V_{eff} au-delà duquel H.E.S.S. ne pourra pas espérer détecter de photons γ issus de l'évaporation de trous noirs primordiaux :

$$V_{\text{eff}}(b, \Delta t) = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_0^\infty dr r^2 P(b, N_\gamma(r, \alpha, \delta, \Delta t)), \quad (13.10)$$

où $\Delta\Omega$ est l'angle solide total couvert par les observations de H.E.S.S., et où $d\Omega$ dénote l'intégrale sur cet angle solide. Le nombre total de sursauts de taille b attendus dans *un run de données* s'exprime alors comme :

$$n_{\text{th}}(b, \Delta t) = \dot{\rho}_{\text{PBH}} \times T_{\text{obs}} \times V_{\text{eff}}(b, \Delta t), \quad (13.11)$$

où $\dot{\rho}_{\text{PBH}}$ est le taux d'explosion volumique local de trous noirs primordiaux, T_{obs} est le temps d'observation corrigé du temps mort pour le run de données dans lequel s'est faite la recherche de sursauts, et $V_{\text{eff}}(b, \Delta t)$ le volume effectif correspondant à ce même run de données. Le nombre total

de sursauts de taille b attendu dans l'ensemble des données s'exprime alors simplement comme la somme sur tout les runs du nombre de sursauts attendu dans chacun d'entre eux :

$$n_{\text{th}}^{\text{tot}}(b, \Delta t) = \dot{\rho}_{\text{PBH}} \times \sum_j T_{\text{obs},j} \times V_{\text{eff},j}(b, \Delta t), \quad (13.12)$$

où l'indice j court sur chaque run de données dans lesquels la recherche de sursauts s'est effectuée. Les figure 13.5(a) et 13.5(b) montrent les valeurs du volume total de sensibilité de H.E.S.S. $V_{\text{eff}}^{\text{tot}}(b, \Delta t)$ (exprimées en pc^3) en fonction de la taille du sursaut, pour différentes valeurs de Δt et pour les différents jeux de coupures utilisés dans l'analyse :

$$V_{\text{eff}}^{\text{tot}}(b, \Delta t) = \frac{\sum_j T_{\text{obs},j} \times V_{\text{eff},j}(b, \Delta t)}{\sum_j T_{\text{obs},j}} \quad (13.13)$$

Le volume sondé par H.E.S.S. est inférieur au pc^3 , et c'est ici que le terme taux d'explosion volumique *local*, mentionné dans l'introduction de ce chapitre, prend tout son sens. Le volume sondé diminue avec la taille du sursaut considéré car le nombre de photons γ attendu décroît avec la distance au trou noir primordial (voir figure 13.4). L'effet des différents jeux de coupures se résume à un effet de surface de collection des photons γ . Comme expliqué dans le chapitre 5, la surface de collection dépend des coupures d'analyse. Celle-ci diminue lorsque la charge minimale sur l'image de la caméra augmente. Le volume de sensibilité augmente quand la fenêtre temporelle augmente car le nombre de photons γ issu de l'évaporation d'un trou noir augmente avec Δt (voir figure 13.4).

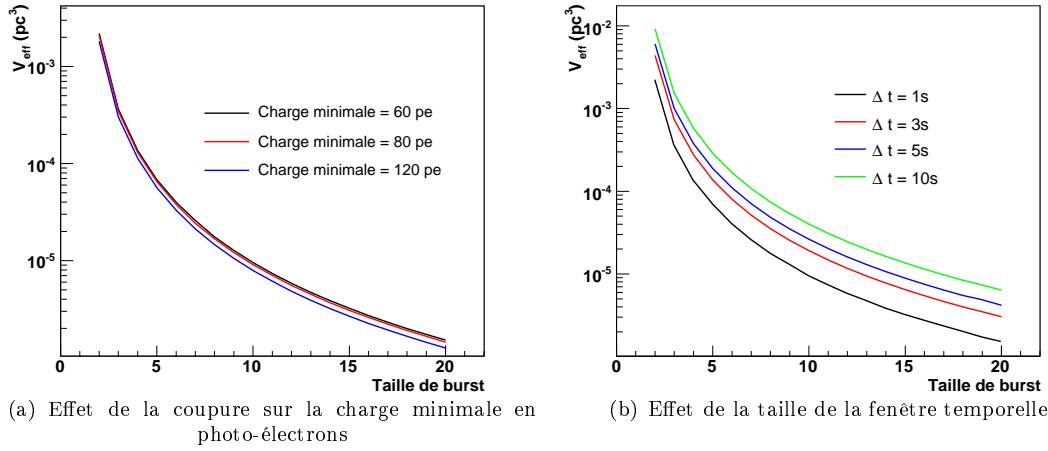


FIG. 13.5 – Volume effectif total (eq 13.13) sondés par H.E.S.S. en fonction de la taille de sursaut recherché. Le volume de sensibilité diminue avec la taille du sursaut. (a) Effet de la coupure sur la charge minimale de l'image sur la caméra ($\Delta t = 1$ s). (b) Effet de la taille de la fenêtre temporelle Δt (pour le jeu de coupures A).

13.5 Limites sur le taux volumique local d'explosion de trous noirs primordiaux

Connaissant désormais le nombre théorique de sursauts attendus dans les données, et sachant qu'aucun excès significatif n'a été trouvé, nous pouvons contraindre le taux d'explosion volumique local de trous noirs primordiaux $\dot{\rho}_{\text{PBH}}$. Le calcul des limites supérieures sur cette quantité s'est

fait selon une méthode de maximum de vraisemblance.
La fonction de vraisemblance $L(\hat{\rho}_{\text{PBH}})$ s'exprime comme :

$$L(\hat{\rho}_{\text{PBH}}) = \prod_b f(n_b | \hat{\rho}_{\text{PBH}}), \quad (13.14)$$

où les $f(n_b | \hat{\rho}_{\text{PBH}})$ sont les lois de probabilité associées aux variables aléatoires n_b qui comptent le nombre de sursauts de taille b dans les données. Ces lois de probabilités sont supposées ici Poissonniennes :

$$f(n_b | \hat{\rho}_{\text{PBH}}) = \exp\left[-\left(n_{\text{fond}} + n_{\text{th}}(\hat{\rho}_{\text{PBH}})\right)\right] \times \left(n_{\text{fond}} + n_{\text{th}}(\hat{\rho}_{\text{PBH}})\right)^{n_b} / n_b!, \quad (13.15)$$

où n_{fond} est le nombre de sursauts de taille b de fond attendus (voir section 13.2.2), $n_{\text{th}}(\hat{\rho}_{\text{PBH}})$ est le nombre théorique de sursauts de taille b attendu (eq 13.12), et n_b le nombre de sursauts de taille b compté dans les données. La figure 13.6 montre le profil de vraisemblance obtenu pour les deux méthodes d'estimation du fond en fonction de la valeur du paramètre $\hat{\rho}_{\text{PBH}}$, et ceci pour $\Delta t = 1$ s et pour les données analysées avec le jeu de coupure A. A partir de ce profil, une limite supérieure à 99 % de niveau de confiance peut être obtenue en vérifiant la condition³ :

$$2 \Delta \text{Ln} L \leq 6.63,$$

où $\Delta \text{Ln} L = \text{Ln} L_{\text{max}} - \text{Ln} L(n_b | \hat{\rho}_{\text{PBH}})$ est la différence logarithmique entre la valeur maximale de la fonction de vraisemblance et la fonction de vraisemblance pour une valeur du paramètre $\hat{\rho}_{\text{PBH}}$ donnée.

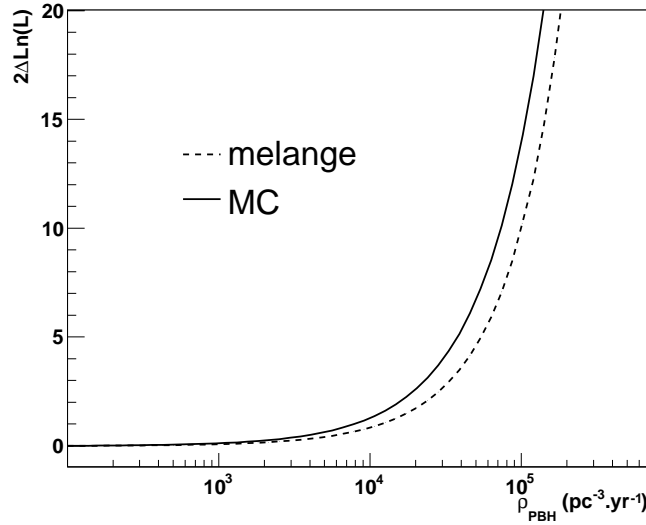


FIG. 13.6 – Variations de la fonction de vraisemblance avec la valeur du paramètre $\hat{\rho}_{\text{PBH}}$. Le cas ici présenté correspond au jeu de coupures A et à $\Delta t = 1$ s. La droite pointillée représente le cas de la méthode du mélange pour l'estimation du fond. La droite en trait plein correspond à la méthode Monte-Carlo.

Les limites obtenues sur le paramètre $\hat{\rho}_{\text{PBH}}$ sont légèrement meilleures pour la méthode Monte Carlo que pour la méthode de mélange. Le tableau 13.3 résume les différentes limites obtenues pour les jeux de coupures A, B et C, et ceci pour les deux méthodes d'estimation du fond présentées

³PDG 2006

précédemment. Les résultats obtenus en fonction du jeu de coupures utilisé sont compatibles à 10% près. La meilleure limite est celle obtenue pour le jeu de coupure B :

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{\text{PBH}} &< 7,1 \times 10^4 \text{ pc}^{-3} \text{ annees}^{-1} \text{ pour la méthode Monte-Carlo} \\ \dot{\rho}_{\text{PBH}} &< 8 \times 10^4 \text{ pc}^{-3} \text{ annees}^{-1} \text{ pour la méthode de mélange} \end{aligned}$$

Jeu de coupure	A	B	C
Méthode MC	9,0	7,1	10
Méthode mélange	10	8,0	18

TAB. 13.3 – Limites sur le taux volumique local d’explosion de trous noirs primordiaux $\dot{\rho}_{\text{PBH}}$. Les résultats sont exprimés en unité de $10^4 \text{ pc}^{-3} \text{ annees}^{-1}$. Les résultats sont présentés pour $\Delta t = 1 \text{ s}$ et pour les jeux de coupures A, B et C utilisés dans l’analyse.

13.6 Comparaison avec les autres résultats

13.6.1 Comparaison avec les instruments Cherenkov au sol

La recherche de sursauts de photons γ de l’ordre de la seconde dans les cinq premières années de prises de données de H.E.S.S. n’a révélé aucun excès significatif, ce qui a permis de calculer une limite supérieure sur le taux d’explosion volumique local de trous noirs primordiaux de $7,1 \times 10^4 \text{ pc}^{-3} \text{ années}^{-1}$, à un niveau de confiance de 99 %. D’autres expériences d’astronomie γ ont posé des contraintes sur le taux volumique local d’explosion de trous noirs primordiaux en recherchant des sursauts de photons γ dans leurs données. Citons notamment les imageurs Cherenkov WHIPPLE [161, 162] et HEGRA [163], les expériences TIBET [164] et CYGNUS [165]⁴ et l’expérience SGARFACE [141]⁵. Le tableau 13.4 résume les différentes contraintes obtenues par les instruments Cherenkov au sol. Les temps d’observation pour chaque instrument (corrigés du temps mort), les durées typiques de sursauts recherchés, et l’énergie des photons γ associés sont indiqués :

Expérience	T_{obs}	Δt	Energie	$\dot{\rho}_{\text{PBH}}^{99\% \text{CL}} (10^4 \times \text{pc}^{-3} \text{ an}^{-1})$
WHIPPLE (1997)	2217 h	$\sim 1 \text{ s}$	$\geq 0,4 \text{ TeV}$	260
WHIPPLE (2006)	2191 h	$\sim 1 \text{ s}$	$\geq 0,4 \text{ TeV}$	110
HEGRA (1995)	?	$\sim 1 \text{ s}$	$\geq 1 \text{ TeV}$	470
HESS (2009)	2794 h	$\sim 1 \text{ s}$	$\geq 0,1 \text{ TeV}$	7,1
CYGNUS (1993)	?	$\sim 1 \text{ s}$	$\geq 50 \text{ TeV}$	85,0
TIBET (1995)	?	$\sim 1 \text{ s}$	$\geq 10 \text{ TeV}$	46,0
SGARFACE (2008)	2267	$\sim 1 \text{ ns} - 20 \mu\text{s}$	$\geq 100 \text{ MeV}$	$10^{-4} - 10^{-5}$

TAB. 13.4 – Comparaison des limites obtenues pour la recherche de trous noirs primordiaux.

Les limites obtenues par SGARFACE et H.E.S.S. ne sont pas comparables car elles ont été calculées pour des modèles de physique des particules différents (respectivement les modèles de Hagedorn et modèle standard de la physique des particules). Les autres limites s’appliquent à des sursauts de photons γ au TeV de l’ordre de la seconde, comme ceux recherchés dans les données de H.E.S.S..

⁴TIBET et CYGNUS sont des expériences qui utilisent un réseau de détecteurs à scintillation pour la mesure du rayonnement cosmique de haute énergie ($\geq 10^{15} \text{ eV}$).

⁵SGARFACE utilise le télescope WHIPPLE avec un nouveau système de déclenchement pour la recherche de sursauts de photons γ au-delà de 100 MeV avec une durée typique allant de quelques ns à $\sim 20 \mu\text{s}$.

La limite obtenue par H.E.S.S. est un à deux ordres de grandeur meilleure que celles obtenues par les autres expériences. Pour comparer avec WHIPPLE, qui opère dans un domaine d'énergie similaire à celui de H.E.S.S., la limite est un ordre de grandeur meilleure pour des temps d'observations similaires. Ceci est dû aux meilleures performances de H.E.S.S. en terme de sensibilité aux photons γ et de rejet hadronique (notamment grâce à la stéréoscopie et aux grandes dimensions des miroirs).

13.6.2 Comparaison avec les limites provenant de la mesure du rayonnement cosmique chargé

Des contraintes sur $\dot{\rho}_{\text{PBH}}$ ont aussi été posées avec la mesure du flux d'anti-protons dans le rayonnement cosmique [147, 148]. Celles-ci sont significativement meilleure que celles obtenue par H.E.S.S. : de l'ordre de $10^{-2} \text{pc}^{-3} \text{an}^{-1}$. Cependant, ces limites ont été obtenue de manière différente de celles obtenues par les instruments Cherenkov. En effet, la contribution des trous noirs primordiaux au flux *isotrope* de particules chargées du rayonnement cosmique nécessite plusieurs hypothèses supplémentaires en comparaison avec l'analyse présentée ici. Par exemple, ces limites dépendent de la distribution des trous noirs primordiaux dans l'Univers observable, du modèle de propagation des particules chargées dans la galaxie, et de la fonction de masse initiale des trous noirs primordiaux. Cette dernière hypothèse suppose qu'une population de trous noirs primordiaux dont les masses sont inférieures à $5 \times 10^{14} \text{g}$ (la masse d'un trou noir primordial finissant de s'évaporer aujourd'hui, voir chapitre 12) et réparties suivant le spectre donné par l'équation 12.7, se sont évaporés pour contribuer au flux du rayonnement cosmique chargé. Les limites obtenues avec H.E.S.S. ne sont sensibles qu'à des trous noirs primordiaux s'évaporant sur l'instant présent, c'est à dire des trous noirs de $5 \times 10^{14} \text{g}$. Ceci explique donc pourquoi les limites obtenues par la mesure du flux d'anti-protons dans le rayonnement cosmique sont d'au moins cinq ordres de grandeur meilleures que celles obtenues ici.

13.7 Conclusion

Les trous noirs primordiaux sont des objets exotiques reliés à de nombreux domaines de la physique des hautes énergies. Par exemple, leur détection pourraient avoir une profonde modification de notre compréhension de l'Univers primordial et/ou des interactions fondamentales entre particules à haute énergie. Nous avons présenté dans cette partie une recherche de sursauts de photons γ dans l'ensemble des données prises par le réseau d'imageurs Cherenkov H.E.S.S. depuis son commencement. Cette recherche n'a pas aboutie à la détection significative de sursauts de photons γ issus de l'évaporation de trous noirs primordiaux, ce qui a permis de dériver des limites sur leur taux volumique local d'explosion. L'analyse présentée dans le cadre de cette thèse place de très bonnes contraintes : les limites obtenues sont d'au moins un ordre de grandeur meilleures que celles obtenues par les précédents télescopes Cherenkov.

La recherche de trous noirs primordiaux ne se limite pas seulement à la détection de sursauts de photons γ . D'autres moyens de recherche sont aussi utilisés, comme la recherche d'un excès dans le fond diffus γ galactique et extra-galactique, ou dans la mesure du rayonnement cosmique chargé. Les limites obtenues dans ces cas sont bien meilleures, mais celles-ci sont à comparer avec prudence car elles dépendent d'hypothèses supplémentaires (fonction de masse initiale des trous noirs primordiaux, répartition dans la galaxie, modèle de diffusion des particules chargées,...). Les limites obtenues par H.E.S.S. ne dépendent quant à elles que du modèle de physique des particules pour l'évaporation des trous noirs primordiaux, ce qui les rend bien plus robustes.

La sensibilité de H.E.S.S. ne semble pas actuellement suffisante pour détecter des sursauts de photons γ au TeV. En effet, cette recherche est difficile dans la mesure où les instruments Cherenkov sont dominés par le bruit de fond hadronique. Bien que les méthodes de sélection des photons γ réussissent à s'affranchir de la majorité du bruit de fond, il reste un bruit de fond résiduel dont il est difficile de se débarrasser autrement que par les méthodes de soustraction "ON-OFF" (voir chapitre 4). Malheureusement, ces dernières ne sont pas adaptées pour la recherche de sursauts.

Une autre alternative pour la détection des trous noirs primordiaux serait de mener la même recherche dans les données de détecteurs embarqués sur satellite, comme l'instrument FERMI (chapitre 1). En effet, ceux-ci ont un bien meilleur rejet du bruit de fond hadronique et semblent donc avoir de meilleures chances d'observer l'évaporation de trous noirs primordiaux. Cependant, ces instruments sont sensibles à des sursauts de photons de plus basses énergies (~ 100 MeV), et les contraintes seront obtenues dans le cadre d'un modèle de physique des particules différent du modèle standard.

Quatrième partie

La recherche indirecte de matière
noire avec H.E.S.S.

Introduction

Cette dernière partie s'intéresse à la recherche indirecte de matière noire avec H.E.S.S.. Après avoir présenté les principales propriétés de la matière noire froide non-baryonique dans les deux premiers chapitres, nous nous intéressons dans le chapitre 16 à la cible du Centre Galactique. Le signal γ qui a été mesuré par H.E.S.S. dans cette région est interprété d'une part en terme d'annihilations de WIMPs, et d'autre part en terme de conversion de γ en particules de type axion. Les chapitres suivants se tournent ensuite vers la recherche indirecte de matière noire vers les galaxies naines. Ces objets sont de petites galaxies en orbite autour de la Voie Lactée qui sont dominées par la matière noire. A l'instar du Centre Galactique, elles ont la propriété intéressante d'être dépourvues de fond astrophysique, ce qui rend les recherches de matière noire plus faciles. De plus, leur relative proximité (les plus lointaines sont situées à environ 100 kpc du système solaire) permet d'optimiser les chances de détection d'un éventuel signal γ . Depuis 2006, le système stéréoscopique H.E.S.S. a débuté une campagne d'observation des galaxies naines du groupe local pour la recherche de matière noire.

Le chapitre 17 décrit les observations de la surdensité d'étoiles Canis Major. Cette surdensité pourrait être le vestige d'une galaxie naine qui aurait été absorbée par la Voie Lactée. Sa proximité (située à ~ 8 kpc du système solaire) en fait un candidat extrêmement intéressant pour la recherche indirecte de matière noire. L'estimation du flux γ issu de l'annihilation de matière noire dépend non seulement du modèle de physique des particules considéré, mais aussi de la manière dont est répartie la matière noire (section 14.11). L'interprétation des données passe donc par une (délicate) modélisation du halo de Canis Major. Celle-ci est présentée de manière détaillée, pour ensuite dériver à la fois des contraintes sur la quantité de matière noire que cet objet contiendrait et sur les sections efficaces d'annihilation de WIMPs dans le cadre de différents modèles de physique des particules (voir chapitre 15). L'analyse et les contraintes obtenues ont fait l'objet d'un article scientifique publié dans *The Astrophysical Journal* [166], et dont je suis le principal auteur.

Le chapitre 18 s'intéresse quant à lui de manière plus générale aux observations des autres galaxies naines du groupe local. Les observations de la galaxie naine du Sagittaire avec H.E.S.S. sont notamment détaillées, avec une étude précise des incertitudes systématiques sur les contraintes obtenues. Cells-ci sont principalement dues aux incertitudes systématiques sur la modélisation du halo. Enfin, les contraintes obtenues grâce aux observations des galaxies naines visibles depuis l'hémisphère nord par les autres instruments Cherenkov actuellement en opération sont comparées à celle obtenues par H.E.S.S..

Chapitre 14

La matière noire froide

Le modèle standard de la cosmologie est actuellement le modèle du Big-Bang, proposé dans les années 1920 par Friedmann et Lemaître. Ce modèle suppose un univers homogène et isotrope aux grandes échelles, et dans lequel la résolution des équations d'Einstein de la relativité générale conduit à un univers en expansion. Dans le cadre de ce modèle, l'équation de Friedmann relie l'évolution du facteur d'échelle $R(t)$, au contenu en énergie de l'Univers [130] :

$$\frac{k}{H^2 R^2(t)} = \Omega(t) - 1, \quad (14.1)$$

où $H = \dot{R}(t)/R(t)$ est le paramètre de Hubble qui mesure le taux d'expansion de l'Univers, k la courbure spatiale de l'Univers, et Ω la densité d'énergie de l'Univers en unité de sa densité critique :

$$\Omega(t) = \frac{\rho(t)}{\rho_c} \quad \rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G_N} \quad (14.2)$$

La densité critique est la valeur de la densité d'énergie pour laquelle l'Univers est spatialement plat ($k=0$). Les modèles d'inflation dans lesquels l'Univers aurait subi une expansion exponentielle pendant une courte période prédisent un univers spatialement plat [130]. Les observations actuelles tendent à montrer que $\Omega_0 = 1$, et favorisent donc ces modèles. Dans la suite, les symboles indicés avec un "0" (Ω_0, H_0, \dots) indiquent la valeur des observables à notre époque actuelle.

La densité d'énergie de l'Univers se décompose en plusieurs contributions :

$$\Omega = \Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_r, \quad (14.3)$$

où Ω_m est la contribution de la matière, Ω_Λ est la contribution de la constante cosmologique (ou énergie du vide), et Ω_r la contribution due au rayonnement. Dans le modèle Λ CDM, la constante cosmologique est non-nulle (pour tenir compte du fait que l'Univers est en expansion accélérée), et la matière est dominée par la matière noire froide (*Cold Dark Matter* en anglais). Actuellement, c'est ce modèle qui explique le mieux les observations, en particulier celles de l'abondance des éléments, du rayonnement cosmologique (CMB pour *Cosmic Microwave Background* en anglais) et des structures aux grandes échelles. Cependant, le modèle Λ CDM ne décrit que partiellement les propriétés de l'Univers. Par exemple, la nature de la matière noire froide et de l'énergie noire restent inconnues, et nécessitent de la "nouvelle physique" pour leur description.

Ce chapitre présente quelques propriétés de la matière noire qui seront utiles pour la compréhension et l'interprétation des résultats présentés dans cette dernière partie. La mesure des paramètres du modèle Λ CDM par les différentes sondes cosmologiques est d'abord brièvement rappelée, pour ensuite présenter le calcul de l'abondance cosmologique des particules de matière noire. Certains candidats à la matière noire froide, prédits par des extensions du modèle standard de la physique de particules, sont présentés dans le chapitre suivant. Les connaissances actuelles de la répartition de la matière noire à l'échelle des galaxies sont ensuite discutées dans la section 14.3, en se concentrant plus particulièrement sur le cas de la Voie Lactée et sur le cas des galaxies naines qui orbitent autour de celle-ci.

14.1 La mesure des paramètres cosmologiques

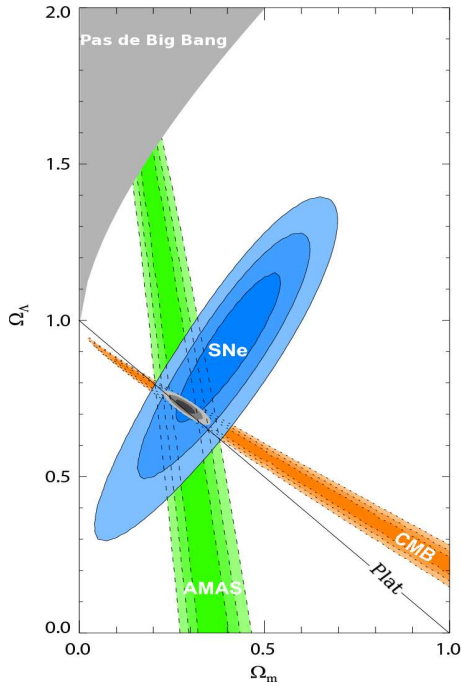
Les paramètres du modèle Λ CDM sont contraints par différentes sondes cosmologiques. Les principales sont :

- **le fond de rayonnement cosmologique (CMB) et ses anisotropies** : les anisotropies du fond diffus reflètent le contenu en énergie de l'Univers au moment du découplage matière-rayonnement, et il est possible d'ajuster les paramètres cosmologiques pour reproduire les mesures. Les dernières observations du fond diffus cosmologique ont été réalisées par le satellite WMAP [167, 168], et des mesures plus précises vont être faites avec le satellite Planck [169].
- **les supernovae de type Ia** : les profils de luminosité présentent de grandes similitudes d'une supernova de type Ia à une autre. Ces objets sont des "chandelles standard" et leur détection permet d'étudier l'évolution du facteur d'échelle sur de très grandes distances. Les dernières mesures [170, 171] proviennent des expériences SNLS (SuperNovae Legacy Survey) et SCP (Supernovae Cosmology Project).
- **la nucléosynthèse primordiale** : le modèle actuel de formation des noyaux dans l'Univers permet de prédire les abondances relatives des noyaux légers (H, D, ...) en fonction du rapport $\eta = n_b/n_\gamma$. La mesure des abondances conduit donc à η . La mesure de n_γ étant bien contrainte par les mesures du CMB, il est possible d'avoir accès à Ω_b . Quelques résultats sur la mesure de Ω_b obtenu avec le rapport D/H sont présentés dans [172, 173].
- **les amas de galaxie** : l'étude des amas de galaxie permet d'estimer la fraction de baryons $f_b = \Omega_b/\Omega_m$. En effet, la plupart des baryons peuplant les amas sont chauds et rayonnent en tombant dans les puits de potentiel gravitationnel des amas. Il est possible d'estimer leur température par mesure du rayonnement X, ou/et par mesure de l'effet Sunyaev-Zel'dovich. La masse de baryons dans l'amas est alors déterminée à l'aide du théorème du viriel. Si les amas de galaxies représentent correctement la distribution de la masse dans l'Univers, il est alors possible de contraindre Ω_m en utilisant les mesures de Ω_b par la nucléosynthèse primordiale [174]. Des résultats récents obtenus par cette méthode sont indiqués dans [175].
- **le comptage des galaxies** : le comptage des galaxies, et l'étude statistique de leur répartition dans le ciel permettent de contraindre la densité de matière dans l'Univers, et la densité de matière baryonique. Les dernières mesures ont été fournies par 2dF Galaxy Redshift Survey [176, 177] et SDSS [178, 179].

L'ensemble des dernières observations cosmologiques valide le modèle Λ CDM dans lequel le Big-Bang est suivi d'une phase d'inflation donnant aujourd'hui un univers spatialement plat dominé par l'énergie noire. Les résultats obtenus par les différentes sondes cosmologiques dans le plan $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ sont montrés sur la figure 14.1 [180]. Les dernières mesures des paramètres cosmologiques sont indiquées à côté (tirées du PDG 2006). Ω_b est la densité de baryons, Ω_{CDM} est la densité de matière noire froide et Ω_ν est la densité de neutrinos. Les valeurs de ces paramètres nous indiquent que l'énergie noire et la matière noire dominent l'Univers. L'énergie du vide, ou énergie noire, représente 70% du contenu énergétique de l'Univers, alors que la densité relique de matière noire froide vaut aujourd'hui $0,22 \pm 0,04$. L'Univers visible que nous connaissons, constitué de baryons et de rayonnement, représente à peine 5% du contenu total de l'Univers.

14.2 Abondance cosmologique d'un WIMP

Les modèles les plus répandus supposent que la matière noire froide existe sous forme de particules massives interagissant faiblement (ou WIMPs pour *Weakly Interacting Massive Particles*). Le calcul présenté dans ce paragraphe établit le lien entre l'abondance cosmologique des WIMPs et $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$, le produit moyen de la section efficace d'annihilation d'une paire de WIMPs par la vitesse relative des deux particules s'annihilant [182]. Ce calcul est fort utile pour contraindre l'ordre de grandeur des sections efficaces d'annihilation grâce aux mesures des paramètres cosmologiques de



$$\begin{aligned}
 h &= H_0 / (100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}) = 0,71^{+0,04}_{-0,03} \\
 \Omega_0 &= 1,02 \pm 0,02 \\
 \Omega_m &= 0,135^{+0,008}_{-0,009} / h^2 = 0,27 \pm 0,04 \\
 \Omega_b &= (0,0224 \pm 0,0009) / h^2 = 0,044 \pm 0,004 \\
 \Omega_{\text{CDM}} &= \Omega_m - \Omega_b = 0,113^{+0,008}_{-0,009} / h^2 = 0,22 \pm 0,04 \\
 \Omega_r &= (2,471 \pm 0,004) \times 10^{-5} / h^2 = (4,9 \pm 0,5) \times 10^{-5} \\
 \Omega_\nu &< (0,0076 / h^2 = 0,015), 95\% \text{ C.L.} \\
 \Omega_\Lambda &= 0,73 \pm 0,04
 \end{aligned}$$

FIG. 14.1 – Contraintes croisées dans le plan $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$. Figure extraite de [180].

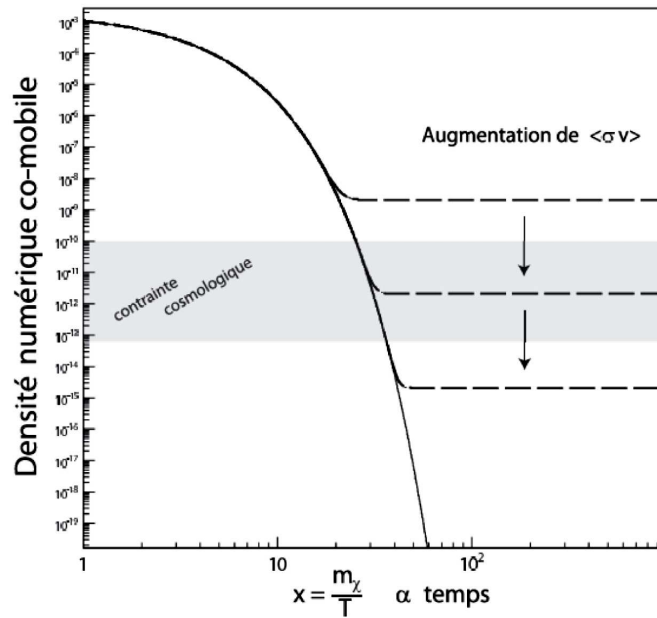


FIG. 14.2 – Evolutions possibles de la densité comobile de WIMPs. La courbe en trait plein correspond à l'équilibre thermique. Les courbes en tiret représentent les abondances reliques. Figure tirée de [181].

l'Univers.

Supposons une population de WIMPs évoluant dans l'Univers primordial. Les WIMPs peuvent s'annihiler avec leur anti-particule pour donner des paires particules-antiparticules $\chi\bar{\chi} \rightarrow \psi\bar{\psi}$. Tant que la température est supérieure à la masse des WIMPs, ceux-ci restent couplés au bain thermique. La densité comobile des WIMPs diminue exponentiellement. A mesure que l'Univers s'étend, la température baisse. Les WIMPs trouvent de moins en moins de partenaire pour s'annihiler et subissent un gel chimique. L'équilibre est rompu, et la densité comobile de ces particules devient constante : c'est le découplage des WIMPs avec l'ensemble des autres particules. L'équation de Boltzmann décrit l'évolution de n_χ la densité comobile des WIMPs dans l'Univers primordial :

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3H n_\chi = -\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle \times \left((n_\chi)^2 - (n_\chi^{\text{eq}})^2 \right). \quad (14.4)$$

$\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$ est la section efficace d'annihilation, pondérée par la vitesse relative des deux particules s'annihilant. Le terme $3H n_\chi$ rend compte de l'expansion de l'Univers. La densité comobile de WIMPs à l'équilibre est désignée par n_χ^{eq} . A haute température, il y a sensiblement autant de photons que de WIMPs. L'Univers étant en expansion, le terme $3H n_\chi$ devient ensuite dominant, et le gel des WIMPs a lieu pendant la décroissance exponentielle de n_χ . La figure 14.2 montre l'évolution de la densité comobile de WIMPs et son gel (qui a lieu à $T \sim m_\chi/20$) et l'effet d'un changement de la section efficace d'annihilation. La partie grisée de la figure représente les contraintes cosmologiques actuelles sur la densité relique Ω_{CDM} de ces particules de matière noire. En écrivant la condition de gel $n_\chi\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle = H$, on peut exprimer la densité relique de WIMPs, Ω_{CDM} , en fonction de $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$:

$$\Omega_{\text{CDM}}h^2 \sim \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle} \quad (14.5)$$

La densité relique de matière noire froide est indépendante de la masse du WIMP, à des corrections logarithmiques près.

Dans les modèles Λ CDM, la matière noire est froide, c'est-à-dire non-relativiste. La vitesse moyenne des WIMPs, v , est de quelques centaines de km s^{-1} . Pour être compatible avec la densité relique mesurée expérimentalement ($\Omega_{\text{CDM}}h^2 \sim 0,1$), le produit $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$ doit être de l'ordre de $3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$. La section efficace d'annihilation des particules est donc de l'ordre de $10^{-33} \text{cm}^2 = 1 \text{ nb}$, correspondant aux section efficaces des interactions électro-faibles.

14.3 La répartition de la matière noire à l'échelle des galaxies

14.3.1 Les simulations à N-corps de formation des structures

La formation hiérarchique des structures est due à la croissance des fluctuations de densité primordiales lors de l'expansion de l'Univers. Les simulations à N-corps sont utilisées pour modéliser la formation des structures lorsque l'accroissement des fluctuations de densité entre dans un régime non-linéaire. Le modèle Λ CDM reproduit bien l'Univers à grande échelle, mais des incohérences sont souvent pointées lorsque l'on compare les prédictions des simulations à N-corps aux observations des structures à plus petites échelles, en particulier aux échelles subgalactiques, où l'influence des baryons devient importante.

Les simulations à N-corps permettent de prédire certaines propriétés des halos de matière noire formés par la croissance hiérarchique des structures¹. Une propriété importante est l'universalité de la forme des halos sur une large gamme de masse. Une formule simple permet d'ajuster leurs profils de densité :

$$\rho_\chi(r) = \frac{\rho_0}{(r/R)^{\gamma_0} [1 + (r/R)^\alpha]^{(\beta-\gamma_0)/\alpha}}, \quad (14.6)$$

où ρ_0 est la normalisation de la densité. Les paramètres α , β et γ_0 sont des quantités sans dimensions. Ces profils suivent une loi de puissance dont la pente logarithmique est γ_0 à petits rayons

¹Ces simulations comportent souvent uniquement des particules de matière noire, et ne prennent pas toujours en compte les baryons qui peuvent modifier les propriétés des halos.

r , et β à grands rayons.

Le tableau 14.1 montre les valeurs des paramètres obtenus par différents groupes [183, 184, 185]. Les profils ont été normalisés de sorte que la densité locale de matière noire² soit $\rho_x(r = 8 \text{ kpc}) = 0,3 \text{ GeV cm}^{-3}$. Tous s'accordent à dire que les formes des halos ont un comportement similaire en r^{-3} à grands rayons, et que ceux-ci ont une densité piquée au centre ("cusp" avec absence de coeur). Cependant, les valeurs des pentes logarithmiques à petits rayons diffèrent. Celles-ci se basent sur des extrapolations des profils dans les régions où ils sont très mal contraints. En effet, en-dessous de 1 kpc, les simulations à N-corps ne sont plus assez précises³ pour décrire correctement les propriétés du profil de densité des halos galactiques (l'extension du halo de matière noire de la Voie Lactée est typiquement une centaine de kpc).

halo	γ_0	α	β	R (kpc)
NFW	1	1	3	20
Moore (M99)	1,5	1,5	3	28
Isotherme	0	2	2	3,5

TAB. 14.1 – Valeurs des paramètres décrivant les profils de densité des halos de matière noire, ajustés par différents groupes [183, 184, 185]. Les halos ont été normalisés de sorte que la densité locale de matière noire soit égale à $0,3 \text{ GeV cm}^{-3}$.

Des résultats récents [186, 187, 188] ont été obtenus à partir de simulations plus précises, et ont apporté des informations supplémentaires sur les caractéristiques des halos en étudiant l'évolution de la pente logarithmique $\gamma = -d \ln(\rho)/d \ln r$. La figure 14.3(a) montre les profils de densité de 19 halos simulés avec des masses couvrant 5 ordres de grandeurs : des galaxies naines aux amas de galaxies [186]. Pour faciliter la comparaison, les profils de densité sont normalisés à 1 pour le rayon r_{-2} où la pente logarithmique γ vaut -2. Les différences entre les formes des halos sont très faibles, ce qui confirme l'universalité de la forme des halos de matière noire quelques soient leurs masses. La dépendance radiale de la pente logarithmique est montrée figure 14.3(b). Les profils NFW et Moore ne décrivent pas correctement l'évolution de γ en fonction du rayon, surtout vers le centre du halo. Les profils sont clairement moins piqués que le profil de Moore, mais sont moins plats que le profil NFW. Un ajustement par une loi de puissance décrit mieux l'évolution de la pente logarithmique en fonction du rayon :

$$\gamma_\alpha(r) = -\frac{d \ln \rho}{d \ln r} = 2 \left(\frac{r}{r_{-2}} \right)^\alpha. \quad (14.7)$$

L'ajustement avec $\alpha = 0,17$ est montré sur la figure 14.3(b) par la ligne point-tirets. Le profil de densité correspondant sera noté N04 dans la suite.

La figure 14.4 montre les profils NFW, M99 et N04. Les trois profils sont en accord pour des rayons au-delà de 1 kpc, où ils sont contraints par les simulations à N-corps. Les extrapolations vers le centre du halo divergent, pour donner des différences jusqu'à 5 ordres de grandeurs à $r = 10^{-8} \text{ kpc}$ entre les profils NFW et N04.

Le profil de Navarro, Frenk et White

Ce paragraphe se penche un peu plus en détails sur le cas du profil de NFW [183]. Celui-ci est en effet utilisé dans le chapitre 17 pour la modélisation de la distribution de matière noire dans la galaxie naine Canis Major. La répartition de la matière noire dans les galaxies naines est discutée de manière plus générale dans le paragraphe 14.3.3.

²La valeur locale de la densité de la matière noire froide est connue à un facteur deux près (voir PDG 2006).

³La résolution des simulations à N-corps est limitée par le nombre de particules utilisées, et par la puissance des super-ordinateurs sur lesquels elles fonctionnent.

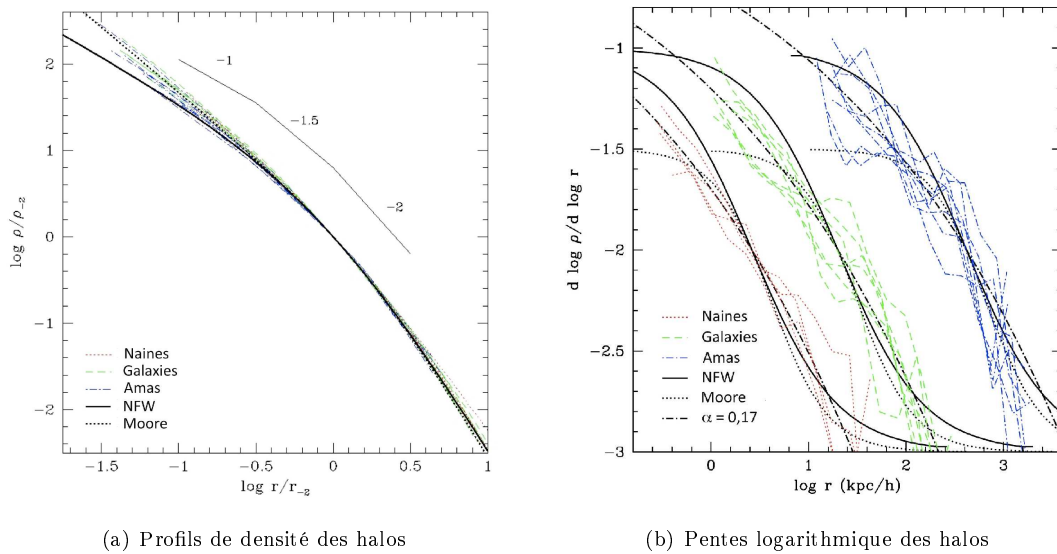


FIG. 14.3 – **Profils de densité et pentés logarithmiques des halos simulés dans [186].** (a) Les densités sont normalisées à 1 pour $r = r_{-2}$, le rayon où la pente logarithmique vaut 2. Les profils de NFW et Moore sont indiqués par les courbes continues et pointillées. (b) Les courbes continues et pointillées illustrent la dépendance radiale de la pente logarithmique pour les profils de NFW et de Moore, respectivement. La pente des halos NFW et M99 convergent vers 1 et 1,5 respectivement. Les lignes point-tirets indiquent l'ajustement de la pente logarithmique par une loi de puissance d'indice 0,17.

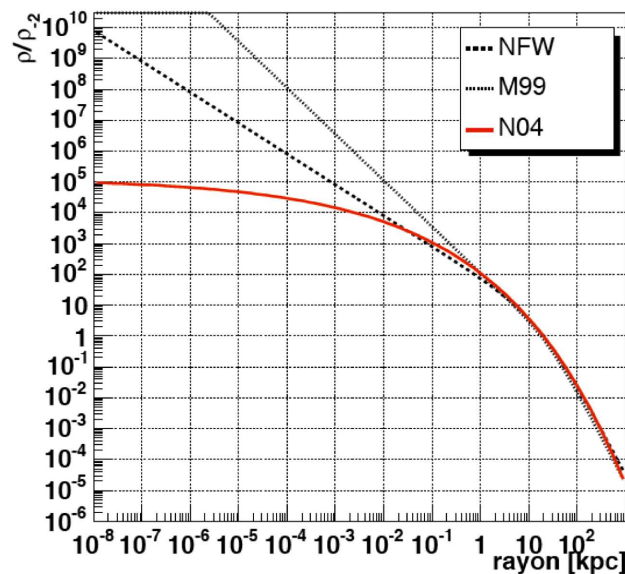


FIG. 14.4 – **Comparaison de trois profils de densité de matière noire.** Les extrapolations des profils ont lieu pour $r < 1$ kpc. Les profils sont ceux de NFW, M99 et N04.

La forme analytique du profil de NFW est (eq. 14.6 avec $(\gamma_0, \alpha, \beta) = (1,1,3)$) :

$$\rho_{\text{NFW}}(r) = \frac{\rho_0}{\frac{r}{r_s} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2}, \quad (14.8)$$

où ρ_0 est la normalisation du profil, et r_s est une quantité appelée rayon d'échelle. Les profils de NFW sont usuellement décrits par d'autres paramètres, qui sont le paramètre de concentration C_{vir} et le rayon du viriel R_{vir} :

$$C_{\text{vir}} = \frac{R_{\text{vir}}}{r_s} \quad (14.9)$$

$$R_{\text{vir}}^3 = \frac{M_{\text{vir}}}{4/3\pi \times 200 \times \rho_c} \quad (14.10)$$

Le rayon du viriel est le rayon pour lequel la densité moyenne dans un halo NFW est égale à 200 fois la densité moyenne de l'univers ρ_c . Il faut noter que la définition du rayon de viriel est arbitraire, et que certains groupes utilisent d'autres définitions [189, 190]. La masse du viriel M_{vir} est la masse du halo contenue dans une sphère de rayon R_{vir} . La figure 14.5(a) illustre l'effet du paramètre de concentration sur la forme du profil NFW pour une masse du viriel fixée (ici prise à $10^{10} M_\odot$) : plus le paramètre de concentration est grand, plus la quantité de matière noire au centre du halo est grande. Le paramètre de concentration d'un halo dépend du redshift z de formation ($z=0$ est l'époque actuelle), et dépend légèrement de la masse du viriel. Plusieurs groupes ont étudié l'évolution de C_{vir} en fonction de z et M_{vir} [189, 190, 191], et ont trouvé des résultats en bon accord. La figure 14.5(b) montre l'évolution du paramètre de concentration obtenu par Bullock et al. [189] grâce aux simulations d'environ 5000 halos avec des masses du viriel comprises entre $10^{11} - 10^{14} h^{-1} M_\odot$. Exprimer les masses en unités de $h^{-1} M_\odot$ permet de se placer dans le système de coordonnées comobiles (h est la constante de Hubble réduite et vaut environ 0,7, voir figure 14.1). Le paramètre de concentration décroît légèrement en fonction de la masse du viriel, et décroît avec le redshift.

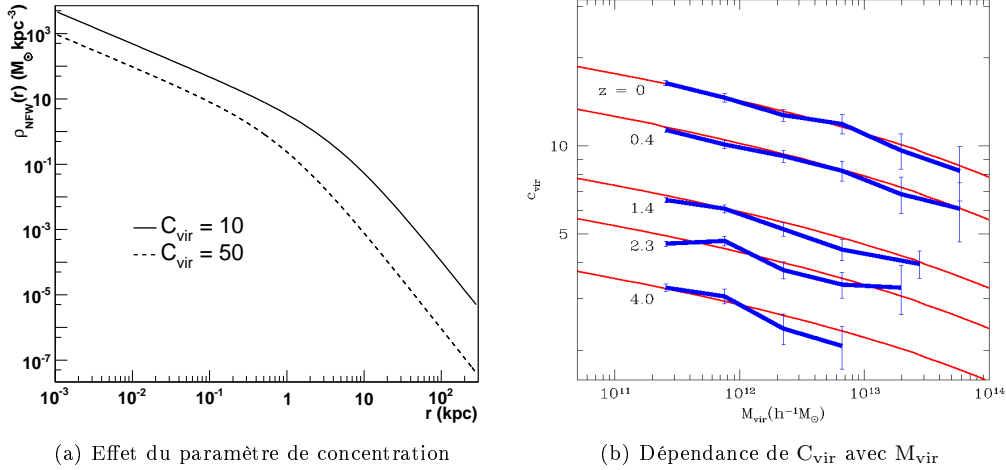


FIG. 14.5 – **Le paramètre de concentration C_{vir} dans les profils NFW.** (a) Effet du paramètre de concentration sur la forme d'un profil de NFW avec une masse du viriel fixée à $10^{10} M_\odot$. Le rayon du viriel correspondant (eq. 14.10) est d'environ 50 kpc. Le paramètre de concentration détermine la quantité de matière noire vers le centre du profil. (b) Evolution du paramètre de concentration avec la masse du viriel du halo obtenu par Bullock et al. [189] par simulations de 5000 halos de matière noire avec les simulations à N-corps de formation des structures. Les barres d'erreurs sont les incertitudes statistiques dues au nombre fini de halos simulés.

Les courbes de rotation des galaxies

La structure interne des halos de matière noire peut-être contrainte par la mesure des courbes de rotation des galaxies. Les prédictions des profils de halo pour les simulations à N-corps ont notamment été testées sur les courbes de rotation⁴ des galaxies à faible luminosité de surface (LSB). Ce sont des galaxies qui possèdent peu d'étoiles, et dont la majorité des baryons est sous forme d'hydrogène neutre. Elles ont des rapports masse/luminosité élevés, montrant qu'elles sont dominées par la matière noire. Ces galaxies sont pour la plupart de type spirale, bien qu'on en ait découvertes qui soient de type elliptique [192].

De nombreuses courbes de rotation des galaxies LSB ont été interprétées différemment par plusieurs groupes. Les courbes de rotation sont aussi bien ajustées par des modèles de sphère isotherme [193], que par des modèles avec "cusp" [194, 187] avec une pente logarithmique au centre $\gamma_0 \leq 1$. Les dernières simulations de halos galactiques semblent indiquer que les pentes logarithmiques au centre pourraient converger vers ce type de valeurs [188].

Deux arguments ont été avancés pour expliquer les incohérences entre certaines mesures des courbes de rotation des galaxies LSB et celles prédites par les simulations Λ CDM, sans rejeter ces dernières :

- les contraintes tirées des courbes de rotations proviennent généralement des mesures vers le centre du halo, où les prédictions du modèle Λ CDM ne sont pas suffisamment précises. Les données sont dans ce cas confrontées à des extrapolations des halos simulés qui peuvent ne pas correspondre aux halos réels.
- les courbes de rotation mesurées sont comparées avec les vitesses moyennes de rotation prédites par les simulations, en supposant que la forme des halos est sphérique. Cette hypothèse pourrait être démentie dans certains cas. En effet, certains halos pourraient être de forme triaxiale [195, 196, 197]. Il est dans ce cas important de tenir compte des orientations du halo par rapport à la ligne de visée, pour la mesure des courbes de rotations, et pour les prédictions des vitesses de rotation dans les modèles Λ CDM.

14.3.2 Le cas de la Voie Lactée

La partie centrale du profil de matière noire de la Voie Lactée est encore plus incertaine. Les mesures de profondeurs optiques de micro-lentille vers le centre de la Galaxie par EROS-II [198] ont montré que la distribution de matière est dominée par les baryons. Les modélisations du bulbe et du disque galactique permettent d'estimer la contribution de la matière visible à la courbe de rotation de la Voie Lactée. La contribution du halo de matière noire peut ainsi se déduire grâce aux observations. Les profils de matière noire qui s'ajustent bien aux données sont de type isotherme, avec une densité constante de matière noire vers le centre [199]. Ces résultats mettent donc en doute les prédictions des simulations à N-corps. Néanmoins, la chute des baryons dans le puit de potentiel gravitationnel d'un halo de matière noire peut modifier la partie centrale du profil. Des modèles de formation des galaxies de type Voie Lactée utilisant des profils NFW dont la forme centrale est modifiée par la compression des baryons ajustent bien les courbes de rotation [200, 201, 202].

D'autre part, des observations récentes indiquent qu'il existe un trou noir supermassif d'environ $4 \times 10^6 M_{\odot}$ au centre dynamique de notre Galaxie (voir chapitre 7). La croissance adiabatique d'un trou noir lors de la formation d'une galaxie comme la Voie Lactée pourrait produire une surdensité au centre du halo, modifiant ainsi la forme de la partie centrale du profil ($r < 1$ kpc). La forme de cette surdensité suit une loi de puissance, dont l'indice dépend du profil initial de matière noire et du modèle de croissance du trou noir [203].

⁴Les courbes de rotation des galaxies sont généralement mesurées à partir d'observations de la raie à 21 cm émise par l'hydrogène neutre HI, et de la raie H α (656,3 nm) de la première transition atomique de l'hydrogène neutre. Le décalage vers le rouge (redshift) de ces raies d'émission est mesuré, ce qui permet de remonter à la vitesse de rotation.

14.3.3 Les galaxies naines du Groupe Local

La Voie Lactée compte à ce jour une trentaine de galaxies satellites qui brillent avec des luminosités dans la bande spectrale visible de l'ordre de $10^3 L_\odot$ pour les plus sombres, jusqu'à $10^6 L_\odot$ pour les plus intenses (L_\odot est la luminosité du Soleil dans la bande spectrale visible). Ces galaxies sont très peu lumineuses comparées à des galaxies comme Andromède (M33), ou la Voie Lactée ($L_V \sim 10^{10} - 10^{11} L_\odot$). Les galaxies naines sont donc très difficile à détecter par rapport au fond d'étoiles dans le ciel, et nombres d'entres elles ont été découvertes que très récemment par les programmes de cartographie du ciel comme 2MASS ou SDSS [204, 205]. D'autre part, les simulations à N-corps prédisent la formation de "grumeaux" de matière noire dans les halos (*clumps* en anglais). Ce sont des sur-densités où la matière noire s'est concentrée pour former des mini-halos [206, 207]. Les galaxies naines pourraient figurer comme la manifestation des plus gros d'entre eux. Il n'est donc pas impossible que le nombre de galaxies naines dans le Groupe Local soit beaucoup plus élevé : c'est le "problème" des satellites manquant⁵[208, 209].

Les galaxies naines du Groupe Local peuvent se classer en deux groupes selon leur luminosité et leurs formes : les galaxies naines elliptiques et les galaxies naines sphéroïdales. Les galaxies naines sphéroïdales sont des objets extrêmement intéressants pour la recherche indirecte de matière noire. En effet, les mesures de la dynamique des étoiles qui évoluent en leur sein, et les mesures de leur luminosité de surface indiquent que ces objets ont des rapports masse/luminosité élevés ($M/L_V \sim 10 - 100$), et sont dominés par la matière noire [210, 211]. Les galaxies naines sont donc à première vue des cibles privilégiées pour tester les prédictions des simulations à N-corps. Cependant, ces objets sont très sensibles aux effets de marée, qui peuvent modifier les parties externes de leur halo de matière noire. Les galaxies naines ont la particularité intéressante (et intrigante) d'avoir approximativement la même masse [212]. Ceci est illustré par la figure 14.6, qui montre la masse contenue dans une sphère de 300 pc pour quelques galaxies naines sphéroïdales du Groupe Local, en fonction de leur luminosité dans le visible. Calculer la masse totale contenue dans un certain rayon permet de comparer la masse des galaxies naines sur un même critère. De plus, prendre 300 pc de rayon permet d'ignorer d'éventuels effets dus aux forces de marée qui s'appliquent sur ces galaxies (la taille d'une galaxie naine est typiquement de quelques kpc et les forces de marées sont supposées ne pas modifier leur structure interne). Cependant, étant donné que le contenu et la dynamique stellaire varient d'une galaxie naine à une autre, prendre la masse contenue dans 300 pc de rayon n'est peut-être pas le meilleur critère de comparaison. Par exemple, prendre la masse contenue dans une certaine fraction du rayon de marée (la taille de la galaxie naine), ou la masse contenue dans le rayon pour lequel la luminosité est un facteur deux en-dessous de sa luminosité au centre, aurait été une meilleure quantité pour la comparaison des masses des galaxies naines.

La répartition de la matière noire dans une galaxie naine sphéroïdale est habituellement contrainte par la mesure de sa luminosité de surface, et par la mesure des dispersions en vitesse $\langle \vec{v}^2 \rangle$ des étoiles en fonction de leur distance au centre. L'équation de Jeans [213] permet alors de relier ces deux observables pour calculer le profil de masse totale de la galaxie. Connaissant le profil des baryons, on peut alors remonter au profil de matière noire moyennant une hypothèse sur sa forme. À l'heure actuelle, la répartition de la matière noire au sein des galaxies naines sphéroïdales n'est pas ajustée par une forme universelle : des profils de NFW, N04 ou des profils avec un coeur de densité constante dans la partie centrale du halo peuvent décrire correctement les données. L'existence d'une forme privilégiée pour le profil de matière noire d'une naine sphéroïdale reste donc une question ouverte.

14.4 Flux γ en provenance d'un halo de matière noire

Ce court paragraphe traite du calcul du flux γ issu de l'annihilation de particules de matière noire dans un halo. Savoir prédire ce flux est fondamental pour pouvoir poser des contraintes sur

⁵Ce problème est en cours de résolution avec la découverte des galaxies naines à très faible luminosité (voir chapitre 18).

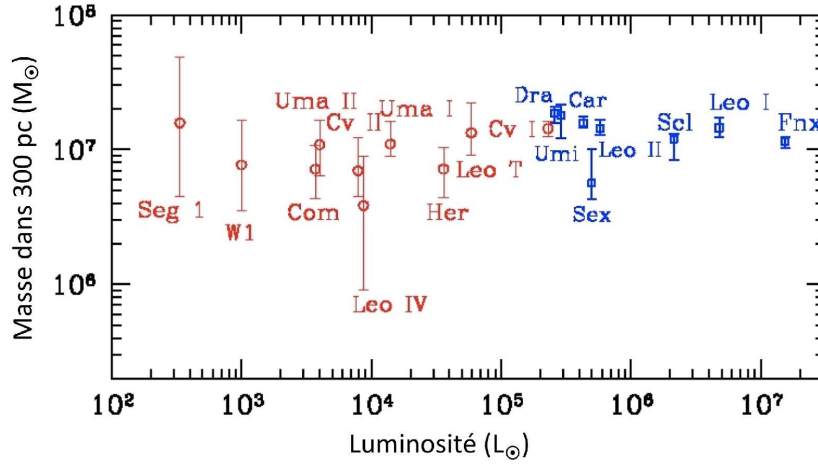


FIG. 14.6 – Masse totale contenue dans une sphère de 300 pc de rayon pour quelques galaxies naines du Groupe Local, en fonction de leur luminosité dans le visible. Les cercles rouges sur la gauche font référence aux galaxies naines récemment découvertes par SDSS [205, 204]. Les carrés bleus sont les galaxies naines qui ont été découvertes avant. Les incertitudes sur la masses reflètent les incertitudes sur le contenu et la dynamique des étoiles pour chacune de ces galaxies. Figure adaptée de [212].

les modèles de WIMPs, à partir d'observations de sources astrophysiques susceptibles de contenir de la matière noire en grande quantité. Ce calcul sera notamment utilisé pour la recherche indirecte de matière noire vers le Centre Galactique (chapitre 16) et vers Canis Major (chapitre 17).

Le flux γ théorique issu de l'annihilation de particules de matière noire dans un halo se décompose en un terme de physique des particules $d\Phi^{\text{PP}}/dE$ et un terme astrophysique f^{AP} :

$$\frac{d\phi_\gamma}{dE} = \frac{d\Phi^{\text{PP}}}{dE} \times f^{\text{AP}}. \quad (14.11)$$

Le terme de physique des particules dépend de la nature du WIMP considéré (chapitre 15). Ce terme contient la masse du WIMP m_{DM} , sa section efficace d'annihilation $\langle\sigma v\rangle$ et la forme du spectre γ issu de ses annihilations $(dN/dE)_{\text{DM}}$:

$$\frac{d\Phi^{\text{PP}}}{dE} = \frac{\langle\sigma v\rangle}{4\pi m_{\text{DM}}^2} \left(\frac{dN}{dE} \right)_{\text{DM}}. \quad (14.12)$$

Le spectre γ issu de l'annihilation de deux particules de matière noire dépend des canaux d'annihilations autorisés "i" et de leurs rapports de branchement respectifs B_i :

$$\left(\frac{dN}{dE} \right)_{\text{DM}} = \sum_i B_i \frac{dN}{dE_i}. \quad (14.13)$$

Le terme astrophysique contient la dépendance du flux γ attendu avec la concentration de matière noire dans le halo. Il dépend directement du profil de densité $\rho(r)$:

$$f^{\text{AP}} = \int_{\Delta\Omega} \int_{\text{los}} \frac{\rho^2(r[l])}{2} dl d\Omega, \quad (14.14)$$

où dl désigne un élément d'intégration le long de la ligne de visée (los), et $d\Omega$ est un élément d'angle solide. Le facteur $1/2$ est rajouté pour ne pas compter deux fois la même particule. La quantité

$\Delta\Omega$ correspond à l'angle solide d'observation. Cette quantité dépend de la résolution angulaire des télescopes et s'exprime comme :

$$\Delta\Omega = 2\pi \times \int_0^{\theta_{\max}} d\theta \sin \theta = 2\pi(1 - \cos \theta_{\max}), \quad (14.15)$$

où θ_{\max} désigne l'ouverture du cône d'angle solide (voir figure 17.6(a)) et correspond à la résolution angulaire de l'instrument pour la recherche de signaux ponctuels. Pour H.E.S.S., $\theta_{\max} \approx 0,1^\circ$ ce qui correspond à un angle solide $\Delta\Omega$ de 10^{-5} sr. La procédure utilisée pour le calcul du facteur astrophysique est détaillée dans la section 17.3.2.

La forme analytique de $d\phi_\gamma/dE$ (eq. 14.11) est commune à toutes les méthodes de détection indirecte de matière noire. Elle peut donc contraindre, à partir d'un signal γ d'annihilation, à la fois la forme du profil de matière noire à partir de la distribution angulaire des événements (distribution θ^2 , voir chapitre 4) et la nature des WIMPs à partir de la forme spectrale.

Chapitre 15

Quelques particules candidates à la matière noire

Nous avons vu dans le chapitre précédent que le contenu énergétique de l'Univers est dominé par l'énergie noire et la matière noire froide. Les mesures des paramètres cosmologiques tendent à montrer que la matière noire est de nature non-baryonique. Les modèles les plus populaires fournissant des candidats pour la matière noire froide sont des modèles de physique des particules dans lesquels interviennent les WIMPs, des particules massives interagissant faiblement. Dans ce contexte, le modèle standard de la physique des particules ne possède aucune particule ayant les propriétés requises (voir par exemple le paragraphe 14.2), et des extensions du modèle standard sont souvent invoquées pour expliquer la nature de la matière noire. Ce chapitre présente deux des candidats les plus discutés actuellement : le neutralino, une particule issue des extensions supersymétriques du modèle standard (SUSY), et la particule de Kaluza-Klein $B^{(1)}$ dans les modèles à dimensions supplémentaires universelles (UED). Une autre particule, appelée axion, est rapidement présentée à la fin de ce chapitre.

15.1 Le modèle standard et ses insuffisances

Le modèle standard est une théorie effective à basse énergie décrivant précisément les particules élémentaires et leurs interactions à une échelle d'énergie inférieure au TeV. Les particules élémentaires connues à ce jour sont les fermions, les constituants de la matière incluant trois familles de quarks et de leptons (les briques), et les bosons vecteurs des interactions forte et électro-faible (le ciment). Le modèle standard est une théorie de jauge dont le groupe de symétrie est $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le groupe $SU(3)_C$ est le groupe de symétrie sur lequel se base la théorie de la chromodynamique quantique, et qui décrit les interactions fortes entre particules. Le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est le groupe de symétrie des interactions électro-faibles, qui unifient l'interaction électro-magnétique et la force faible. Le tableau 15.1 montre le contenu en champs du modèle standard.

Afin de fournir une masse aux fermions et aux bosons de la théorie électro-faible, une brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est nécessaire : c'est le mécanisme de Higgs. Celui-ci nécessite l'existence d'une particule scalaire de spin 0 à laquelle chacune des particules du modèle standard est couplée : c'est le boson de Higgs H^0 .

De nombreuses expériences ont confirmé avec succès les prédictions du modèle standard (découvertes des bosons Z^0 et W^\pm , quark top, ...), mais celui-ci comporte quelques limites et insuffisances :

- **le nombre de paramètres libres** : le modèle standard comporte 26 paramètres libres (nombre de familles, masse des particules, ...), dont les valeurs mesurées par les expériences sur accélérateurs ne sont pas expliquées.
- **le problème de hiérarchie** : les divergences quadratiques dans les corrections de masse du champ de Higgs nécessitent des ajustements fins qui ne sont pas naturels.

FERMIONS	leptons	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \mu_R$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \tau_R$	
	quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_{L,R}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_{L,R}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_{L,R}$	
BOSONS	Interaction	électro-magnétique	forte	faible	électro-faible
	Groupe de jauge	U(1) _Q	SU(3) _C	SU(2) _L	U(1) _Y ⊗ SU(2) _L
	Boson vecteur	photon γ	8 gluons	W [±] , Z ⁰	B, W ^{1,2,3}
		+ boson de Higgs			

TAB. 15.1 – Le contenu en champs du modèle standard de la physique des particules (à chaque fermion correspond un anti-fermion).

- **l'asymétrie matière-antimatière dans l'Univers** : l'asymétrie baryonique de l'Univers est grande. Celle-ci est caractérisée par le rapport $\eta = n_b/s \sim 10^{-9}$, où n_b est le nombre de baryon et s l'entropie de l'Univers [130]. Les conditions nécessaires pour établir un telle asymétrie ont été énoncées par Sakharov [214] et nécessitent l'existence de réactions hors-équilibre, l'existence d'interactions violant le nombre baryonique et leptonique, ainsi que l'existence de sources de violation de la symétrie CP. L'expansion de l'Univers pendant le Big-Bang, et le modèle standard peuvent répondre au deux premières conditions, mais les mesures de la violation CP dans les systèmes de kaons neutres et mésons B ne peuvent pas rendre compte à elles seules de la valeur de η . De nouvelles sources de violation CP sont nécessaires.
- **la matière noire** : le modèle standard ne propose pas de candidats valables pour décrire la matière noire froide dans l'Univers. En particulier, le neutrino, qui est la seule particule interagissant faiblement, est trop légère ($\sum m_\nu < 2, 1 \text{ eV}$, $\Omega_\nu < 0,015$, voir le PDG 2006) et est de plus relativiste.

Toutes ces insuffisances ont mené à l'élaboration de nouveaux modèles de physique des particules qui englobent le modèle standard et qui essayent de répondre à ces problèmes.

15.2 Le neutralino, une particule supersymétrique

Les extensions supersymétriques du modèle standard ont la particularité d'introduire une symétrie supplémentaire entre les bosons et les fermions. Ces derniers étaient jusque-là distincts dans le modèle standard de la physique des particules.

15.2.1 Le modèle minimal supersymétrique (MSSM)

Le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM) est défini par l'adjonction d'une particule supersymétrique à chaque particule du modèle standard, les interactions demeurant les mêmes que celle du groupe de jauge SU(3)_C ⊗ SU(2)_L ⊗ U(1)_Y. Il contient ainsi un nombre "minimal" de nouvelles particules¹. Dans ce modèle, chaque fermion (boson) du modèle standard se voit associé un super-partenaire de type boson (fermion). Les super-partenaires ont été recherchés parmi les particules du modèle standard. En particulier, si la SUSY était une symétrie exacte, un boson de 511 keV, super-partenaire de l'électron, aurait dû être observé. Leur non-détection nécessite de supposer que la SUSY est brisée, ce qui double le nombre de particules par rapport au modèle standard :

¹Ce modèle n'utilise qu'un seul opérateur de supersymétrie.

Particules du modèle standard		Partenaires supersymétriques			
Symbole	Nom	Etats propres d'interaction		Etats propres de masse	
		Symbole	Nom	Symbole	Nom
$q = d, c, b, u, s, t$	quark	\tilde{q}_L, \tilde{q}_R	squark	\tilde{q}_1, \tilde{q}_2	squark
$l = e, \mu, \tau$	lepton	\tilde{l}_L, \tilde{l}_R	slepton	\tilde{l}_1, \tilde{l}_2	slepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	neutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
g	gluon	\tilde{g}	gluino	\tilde{g}	gluino
W^\pm	boson W	\tilde{W}^\pm	wino	}	chargino
H^-	boson de Higgs	\tilde{H}_1^-	higgsino		
H^+	boson de Higgs	\tilde{H}_2^+	higgsino		
B	boson B	\tilde{B}	bino	}	neutralino
W^3	boson W^3	\tilde{W}^3	wino		
H_1^0	boson de Higgs	\tilde{H}_1^0	higgsino		
H_2^0	boson de Higgs	\tilde{H}_2^0	higgsino		
H_3^0	boson de Higgs				

TAB. 15.2 – Particules du modèle standard et leurs partenaires dans le modèle MSSM. Tableau extrait de [216].

- les fermions sont associés à des super-bosons de spin 0. Les quarks et les leptons ont des partenaires scalaires appelés squarks et sleptons.
- les bosons sont associés à des super-fermions de spin 1/2. Les gluons, et les bosons W^i, B ont des partenaires fermioniques appelés gluinos (\tilde{g}), winos (\tilde{W}^i) et bino (\tilde{B}), respectivement.

Par ailleurs, la SUSY nécessite l'introduction d'un deuxième doublet de Higgs et associe un Higgsino de spin 1/2 à chaque boson de Higgs, afin de donner des masses aux quarks de type "up" et aux quarks de type "down". Le tableau 15.2 résume le contenu en champs du MSSM.

Dans le MSSM, les fermions neutres \tilde{W}^3 et \tilde{B} ne sont pas états propres de masse, et se mélangent avec les Higgsinos neutres pour donner quatre neutralinos. De même, les fermions chargés \tilde{W}^\pm se mélangent aux Higgsinos chargés pour donner les charginos :

$$\tilde{\chi}_i^0 = a_i \tilde{B} + b_i \tilde{W}^3 + c_i \tilde{H}_1^0 + d_i \tilde{H}_2^0 \quad (i = 1 \dots 4) \quad (15.1)$$

$$\tilde{\chi}_i^\pm = a_i \tilde{W}^\pm + b_i \tilde{H}^\pm \quad (i = 1, 2) \quad (15.2)$$

Dans les modèles MSSM, l'apparition des super-bosons associés aux quarks permet l'échange de bosons de charge fractionnaire dans les interactions. Ceci offre notamment de nouveaux canaux pour la désintégration du proton. Afin d'expliquer sa stabilité, un nouveau nombre quantique appelé la R-parité est introduit :

$$R = (-1)^{3B+L+2S}, \quad (15.3)$$

où B est le nombre baryonique, L le nombre leptonique, et S le spin de la particule. Les particules du modèle standard ont donc une R-parité de +1, alors que les super-partenaires ont une R-parité de -1. Une conséquence essentielle de la conservation de la R-parité dans les interactions entre particules est que la particule supersymétrique la plus légère est stable. La particule stable la plus légère (LSP) n'est pas nécessairement neutre, et lorsqu'elle l'est, celle-ci constitue un bon candidat pour la matière noire. La situation la plus étudiée est celle pour laquelle le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ est la LSP [182]. Dans le cadre de la cosmologie, la LSP doit être électriquement neutre et ne pas subir l'interaction forte, sinon elle formerait des isotopes lourds [215]. Des particules autres que le neutralino le plus léger, comme le gravitino, peuvent présenter les bonnes propriétés pour être candidats à la matière noire froide.

Plus de 100 paramètres libres décrivent le MSSM, limitant considérablement son pouvoir prédictif. Il est donc nécessaire de faire des hypothèses simplificatrices pour réduire le nombre de paramètres, et avoir un modèle qui puisse être facilement testé.

15.2.2 Le modèle MSSM phénoménologique

Le modèle MSSM phénoménologique (pMSSM) contient un nombre restreint de paramètres. Il est souvent utilisé pour faire des prédictions. Un exemple de pMSSM est utilisé dans le code DarkSUSY [217]. Celui-ci est défini par 7 paramètres libres (définis à une échelle d'unification de l'ordre de 10^{15} GeV) :

- μ la masse commune aux Higgsinos
- M_2 la masse commune aux jauginos (gluinos, winos et bino)
- $\tan\beta$ le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs
- M_A la masse du boson de Higgs pseudo-scalaire
- m_0 la masse commune des particules scalaires
- A_b et A_t les couplages trilineaires apparaissant dans les termes de brisure SUSY

Les études SUSY menées par la suite l'ont été dans ce cadre, en utilisant micrOMEGAs v1.37 [218] pour la génération des modèles pMSSM. Le code DarkSUSY [217] a aussi été utilisé pour la génération des modèles pour les analyses de matière noire au Centre Galactique (chapitre 16) et vers la galaxie naine du Sagittaire (chapitre 18). Un large balayage des paramètres a été effectué aléatoirement. Environ 10^4 modèles ont été créés en balayant les intervalles indiqués dans le tableau 15.3 pour chaque paramètre. Les contraintes imposées par les expériences sur accélérateurs ² sont ensuite prises en compte, et les modèles dans lesquels la particule la plus légère est le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ sont conservés. Les sections efficaces d'annihilation et les densités reliques correspondantes sont ensuite calculées en fonction de la masse du neutralino.

Paramètres pMSSM
$100 \text{ GeV} \leq \mu \leq 30 \text{ TeV}$
$100 \text{ GeV} \leq m_0 \leq 1 \text{ TeV}$
$1,2 \leq \tan\beta \leq 60$
$10 \text{ GeV} \leq M_2 \leq 50 \text{ TeV}$
$50 \text{ GeV} \leq M_A \leq 10 \text{ TeV}$
$-3 \text{ TeV} \leq A_{t,b} \leq 3 \text{ TeV}$

TAB. 15.3 – Balayage des paramètres du pMSSM pour la génération des modèles.

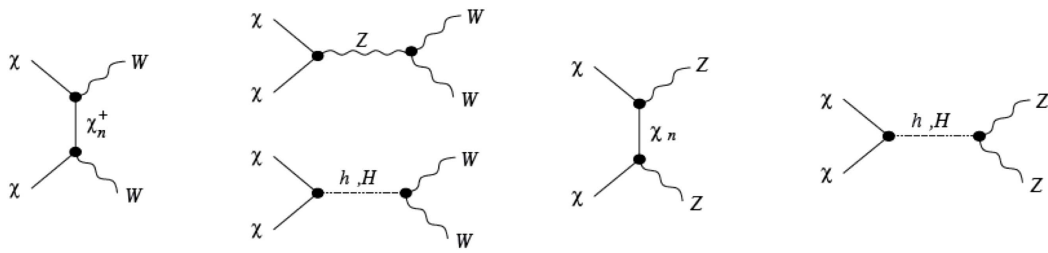
15.2.3 Le spectre γ d'annihilation

Les principaux canaux d'annihilation des neutralinos donnent des paires de fermion-antifermion, des paires de bosons de jauge (figure 15.1(a)), et des états finals contenant des bosons de Higgs. Les sections efficaces sont calculées dans [182] et sont de l'ordre de $10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$: la densité relique des neutralinos est naturellement compatible avec les contraintes cosmologiques (chapitre 14).

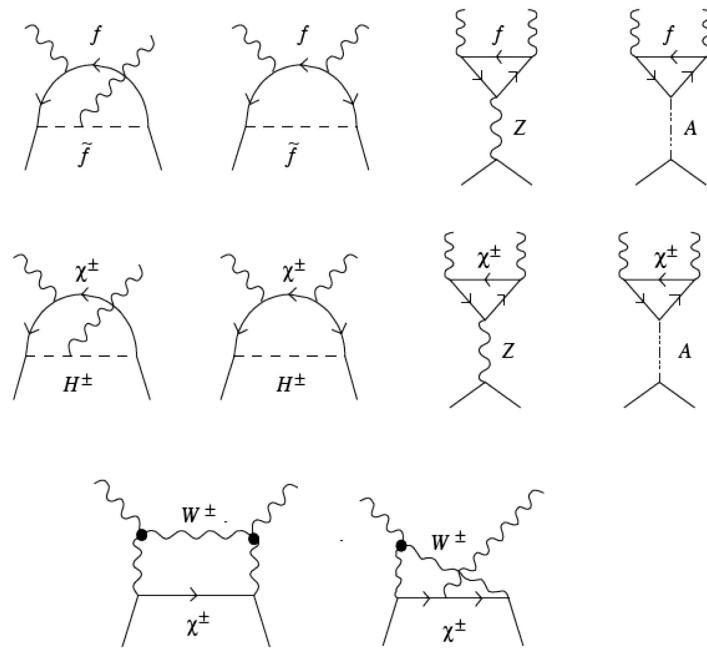
Dans la limites des faibles vitesses relatives pour les neutralinos, le canal fermion-antifermion est très supprimé par des contraintes d'hélicité [182]. Cependant, pour des modèles pMSSM où le neutralino (la particule la plus légère) et le slepton tau (la deuxième particule la plus légère) ont des masses très voisines, la contribution de ce canal d'annihilation peut s'avérer importante. Il peut en effet donner lieu à une augmentation significative du flux γ d'un facteur $\sim 10^3$ [219] par des processus de "bremsstrahlung interne" : les particules virtuelles échangées lors du processus d'annihilation, ou bien les fermions de l'état final, peuvent rayonner des γ (figure 15.2).

L'annihilation en bosons de jauge de l'interaction faible est autorisée dès que la masse du neutralino est supérieure à la masse des bosons. Ces canaux sont dominants pour des neutralinos à forte composante Higgsino. Dans ce cas, les particules finales sont les produits de désintégration du Z^0 et des W^\pm ($\sim 70\%$ de hadrons et $\sim 30\%$ de leptons). Les produits de désintégration s'hadronisent pour donner lieu à l'émission d'un continuum de photons γ .

²Les contraintes sur accélérateurs généralement utilisées (voir PDG 2006) sont celles sur la masse du neutralino ($m_{\tilde{\chi}_1^0} \geq 46 \text{ GeV}$), sur la masse des charginos ($m_{\tilde{\chi}_i^\pm} \geq 103 \text{ GeV}$) et la masse du boson de Higgs ($m_{H^0} \geq 114 \text{ GeV}$).



(a) Annihilation de neutralinos en bosons de jauge



(b) Annihilation de neutralinos en paire de photons

FIG. 15.1 – Diagrammes contribuant à l'annihilation de neutralinos. (a) En bosons de jauge de l'interaction faible. (b) En paire de photons.

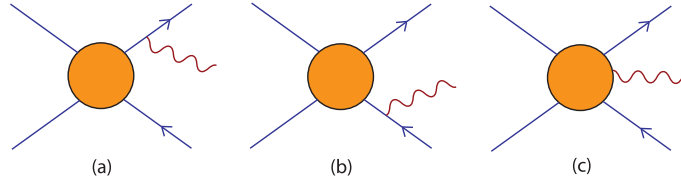


FIG. 15.2 – Diagrammes d’annihilation de neutralinos en paire de fermion-antifermion avec processus de bremsstrahlung interne. (a) et (b) correspondent aux diagrammes où les particules de l’état final rayonnent un photon. Le diagramme (c) correspond au cas où les particules virtuelles échangées rayonnent un photon. Figure tirée de [219].

Les canaux d’annihilation en paire de γ et en paire de $Z^0\gamma$ sont intéressants dans la mesure où ils conduisent à des signaux quasi-monochromatiques lorsque les neutralinos sont non-relativistes : respectivement aux énergies $E_\gamma = m_\chi$ et $E_\gamma = m_\chi(1 - m_{Z^0}^2/4m_\chi^2)$. L’observation de ces raies par des détecteurs γ serait une preuve directe du processus d’annihilation. Cependant, ces canaux d’annihilation sont supprimés d’un facteur $\alpha^2 = (1/137)^2$ (α est la constante de structure fine) car ils impliquent la présence d’une boucle dans leur diagrammes (figure 15.1(b)).

La détection indirecte de l’annihilation de neutralinos avec H.E.S.S. consiste donc à rechercher un continuum de photons issus de l’hadronisation des produits de désintégration des bosons de jauge de l’interaction faible. Une paramétrisation de ce continuum d’annihilation des neutralinos en γ est utilisée (paramétrisation de Bergström et al.) [185] :

$$\frac{dN}{dx} = p_1 \times \frac{e^{-p_2x}}{x^{p_3} + p_4} \quad \text{si } x \leq 1 \quad (15.4)$$

$$= 0 \quad \text{sinon,} \quad (15.5)$$

avec $x=E_\gamma/m_\chi$, où E_γ est l’énergie du photon et m_χ la masse du neutralino. Cette paramétrisation ajuste bien les simulations PYTHIA de l’annihilation de neutralinos massifs à forte composante Higgsino. Ce spectre a l’avantage de reproduire de façon moyenne un spectre d’annihilation de neutralinos quelconque, car celui-ci est intermédiaire aux spectres extremum d’annihilations (en terme de flux) dans les modèles pMSSM. Ces spectres extremum correspondent aux canaux d’annihilation $\chi\chi \rightarrow \tau^+\tau^-$ et $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$. Ils sont montrés figure 15.3 avec la paramétrisation correspondant aux equations 15.4 et 15.5. Les valeurs des paramètres p_i sont données dans le tableau 15.4. Le spectre d’annihilation suit typiquement une loi de puissance d’indice spectral 1,5, avec une coupure exponentielle à la masse du neutralino.

p_1	p_2	p_3	p_4
0.73	7.8	1.5	2×10^{-4}

TAB. 15.4 – Valeurs des paramètres utilisés pour décrire le spectre d’annihilation des neutralinos.

Une autre paramétrisation du spectre γ issu de l’annihilation de neutralinos est parfois utilisée (paramétrisation de Tasitsiomi et al.), et s’appuie sur les fonctions de fragmentation des quarks et de gluons [220].

15.3 Les modèles à dimensions supplémentaires

Les particules de Kaluza-Klein apparaissent dans les modèles à dimensions supplémentaires. Bien que notre monde soit usuellement décrit à l’aide de trois dimensions d’espace et une de temps, il est possible que des dimensions supplémentaires existent à des échelles spatiales très petites. Dans ces modèles, l’espace-temps à 4 dimensions habituel est une structure appelée *brane*

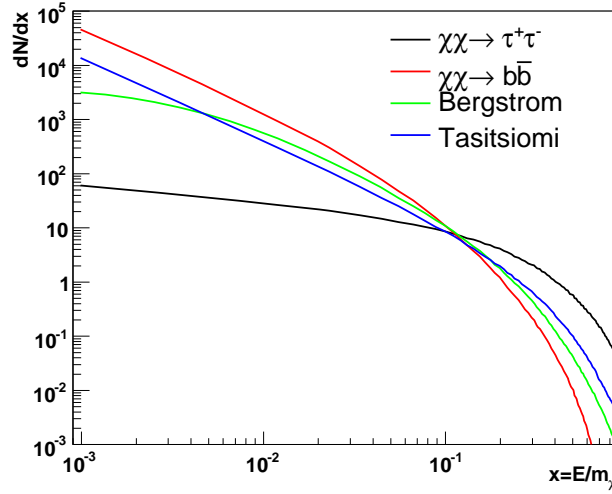


FIG. 15.3 – Spectre γ attendu pour l'annihilation de neutralinos dans le cadre des modèles pMSSM. La paramétrisation illustrée par les équations 15.4 et 15.5 est indiquée Bergstrom dans la légende. Ce spectre a été tracé avec deux autres spectres représentant des canaux d'annihilation donnant des flux γ extrêmes (voir texte). La paramétrisation de Tasitsiomi et al. [220] est aussi tracée.

contenue dans un espace-temps à $4+\delta$ dimensions appelé *bulk* (δ est le nombre de dimensions rajoutées). Dans beaucoup de modèles, comme les modèles ADD (Arkani-Hamed, Dimopoulos et Dvali) [221] ou les modèles de Randall-Sundrum [222], les champs du modèle standard sont confinés dans la brane, et seule la gravité peut se propager dans le bulk. Dans le cas des modèles à dimensions supplémentaires universelles (UED), tous les champs sont libres de se propager dans le bulk.

Les dimensions supplémentaires sont supposées se compactifier sur des cercles (ou autres topologies) de taille R : l'impulsion des champs pouvant se propager dans le bulk est alors quantifiée en unités de $p^2 \sim 1/R^2$. Les champs du modèle standard peuvent donc acquérir de nouvelles excitations, appelées modes de Kaluza-Klein (ou tour de Kaluza-Klein), de masses $m_n = n/R^2$ (figure 15.4).

15.3.1 La particule $B^{(1)}$ de Kaluza-Klein

Les modèles à dimensions supplémentaires universelles fournissent un candidat à la matière noire, la particule de Kaluza-Klein la plus légère (LKP). Cette particule est stable si la K -parité (ou parité de Kaluza-Klein) est conservée dans les interactions entre particules, c'est-à-dire si la quantité $(-1)^n$ est conservée à chaque vertex. Ceci implique par exemple que l'état $n = 1$ ne peut pas se désintégrer vers l'état $n = 0$, et donc que la LKP est stable. La première excitation du photon et du neutrino sont de bons candidats à la matière noire, et ont la même masse au premier ordre. Nous nous intéresserons ici à la première excitation du photon que l'on nomme la particule $B^{(1)}$.

La densité relique de $B^{(1)}$ a été calculé dans [223] : elle est compatible avec la mesure de Ω_{CDM} (chapitre 14) si $400 \text{ GeV} \leq m_{B^{(1)}} \leq 1200 \text{ GeV}$ (figure 15.5).

15.3.2 Le spectre γ d'annihilation des particules $B^{(1)}$

Les rapports d'embranchement de l'annihilation des particules $B^{(1)}$ ne dépendent pas de leur masse [216] dans la limite où $m_{B^{(1)}}$ est grand devant la masse des produits d'annihilation. Contrai-

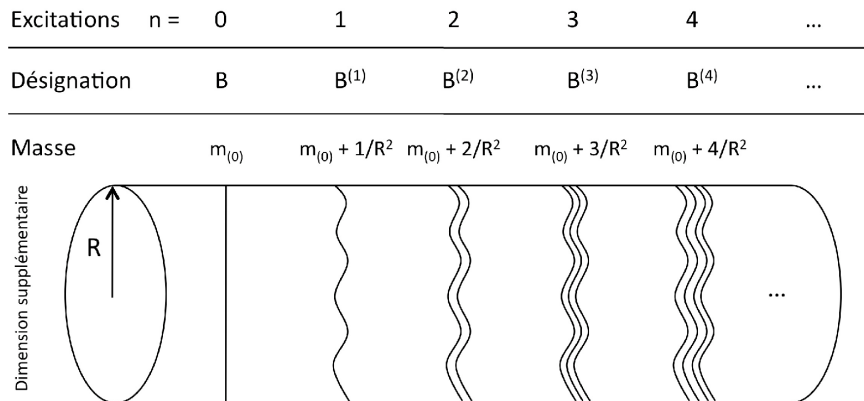


FIG. 15.4 – **Représentation schématique des différents états de Kaluza-Klein.** Ici est illustré un modèle à une dimension supplémentaire ($\delta = 1$) compactifiée sur un cercle. Figure inspirée de [181].

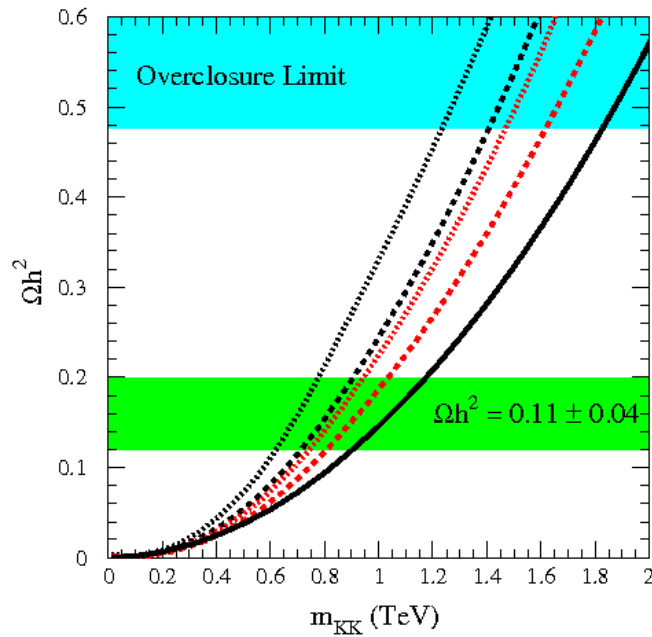


FIG. 15.5 – **Densité relicue en fonction de la masse de la particule $B^{(1)}$.** La ligne continue correspond au calcul de la densité relicue sans co-annihilations. Les lignes pointillées indiquent les cas où il y a des co-annihilations avec la première excitation de l'électron droit $e_R^{(1)}$ (courbes noires : $\Delta = 0,01$, courbes rouges $\Delta = 0,05$, où Δ est la différence relative de masse entre $B^{(1)}$ et $e_R^{(1)}$). Figure adaptée de [223].

rement au cas de la supersymétrie, il n'y a pas de suppression chirale des canaux d'annihilations en fermion-antifermion [224]. En particulier, les annihilations en paires de leptons chargés et paires de quarks sont dominantes. Les diagrammes correspondants sont montrés figure 15.6. Les rapports d'embranchement pour les différents canaux d'annihilation sont donnés dans le tableau 15.5. Dans le cas où les particules $B^{(1)}$ sont non-relativistes, la section efficace d'annihilation en paire de fermions s'écrit [223] :

$$\langle\sigma v\rangle\sim\frac{1}{2}\times\frac{95g_1^2}{324\pi m_{B^{(1)}}^2}\quad(15.6)$$

$$\langle\sigma v\rangle\sim 0,4\times 10^{-26}\text{cm}^3\text{s}^{-1}\left(\frac{1\text{TeV}}{m_{B^{(1)}}}\right)^2,\quad(15.7)$$

où g_1 est le couplage de jauge de $U(1)_Y^3$.

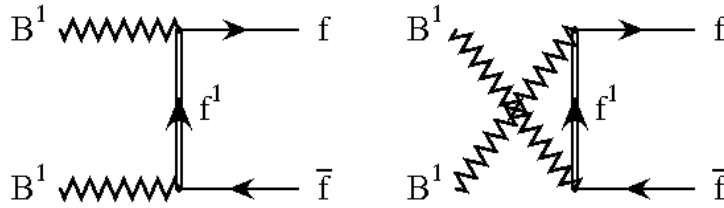


FIG. 15.6 – Canaux d'annihilation de la particule $B^{(1)}$ conduisant à des fermions [223].

Canal d'annihilation	Rapport d'embranchement
paire de leptons chargés	59%
paire de quarks	35%
paire de neutrinos	4%
bosons de jauge	1,5%
bosons de Higgs	0,5%

TAB. 15.5 – Rapports d'embranchement des différents canaux d'annihilation de la particule $B^{(1)}$.

Les voies d'annihilation de $B^{(1)}$ en leptons chargés (e , μ , τ), et en quark ont été simulées avec PYTHIA pour calculer le spectre γ associé. Les canaux d'annihilation en neutrinos, bosons de jauge et bosons de Higgs ont été négligés. Les spectres γ pour différentes masses de particules $B^{(1)}$ sont montrés figure 15.7. Le flux γ attendu dépend seulement de la masse de la particule.

15.4 Les particules de type axion

Les axions sont des particules pseudo-scalaires issues de la brisure de la symétrie de Peccei-Quinn, laquelle est invoquée pour expliquer l'absence de violation de la symétrie CP dans les interactions fortes [225, 226, 227]. Ces particules restent de nature hypothétique car elles n'ont pour l'instant jamais été détectées. Bien que très légères ($m_a \ll 1\text{eV}$), ces particules sont de bons candidats à la matière noire froide car elles auraient été produites non-thermiquement pendant les premiers instants de l'Univers. Une propriété intéressante des axions est qu'ils peuvent osciller en photons sous l'effet d'un champ électrique/magnétique extérieur : c'est l'effet Primakoff [228]. Nous appelons ici particules de type axion (ou ALPs pour *Axion-like particles* en anglais), toute particule pouvant se coupler aux photons via l'effet Primakoff.

³ $g_1 = g_2 \tan \theta_w$, $g_2 = e/\sin \theta_w$, où g_2 est la constante de couplage du groupe de jauge $SU(2)_L$, e la charge électrique et θ_w l'angle de Weinberg.

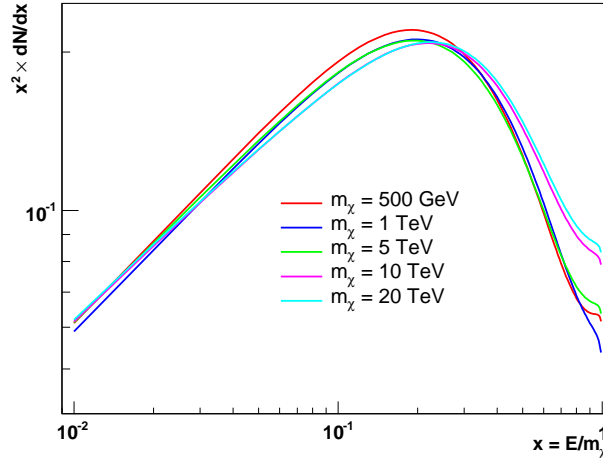


FIG. 15.7 – Spectre γ attendu pour l'annihilation de particules $B^{(1)}$ dans le cadre des modèles UED. Les spectres ont été simulés avec PYTHIA pour des masses de particules $B^{(1)}$ allant de 0,5 à 20 TeV.

15.4.1 Le couplage aux photons : limites actuelles

Le Lagrangien pour le couplage des ALPs aux photons s'écrit [229] :

$$\mathcal{L}_{a\gamma} = -\frac{1}{4} g_{a\gamma} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} = g_{a\gamma} \vec{E} \cdot \vec{B} a, \quad (15.8)$$

où $g_{a\gamma} = \xi \times \alpha / 2\pi f_a$ est la constante de couplage du photon avec la particule de type axion, avec ξ un paramètre inférieur à 1, α la constante de structure fine, et f_a l'échelle d'énergie à laquelle se brise la symétrie de Peccei-Quinn. La quantité $F^{\mu\nu}$ désigne le tenseur champ électro-magnétique, \vec{E} le champ électrique, \vec{B} le champ magnétique et a le champ pseudo-scalaire associé à la particule de type axion. Pour un photon d'énergie E_γ , se déplaçant dans un domaine de taille \mathcal{S} contenant un champ magnétique \vec{B}_{ext} , la probabilité d'oscillation en ALPs s'exprime alors comme [230] :

$$P_{\text{osc}} = \sin^2 2\theta \sin^2 \left[\frac{g_{a\gamma} B}{\mathcal{S}} \sqrt{1 + \left(\frac{\mathcal{E}}{E_\gamma} \right)^2} \right], \quad (15.9)$$

où

$$\sin^2 2\theta = \frac{1}{1 + \left(\frac{\mathcal{E}}{E_\gamma} \right)^2} \quad (15.10)$$

$$\mathcal{E} = \frac{m^2}{2g_{a\gamma} B} \quad (15.11)$$

avec B la composante du champ magnétique \vec{B}_{ext} qui est parallèle au vecteur de polarisation du photon, et m la masse effective de l'ALP :

$$m^2 = |m_a^2 - \omega_{\text{pl}}^2|, \quad (15.12)$$

où m_a est la masse de l'ALP, $\omega_{\text{pl}} = \sqrt{4\pi\alpha n_e/m_e} = 0,37 \times 10^{-4} \mu\text{eV} \sqrt{n_e/\text{cm}^{-3}}$ la fréquence plasma du milieu dans lequel se propage le photon, n_e la densité en électrons, et m_e la masse de l'électron. Plusieurs expériences essaient de détecter la signature d'ALP via leur interaction avec la

lumière. Citons notamment les expériences CAST [231] (détection d'ALPs produites dans le Soleil), ADMX [232] et PVLAS [233] (recherche d'ALPs produites avec la propagation d'un faisceau lumineux dans un champ magnétique de haute intensité) qui fournissent régulièrement des limites dans le plan $(m_a, g_{a\gamma})$. L'expérience CAST a récemment posé une limite supérieure à 95% de niveau de confiance sur le couplage direct aux photons [234] : $g_{a\gamma} \leq 8,8 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ pour $m_a \leq 10^{-2} \text{ eV}$.

D'autres limites peuvent être obtenues en comptant le nombre d'étoiles de faibles masses (étoiles HB) dans les amas globulaires. L'énergie rayonnée par une étoile est estimée en prenant en compte la production thermique d'axions, ce qui permet ensuite de calculer la durée de vie de l'étoile, et donc de connaître la fraction d'étoiles HB dans un amas globulaire dont on connaît l'âge. Les limites calculées sont indépendantes de la masse et se situent aux alentours de $g_{a\gamma} \leq 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$. Une revue plus détaillée sur la recherche d'axions dans les amas globulaires est disponible dans [235]. Les mesures des paramètres cosmologiques de l'Univers peuvent aussi fournir des limites, en considérant que les axions sont de la matière noire "chaude" (c'est-à-dire des particules relativistes), au même titre que les neutrinos [236, 237]. Les contraintes sont indépendantes du couplage $g_{a\gamma}$ et donnent $m_a \leq 1 \text{ eV}$. Les diverses contraintes obtenues sont résumées sur la figure 15.8.

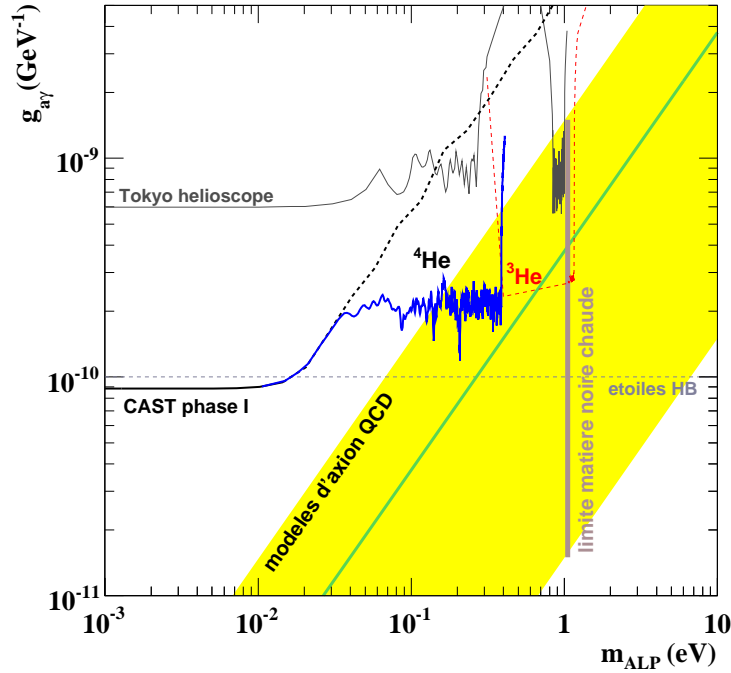


FIG. 15.8 – Contraintes actuelles dans le plan $(m_a, g_{a\gamma})$ pour la recherche de particules de type axion. Figure adaptée de [234].

15.4.2 Une signature au TeV pour la conversion photons-ALPs

L'énergie \mathcal{E} est l'énergie au-dessus de laquelle l'oscillation photon-ALP est efficace. Son expression (eq. 15.11) peut se réécrire :

$$\mathcal{E} = \left(\frac{m}{1 \mu\text{eV}} \right)^2 \left(\frac{10^{-11} \text{ GeV}^{-1}}{g_{a\gamma}} \right) \left(\frac{1 \text{ G}}{0,4 \text{ B}} \right) \text{ GeV}, \quad (15.13)$$

où B est le champ magnétique s'exprimant en Gauss ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ Tesla}$). Pour une source astrophysique dans laquelle la densité moyenne d'électrons est d'environ 1 cm^{-3} , avec un champ magnétique de l'ordre du mG, et pour une particule de type axion de masse $m_a = 10^{-6} \text{ eV}$ avec un couplage aux photons $g_{a\gamma} = 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$, on remarque que \mathcal{E} tombe dans les énergies du TeV. La recherche d'ALP peut donc se faire avec des instruments d'astronomie γ comme H.E.S.S.. L'équation 15.9 nous montre que l'oscillation photon-ALP peut intervenir dans deux cas : dans des sources compactes où le champ magnétique peut être très intense, et/ou lors de la propagation sur de grandes distances de photons traversant plusieurs domaines de champs magnétiques. Ces deux cas correspondent à la condition $g_{a\gamma} B \mathcal{L} \geq 1$ pour laquelle la probabilité d'oscillation est grande. Pour un spectre initial $F_0(E_\gamma)$, le spectre modifié après conversion d'une fraction des photons en ALPs peut se paramétrer comme [229] :

$$F_a(E_\gamma) = F_0(E_\gamma) \times \left[1 - \frac{A(E_\gamma)}{1 + (\mathcal{E}/E_\gamma)^2} \right], \quad (15.14)$$

où $A(E_\gamma)$ correspond typiquement à la deuxième fonction sinus au carré dans l'expression de la probabilité d'oscillation P_{osc} (eq. 15.9). Dans un cas idéal où la conversion est efficace, $A(E_\gamma)$ est constant et vaut en moyenne $1/3$ [229]. La figure 15.9 montre le spectre résultant de la conversion photon-ALP, avec un spectre initial en loi de puissance d'indice 2,2, pour $A = 1/3$, et pour différentes énergies \mathcal{E} au-dessus desquelles la conversion en ALPs est efficace. En comparant avec la loi de puissance, on s'attend typiquement à une déplétion du nombre de photons au-dessus de l'énergie \mathcal{E} . La recherche d'une signature spectrale de ce type vers le Centre Galactique est présentée en détails dans le chapitre 16.

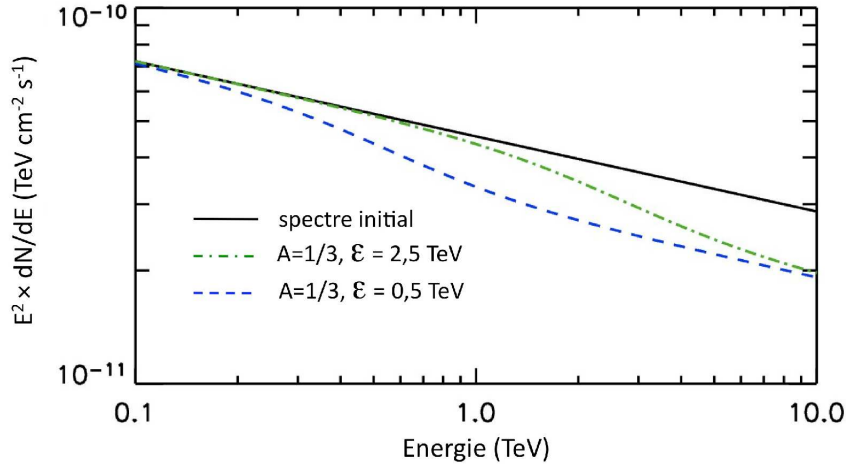


FIG. 15.9 – **Modification d'un spectre en loi de puissance après conversion de photons en ALPs.** L'efficacité de conversion est au maximum de $1/3$ ($A = 1/3$). La courbe trait-pointillée verte correspond à $\mathcal{E} = 2,5 \text{ TeV}$, et la courbe pointillée bleue à $\mathcal{E} = 0,5 \text{ TeV}$. Figure adaptée de [229].

15.5 Autres candidats

Il existe de nombreux autres candidats à la matière noire. Parmi eux, citons notamment les neutrinos stériles [238], d'autres candidats supersymétriques comme les gravitinos et les axinos (partenaires super-symétriques du graviton et de l'axion, respectivement), la matière noire issue

des modèles "Little Higgs" [239] et les wimpzillas (classés comme particules de matière noire super-lourdes) [240]. Une revue plus complète de la plupart des candidats proposés dans la littérature est donnée dans [216].

La figure 15.10 classe dans le plan $(\sigma_{\text{int}}, m_\chi)$ quelques-uns de ces (nombreux) candidats, la quantité σ_{int} donnant un ordre de grandeur de la section efficace d'interaction de l'une de ces particules avec la matière ordinaire. Le neutrino, ici indiqué en rouge, n'est pas un bon candidat à la matière noire froide.

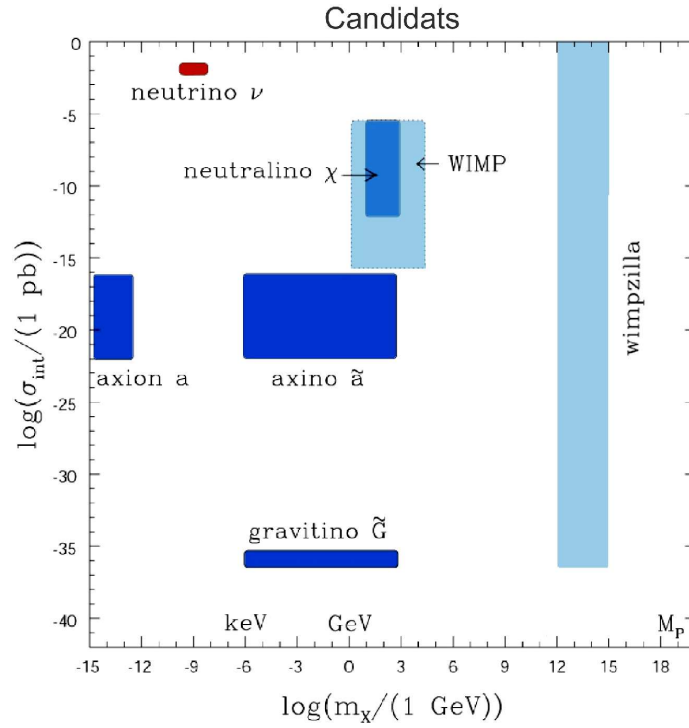


FIG. 15.10 – Classification de quelques candidats à la matière noire dans le plan $(\sigma_{\text{int}}, m_\chi)$. σ_{int} est approximativement la valeur de la section efficace d'interaction de la particule de matière noire sur la matière ordinaire. Figure adaptée de [241].

Chapitre 16

La recherche d'un signal exotique vers le Centre Galactique

Nous avons vu dans les chapitres précédents que le signal mesuré par H.E.S.S. dans la direction du Centre Galactique est probablement associé à une ou plusieurs sources astrophysiques, en particulier au trou noir Sgr A* ou/et au pulsar G359.95-0.04. Ce chapitre explore une autre possibilité, pour laquelle l'émission au TeV a une origine exotique. L'interprétation selon laquelle ce signal provient de l'annihilation de particules de matière noire est discutée dans une première partie. La seconde partie de ce chapitre est dédiée à la recherche d'une signature spectrale dans les données, due à la conversion de γ en particules de type axion.

16.1 La recherche de matière noire

Ce paragraphe est consacré à la recherche de matière noire vers le Centre Galactique, en utilisant les données prises en 2004 avec H.E.S.S.. Il s'inspire de ce qui a été présenté dans [13, 96].

16.1.1 Première hypothèse : matière noire seulement

En première hypothèse, le signal au Centre Galactique est supposé uniquement provenir de l'annihilation de particules de matière noire. Cette hypothèse est testée en ajustant les données 2004 avec un spectre γ issu de l'annihilation de matière noire. Deux types de spectres d'annihilation ont été testés : ceux intervenant d'une part dans les modèles pMSSM (paragraphe 15.2.2), et ceux intervenant d'autre part dans les modèles à dimensions supplémentaires de type Kaluza-Klein (paragraphe 15.3). Dans ces modèles, le spectre γ d'annihilation est grossièrement décrit par une loi de puissance d'indice $\Gamma = -1,5$ avec une coupure à la masse de la particule de matière noire. En guise d'exemple, la figure 16.1 montre les données 2004 ajustées avec trois spectres différents : un spectre pMSSM dans lequel le neutralino a une masse de 14 TeV, un spectre UED pour lequel la particule $B^{(1)}$ a une masse de 5 TeV, et un spectre issu de l'annihilation de deux WIMPs de 10 TeV en $\tau^+\tau^-$ (30%) et $b\bar{b}$ (70%), respectivement. La partie grisée correspond à l'ajustement des données par une loi de puissance d'indice $\Gamma = 2,25 \pm 0,04_{\text{stat}} \pm 0,1_{\text{syst}}$ [96]. Les données ne sont pas bien ajustées par de tels spectres, surtout à basse (< 1 TeV) et haute énergie (> 7 TeV). On comprend dès à présent que l'hypothèse selon laquelle l'émission détectée au Centre Galactique provient exclusivement de l'annihilation de matière noire est hautement improbable.

Annihilation de neutralinos dans les modèles pMSSM

Dans le cas d'annihilation de neutralino massifs, les canaux d'annihilation dominants sont en paires de bosons de jauge W^+, W^-, Z^0, Z^0 et en paires de quarks-antiquarks (paragraphe 15.2.3). Le spectre d'annihilation des neutralinos est alors bien ajusté par l'équation 15.4. L'ajustement

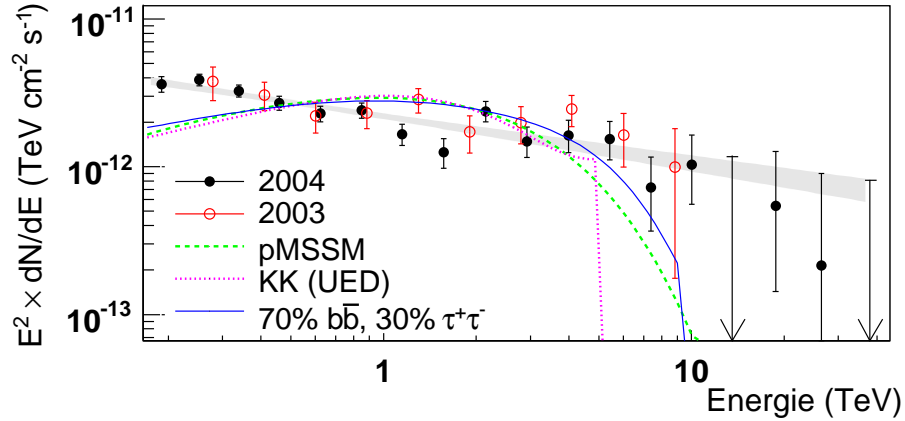


FIG. 16.1 – Données 2004 du Centre Galactique ajustées par différents spectres d'annihilation de matière noire. Le spectre est en représentation $E^2 \times dN/dE$. La partie grisée représente le meilleur ajustement des données par une loi de puissance ($\Gamma = 2,25 \pm 0,04_{\text{stat}} \pm 0,1_{\text{syst}}$). L'ajustement par un spectre d'annihilation a été réalisé dans le cadre des modèles pMSSM (courbe pointillée verte), UED (courbe pointillée rose) et pour une particule s'annihilant dans les canaux $\tau^+\tau^-$ (30%) et $b\bar{b}$ (70%), respectivement. Figure adaptée de [96].

de cette forme spectrale sur les données s'est faite en utilisant la méthode décrite dans le chapitre 5. Différentes masses de neutralinos ont été testées (voir tableau 16.1), et chaque spectre associé à été comparé à l'ajustement des données par le spectre en loi de puissance. La probabilité du χ^2 équivalent est donnée en fonction de la masse du neutralino m_χ sur la figure 16.2(a). Celle-ci est toujours inférieure à $\sim 10^{-10}$, et exclu donc à un niveau de 8σ l'hypothèse selon laquelle le signal vu au Centre Galactique est exclusivement issu de l'annihilation de WIMPs.

Annihilation de particules $B^{(1)}$ dans les modèles UED

Dans le cas d'annihilation de particules $B^{(1)}$ de Kaluza-Klein, les canaux d'annihilation dominants sont en paires de leptons chargés. La forme spectrale résultante est décrite dans la section 15.3.2. Celle-ci est comparée de la même façon au spectre en loi de puissance. Les masses testées sont données dans le tableau 16.1. La probabilité du χ^2 équivalent est donnée en fonction de $m_{B^{(1)}}$ sur la figure 16.2(b). Elle est toujours inférieure à 10^{-18} , ce qui exclue cette forme spectrale à un niveau de 10σ .

Particule	Masse (TeV)
Neutralino χ	1 - 3 - 5 - 8 - 10 - 11 - 12 - 13 - 16 - 20 - 25 - 30
Kaluza-Klein $B^{(1)}$	0,4 - 0,5 - 0,8 - 1 - 5 - 10 - 20

TAB. 16.1 – Masses des neutralinos et particules $B^{(1)}$ testées pour les ajustements des spectres d'annihilation.

16.1.2 Seconde hypothèse : matière noire + fond astrophysique

Le signal au Centre Galactique trouve probablement son origine dans une ou plusieurs émission(s) astrophysique(s) standard(s), avec des sources comme le trou noir Sgr A* ou le pulsar G359.95-0.04. Dans le domaine d'énergie couvert par H.E.S.S., les mécanismes d'accélération des particules donnent souvent lieu à une émission γ en loi de puissance, avec parfois un décrochement

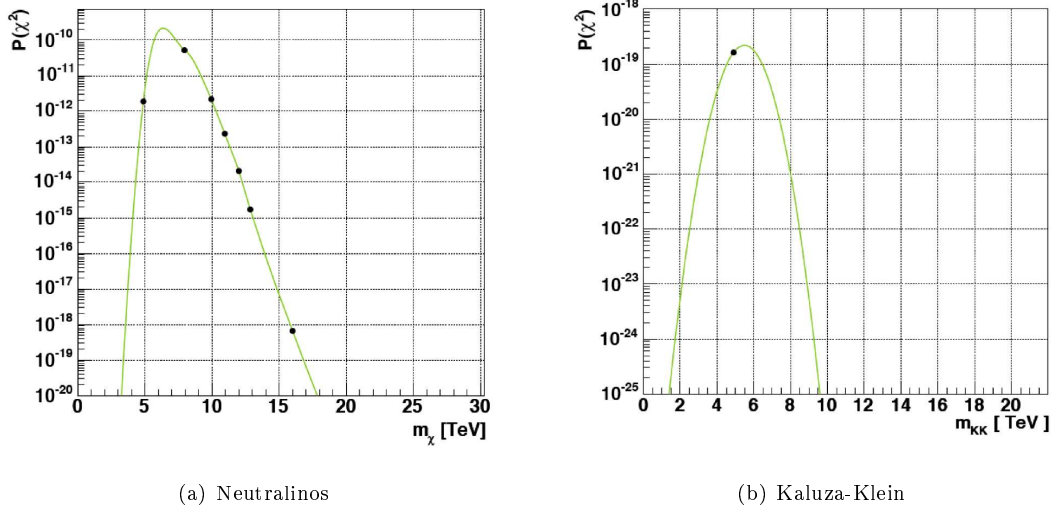


FIG. 16.2 – **Comparaison des spectres d’annihilation de matière noire avec les données 2004.** Probabilité de l’ajustement des données par des spectres d’annihilation de neutralinos, avec une paramétrisation de Bergström et al (eq. 15.4) (a) ou de particules $B^{(1)}$ de Kaluza-Klein (b) en fonction de leur masse. Figures tirées de [13].

supplémentaire à haute énergie (> 1 TeV). Les données 2004 sont bien ajustées par une loi de puissance pure, sans aucune indication de coupure à haute énergie.

Une seconde hypothèse pour la recherche d’un signal de matière noire consiste donc à dire que le signal est la superposition d’une émission astrophysique standard dont le spectre est en loi de puissance pure, et d’une émission exotique (plus faible) due à l’annihilation de matière noire dont le spectre dépend de la masse des WIMPs, et du spectre d’annihilation considéré. L’ajustement de la superposition de ces deux spectres sur les données permet de déterminer la fraction maximale du signal provenant de l’annihilation de WIMPs, en fonction de leur masse. Ceci permet alors de dériver des contraintes sur la section efficace d’annihilation de ces particules. Le calcul du facteur astrophysique (eq. 14.14) s’est fait en supposant un profil de NFW pour le halo de matière noire galactique, avec les paramètres décrits dans le chapitre 14, et un angle solide d’observation $\Delta\Omega = 2 \times 10^{-5}$ sr. Les résultats sont montrés sur la figure 16.3. Les limites supérieures sont de l’ordre de 10^{-24} cm³ s⁻¹, un à deux ordres de grandeur au-dessus des prédictions des modèles compatibles avec les contraintes cosmologiques. De plus, les incertitudes sur la forme et la densité du halo de matière noire au Centre Galactique se traduisent par des incertitudes de ± 2 ordres de grandeurs sur la valeur du facteur astrophysique et donc sur les limites. Les limites seraient par exemple baissées d’un facteur 500 pour le profil de Moore, excluant la plupart des modèles.

D’autre part, la même analyse sur les données 2004-2006 n’aurait pas apporté de contraintes significativement meilleures. Les limites sur $\langle\sigma v\rangle$ évoluent en $\sim 1/\sqrt{T}$, et le temps d’observation total pour les données 2004-2006 est d’une centaine d’heures. En comparaison avec les 50 h d’observation pour les données 2004 seules, les limites n’auraient été améliorées que d’un facteur $\sim \sqrt{2}$.

16.2 La recherche de particules de type axion

Ce paragraphe présente rapidement la recherche d’une signature spectrale due à la conversion de particules de type axion (ALPs) en photon dans les données du Centre Galactique. Les propriétés des particules de type axions ont été discutées dans le paragraphe 15.4. La forme spectrale donnée

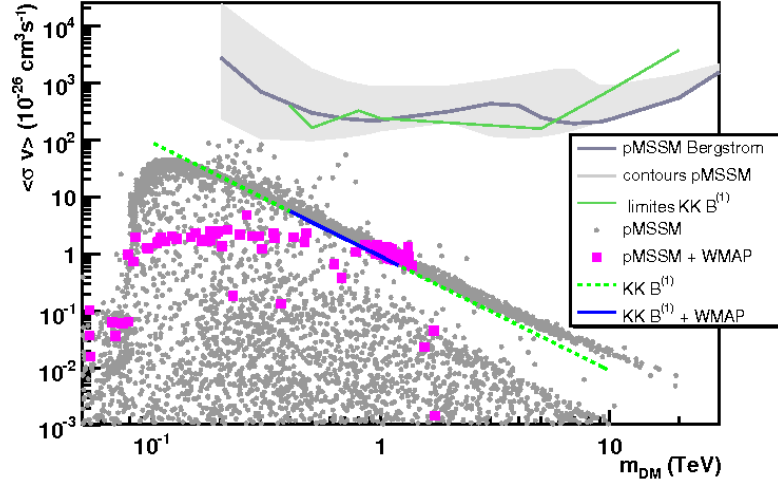


FIG. 16.3 – Limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur $\langle\sigma v\rangle$ pour les données 2004 du Centre Galactique, en fonction de la masse de la particule de matière noire. Les modèles pMSSM (points gris) et UED (trait pointillé vert) sont considérés. Les points roses et le trait bleu sont les modèles pMSSM et UED compatibles avec la mesure de Ω_{CDM} , respectivement. La courbe d'exclusion correspondant à la paramétrisation de Bergström pour les modèles pMSSM (eq 15.4) est en noire. Les contours pMSSM correspondent aux spectres d'annihilation en $\tau^+\tau^-$ et $b\bar{b}$, qui sont des cas optimistes et pessimistes en terme de flux γ . La courbe d'exclusion associée aux modèles UED est en vert. Figure adaptée de [242].

par l'équation 15.14 est ajustée sur les données 2004-2006, en faisant l'hypothèse que la courbure à haute énergie est exclusivement due à la conversion de photons γ en ALPs. Dans l'ajustement des données, le spectre (initial) $F_0(E)$ est une loi de puissance d'indice fixé $\Gamma = -2,2$. Le paramètre A qui définit l'amplitude de la déplétion du spectre à haute énergie est fixé à $1/3$. Cette valeur est la fraction maximale moyenne attendue du nombre de photons γ qui se convertissent en ALPs [229]. Il est important de noter que cette valeur est estimée pour un cas idéal. Le cas dans lequel nous nous plaçons ici est donc optimiste. La figure 16.4(a) montre les probabilités de χ^2 obtenues pour les ajustements de données 2004-2006 par cette forme spectrale, en faisant varier l'énergie \mathcal{E} au-dessus de laquelle la conversion photons-ALPs devient efficace. Seule la normalisation du flux ϕ_0 est libre dans l'ajustement. Les probabilités de χ^2 obtenues ne sont pas meilleures que 6×10^{-3} , ce qui exclue donc à un niveau de plus de 3σ la courbure comme étant due à un effet de conversion de photon en ALPs à la source. Pour illustrer ce point, la figure 16.4(b) montre le meilleur ajustement des données. La paramètre \mathcal{E} vaut dans ce cas $8,6 \pm 8,4$ TeV. Les points à haute énergie ne sont pas correctement ajustés par ce spectre.

16.3 Conclusion

Le spectre γ mesuré vers le Centre Galactique par H.E.S.S. avec les données 2004 est en loi de puissance. Ce dernier est aussi bien incompatible avec un spectre d'annihilation de matière noire qu'avec un spectre résultant de la conversion de γ en ALPs. L'ajustement des données 2004 par la superposition d'un spectre en loi de puissance (caractérisant une émission astrophysique standard) et d'un spectre d'annihilation de matière noire a permis de calculer des limites sur $\langle\sigma v\rangle$. Les limites atteintes sur $\langle\sigma v\rangle$ sont de $\sim 10^{-23}\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ dans les modèles pMSSM et de $\sim 10^{-24}\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ dans les modèles à dimensions supplémentaires de type Kaluza-Klein. Les incertitudes sur ces limites sont principalement dues aux incertitudes sur le profil de matière noire et se montent à ± 2 ordres

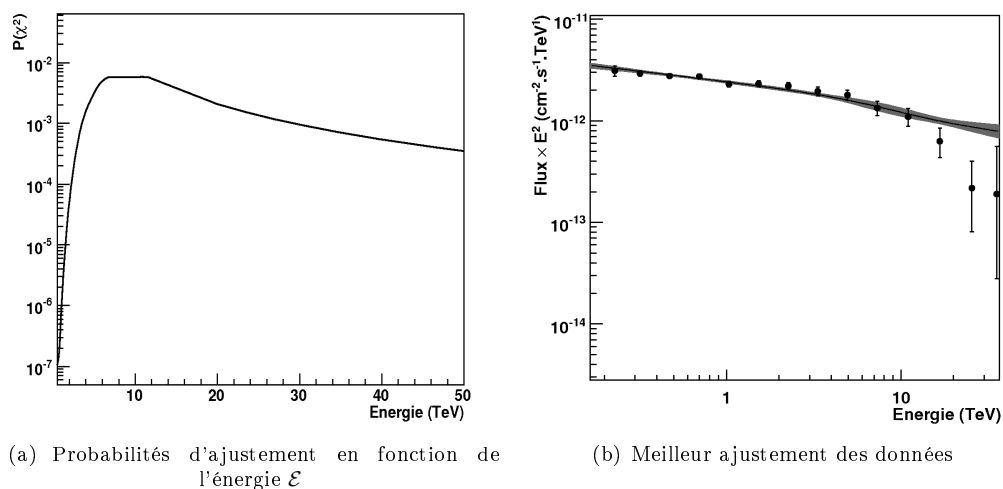


FIG. 16.4 – Ajustement des données 2004-2006 du Centre Galactique par une forme spectrale de type conversion photons-ALPs. La forme analytique du spectre est donnée par l'équation 15.14. Dans l'ajustement, seule la normalisation du flux ϕ_0 est un paramètre libre. (a) Probabilités de l'ajustement des données, en fonction de \mathcal{E} . (b) Meilleur ajustement. Dans ce cas, la valeur de \mathcal{E} est $8,6 \pm 8,4$ TeV, avec un χ^2/dof de 44/23.

de grandeurs.

Chapitre 17

La recherche de matière noire vers Canis Major

Les galaxies naines sphéroïdales sont des objets très peu lumineux et sont dominées par la matière noire. Ce sont des cibles astrophysiques intéressantes pour la recherche indirecte d'un (faible) signal γ issu de l'annihilation de WIMPs. Ce chapitre présente de manière détaillée les contraintes obtenues avec H.E.S.S. sur des modèles de matière noire avec les observations de Canis Major. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication et sont aussi décrits dans [166].

17.1 Une déformation du disque galactique, ou une galaxie naine ?

Canis Major est une surdensité d'étoiles découverte en 2004 [243] avec le relevé 2MASS¹ en direction de la constellation du grand chien. Sa nature et son origine restent toujours non-établies et font l'objet de nombreux débats. Deux scénarios expliquent correctement les observations :

- Cette surdensité d'étoiles est simplement une déformation locale du disque galactique [244]. En effet, les étoiles observées dans cette région appartiendraient à la même population que les étoiles du disque galactique, car celles-ci ont des propriétés cinématiques similaires. De telles déformations sont communément observées dans les galaxies spirales comme la Voie Lactée.
- Canis Major est le vestige d'une galaxie naine qui serait absorbée par la Voie Lactée [243]. Sa masse, sa forme elliptique et sa luminosité sont similaires à celles de la plupart des galaxies naines du Groupe Local. Cette galaxie se désagrègerait et laisserait dans son sillage de nombreuses étoiles arrachées au fur et à mesure que celle-ci orbite autour de la Voie Lactée, à cause des effets de marée. Sa lente dislocation expliquerait alors l'origine de l'anneau d'étoiles Monoceros².

À l'heure actuelle, aucune de ces deux interprétations n'est privilégiée par les données. L'interprétation selon laquelle cet objet serait une galaxie naine est d'un grand intérêt pour la recherche indirecte de matière noire. C'est pourquoi dans la suite nous nous placerons dans le scénario où Canis Major est une galaxie naine.

Canis Major est située vers l'anti-centre galactique, à environ 8 kpc du Soleil [245] ce qui fait d'elle la galaxie naine la plus proche jamais observée à ce jour. Celle-ci est très étendue (environ $10^\circ \times 10^\circ$), à cause des forts effets de marée qu'elle subit de la part de la Voie Lactée. Malgré ces

¹2MASS pour *Two Micron All Sky Survey* est un projet de cartographie du ciel à une longueur d'onde voisine de deux microns. Ce projet a débuté en 1997 pour se terminer en 2001. Les données recueillies ont été analysées et finalisées en 2003. Ce relevé a permis de découvrir près de 400 millions de sources ponctuelles (majoritairement des étoiles) et près d'un million et demi de sources étendues (galaxies).

²L'anneau Monoceros, ou Monoceros Ring en Anglais, est un anneau d'étoiles s'étendant autour de la Voie Lactée d'une longueur d'environ 200 000 années-lumières.

effets de marée, le coeur de Canis Major semble demeurer intact et est approximativement centré à $l = 240^\circ$ et $b = -8^\circ$ en coordonnées galactiques, comme le suggère la figure 17.1. La présence d'un coeur intact d'étoiles (c'est-à-dire un coeur non-altéré par les effets de marée) suggère raisonnablement qu'il en est de même pour son halo de matière noire, auquel cas il est intéressant de pointer vers cet objet pour la recherche d'un signal d'annihilation avec H.E.S.S..

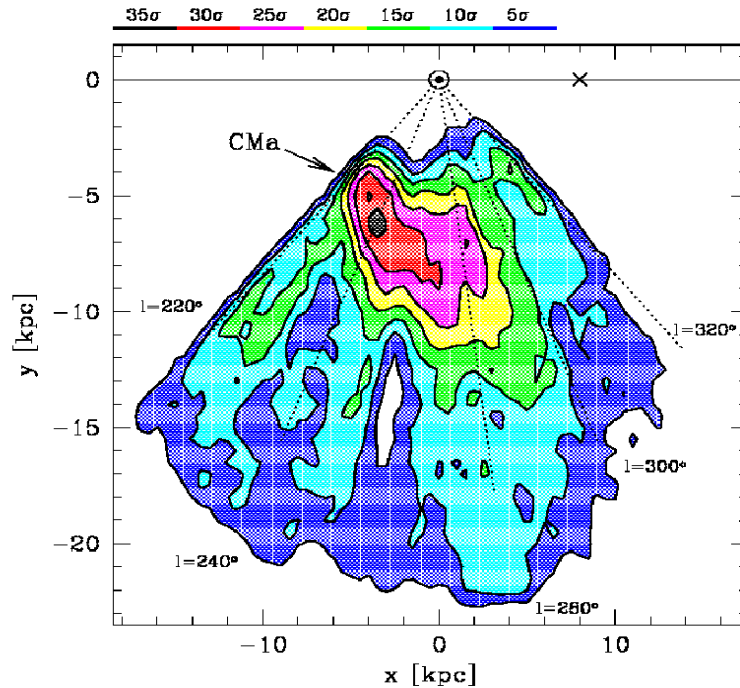


FIG. 17.1 – Projection sur le plan de l'écliptique de la surdensité d'étoiles (relative à la densité d'étoiles moyenne dans le disque) dans la direction de Canis Major. La surdensité est ici représentée en terme de significativité. La croix représente la position du Centre Galactique, et le cercle la position du Soleil. La région vide (en blanc, située à $(x,y) \sim (-3,15)$) représente une région où la significativité de la surdensité n'excède pas la valeur de 5σ . Image extraite de [245].

17.2 Analyse et résultats des observations de H.E.S.S.

17.2.1 Les observations de Canis Major

Les observations de H.E.S.S. en direction de la galaxie naine Canis Major ont été réalisées en Novembre 2006. Canis Major est un objet très étendu (figure 17.1), et la position de son coeur de matière noire ne coïncide pas strictement avec la position de son coeur d'étoiles. La position du coeur de matière noire n'est donc pas précisément connue, ce qui rend la direction de provenance d'un signal d'annihilation de matière noire dans cette région difficile à prédire. Cependant, le grand champ de vue de H.E.S.S. ($\sim 5^\circ \times 5^\circ$) permet de couvrir une large partie de cette région et donc d'augmenter les chances de détection d'un éventuel signal γ . Pendant les observations, la direction nominale de pointé a été fixée à $l = 240,15^\circ$ et $b = -8,07^\circ$ en coordonnées galactiques. Les données ont été collectées en mode "wobble", avec un décalage de pointé de $0,7^\circ$. Les runs d'observation

ont tous été pris à des angles zénithaux inférieurs à 20° , avec un angle zénithal moyen de 12° . Les mêmes critères de qualité que ceux énumérés dans la section 3.6.2 ont été appliqués pour la sélection des runs de données. L'ensemble des données ayant passé les critères de sélection représente une durée d'observation, corrigée du temps mort, de 9,6 heures.

17.2.2 L'analyse des données

L'analyse combinant la méthode de modélisation semi-analytique d'images et celle calculant leurs moments de Hillas a été employée. Les candidats γ ont été sélectionnés en utilisant les coupures décrites dans le chapitre 4. Les valeurs des coupures utilisées sont montrées dans le tableau 17.1. Elles sont bien adaptées pour la recherche d'un faible signal.

Nom de la coupure	Valeur
Charge	≥ 60
Combined cut	$\leq 0,9$
HPI	$-1 \leq h \leq 4$
Distance nominale	$\leq 2,5^\circ$
Multiplicité	≥ 2

TAB. 17.1 – Liste des principales coupures utilisées pour la sélection des γ dans l'analyse des données de la galaxie naine Canis Major. Les définitions de chaque coupure sont expliquées dans le chapitre 4.

Les événements ayant passés les coupures de sélection des γ sont classés comme "candidats γ ", et ceux ne les ayant pas passés sont classés comme appartenant au bruit de fond. La carte des candidats γ reconstruits sur le ciel et celle des événements de bruit de fond sont montrées figure 17.2(a) et figure 17.2(b). La position du coeur de matière noire de Canis Major n'est pas bien connue. La méthode *template* (chapitre 4) est utilisée pour la soustraction du bruit de fond résiduel. Cette méthode est en effet bien adaptée pour la recherche de sources dont on ne connaît pas à l'avance la position dans le champ de vue. L'excès de photons γ reconstruits dans une direction du champ de vue (l,b) se calcule alors comme :

$$n_\gamma^{\text{exces}}(l, b) = n_\gamma^{\text{candidat}}(l, b) - \alpha(l, b) \times n^{\text{fond}}(l, b), \quad (17.1)$$

où $n_\gamma^{\text{candidat}}(l, b)$ est le nombre de candidats γ dans la direction (l,b), $n^{\text{fond}}(l, b)$ le nombre de bruit de fond dans la même direction et $\alpha(l, b)$ le facteur de normalisation de la méthode *template*. La carte d'excès des γ reconstruits sur le ciel (en coordonnées galactiques) est montrée figure 17.2(c), et la carte de significativité correspondante figure 17.2(d). Le calcul de la significativité s'est fait suivant la méthode de Li & Ma, décrite dans le paragraphe 4.5. Aucun signal significatif ($\geq 5\sigma$) n'est détecté dans le champ de vue. Ce résultat est confirmé par la distribution des significativités, tracée à partir de la carte de significativité montrée en figure 17.3. Cette distribution est bien ajustée par une gaussienne de moyenne $\mu=0,01 \pm 0,004$ et de variance $\sigma=1,000 \pm 0,005$. La distribution des significativités est compatible avec les fluctuations statistiques du bruit de fond.

17.3 Le signal de matière noire attendu vers Canis Major

Les observations de H.E.S.S. n'ont révélé aucun signal γ significatif dans la région de Canis Major. Cette absence de détection va permettre de poser des contraintes sur différents modèles de matière noire (chapitre 15), moyennant une prédiction théorique du signal attendu. Le flux γ théorique $d\phi_\gamma/dE$ issu de l'annihilation de particules de matière noire dans un halo (eq. 14.11) se décompose en un terme de physique des particules $d\Phi^{\text{PP}}/dE$ (eq. 14.12) et un terme astrophysique f^{AP} (eq. 14.14). Le nombre de photons γ attendu dans une direction du champ de vue s'écrit alors

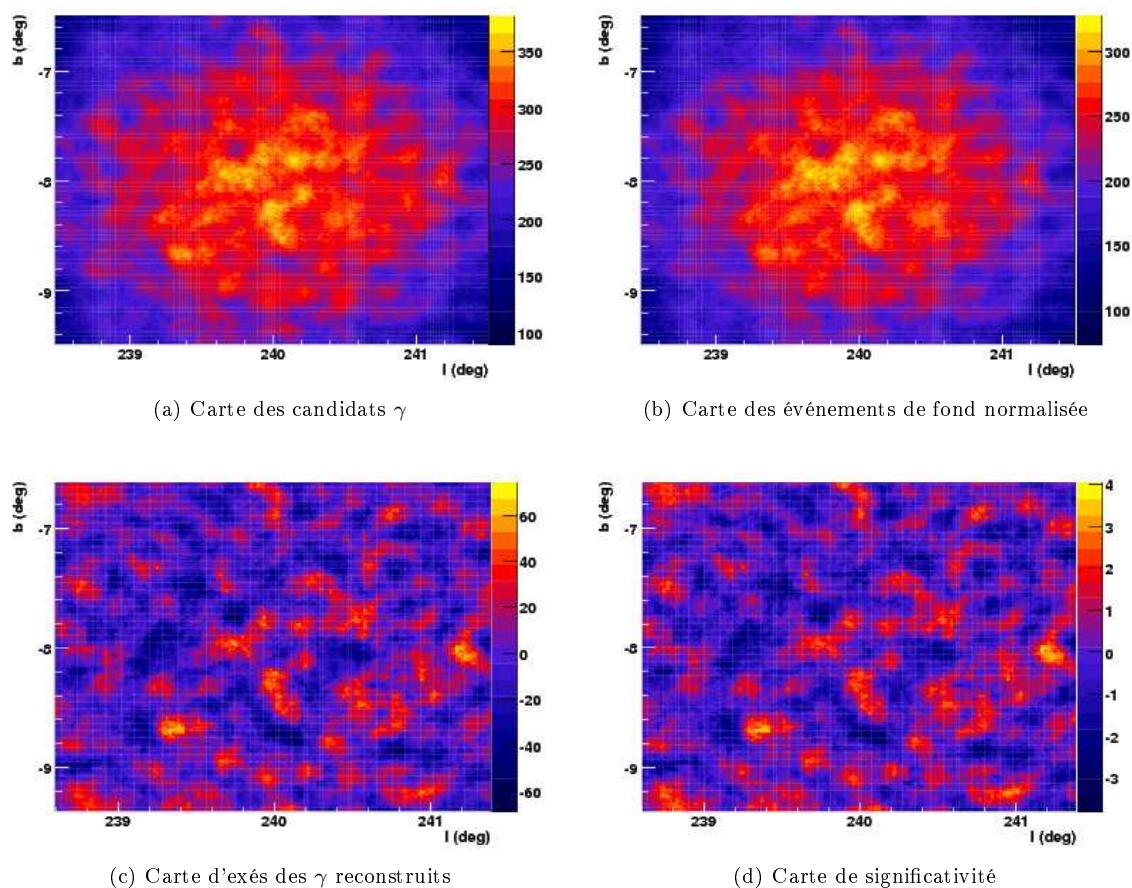


FIG. 17.2 – **Cartes du ciel issues de l'analyse des données de Canis Major.** Les cartes du ciel couvrent une surface de $2,5^\circ \times 2,5^\circ$ et sont en coordonnées galactiques. (a) Carte des candidats γ . (b) Carte des événements de fond, pondérée du facteur $\alpha(l,b)$ (voir texte). Ces deux cartes sont divisées en pixels de $0,02^\circ \times 0,02^\circ$ et ont été convoluées par la PSF de H.E.S.S., pour prendre en compte sa résolution angulaire. (c) Carte d'excès des événements γ reconstruits, calculée selon l'équation 17.1. (d) Carte de significativité associée à la carte d'excès, calculée selon la prescription de Li & Ma [28].

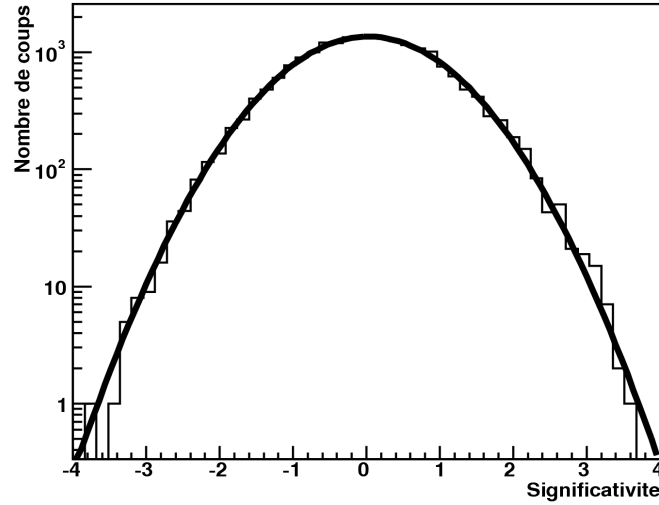


FIG. 17.3 – Distribution des significativités issue de la carte de significativité montrée en figure 17.2(d). La courbe noire montre le meilleur ajustement de cette distribution par une gaussienne. La moyenne μ est $0,01 \pm 0,004$ et la variance est $1,000 \pm 0,005$.

comme :

$$N_\gamma(l, b) = T_{\text{obs}} \times \int_0^{m_{\text{DM}}} A_{\text{eff}}(l, b, E, \theta_z, \theta_d) \frac{d\phi_\gamma}{dE} dE, \quad (17.2)$$

où T_{obs} est le temps total d'observation de la galaxie naine Canis Major. La réponse instrumentale de H.E.S.S. $A_{\text{eff}}(l, b, E, \theta_z, \theta_d)$, c'est-à-dire son efficacité à collecter un photon γ d'énergie E arrivant dans la direction (l, b) (voir chapitre 5) pour un angle zénithal d'observation θ_z et un décalage de pointé θ_d , a été prise en compte dans ce calcul.

La modélisation du signal de matière noire attendu en direction de Canis Major passe donc par deux étapes : une première étape cruciale de modélisation du halo de matière noire pour estimer la valeur du facteur astrophysique, et une deuxième étape consistant à estimer les spectres γ d'annihilation des WIMPs dans le cadre des modèles que l'on veut tester. Cette seconde étape a été abordée dans le chapitre 15, pour deux catégories de modèles qui sont les modèles SUSY (pMSSM) et les modèles à dimensions supplémentaires de type Kaluza-Klein (UED).

17.3.1 Modélisation du halo de matière noire

Les profils de matière noire des galaxies naines se contraignent généralement à l'aide des mesures des profils de luminosité de surface et des profils de dispersion de vitesse des étoiles. Malheureusement, aucune donnée de ce type n'est disponible pour Canis Major, ce qui rend la modélisation de son halo laborieuse. Cependant, les simulations à N-corps de formation hiérarchique des structures peuvent prédire la forme des halos de matière noire (chapitre 14). Nous supposons ici que la matière noire est distribuée selon un profil "piqué" de type NFW, à symétrie sphérique [183] :

$$\rho_{\text{NFW}}(r) = \frac{\rho_0}{r/r_s(1 + r/r_s)^2}, \quad (17.3)$$

où ρ_0 est la normalisation du profil et r_s le rayon d'échelle. Le jeu de paramètres $(M_{\text{vir}}, \rho_0, r_s)$, où M_{vir} est la masse du viriel du halo, définit complètement les propriétés du profil de densité. Les

paramètres du halo sont alors calculés en résolvant le système d'équation suivant :

$$M_{\text{vir}} = \frac{4\pi}{3} \times 200 \times \rho_c \times R_{\text{vir}}^3, \quad (17.4)$$

$$M_{\text{vir}} = \int_0^{R_{\text{vir}}} \rho_{\text{NFW}}(r) d^3 \vec{r}, \quad (17.5)$$

$$C_{\text{vir}}(M_{\text{vir}}, z) = c_0 \times \left(\frac{M_{\text{vir}}}{10^{14} h^{-1} M_{\odot}} \right)^{\alpha}. \quad (17.6)$$

La première équation (eq. 17.4) est la définition du rayon du viriel R_{vir} , c'est-à-dire le rayon pour lequel la densité moyenne de matière noire dans le halo devient égale à 200 fois la densité critique ρ_c^3 de l'Univers. L'équation 17.5 est la définition de la masse du viriel, c'est-à-dire l'intégrale volumique du profil de densité jusqu'à la valeur du rayon du viriel R_{vir} . La dernière équation (eq. 17.6) relie le paramètre de concentration du halo, défini comme R_{vir}/r_s , à la masse du viriel. Cette relation est tirée des résultats des simulations à N-corps de formation des structures (paragraphe 14.3.1). Dolag et al. [191] ont montré que les paramètres de concentration des halos NFW s'ajustaient bien par une loi de puissance. Les paramètres α et c_0 de la loi de puissance dépendent des paramètres initiaux du modèle cosmologique dans lequel les simulations sont réalisées. Pour un modèle de matière noire froide de type Λ CDM, $\alpha = -0,1$ et $c_0 = 9,6$. Dans la suite de la modélisation, la constante de Hubble réduite h est prise égale à 0,7 (voir chapitre 14).

La galaxie naine Canis Major est située près du disque galactique, et subit des effets de marée important de la part de la Voie Lactée. La modélisation de son halo n'a jusque-là pas pris en compte ces effets de marée. La masse du viriel du halo n'est donc pas un bon estimateur de la masse totale de Canis Major. Un meilleur estimateur est la masse contenue dans une sphère de rayon r_t centrée sur la galaxie naine, où r_t est le rayon de marée du halo :

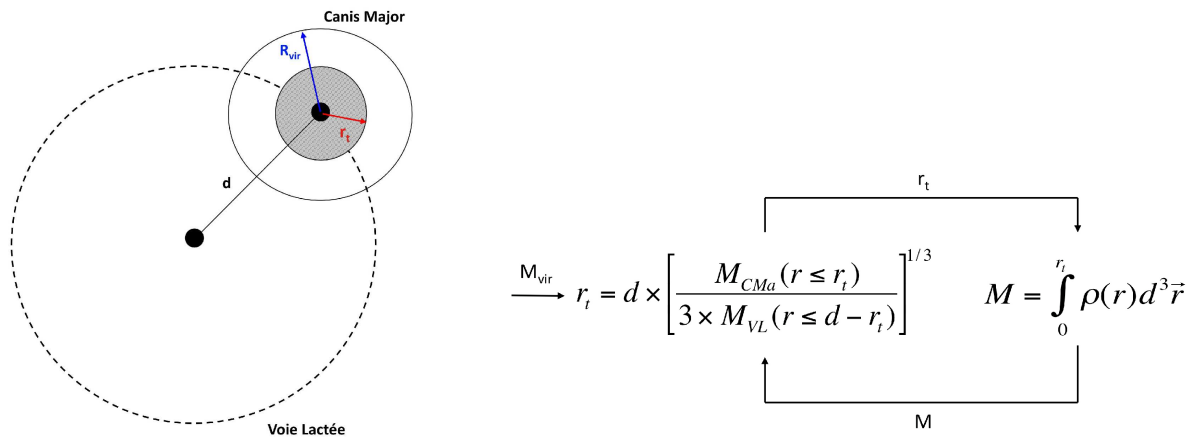
$$M_{\text{CMa}}(r_t) = \int_0^{r_t} \rho_{\text{NFW}}(r) d^3 \vec{r}. \quad (17.7)$$

Le rayon de marée désigne la distance au-delà de laquelle un objet de taille modeste n'est plus susceptible de se disloquer sous l'effet du champ gravitationnel d'un objet plus gros. Il se calcule en imposant l'égalité des forces de marée des deux objets respectifs à la distance r_t (voir figure 17.4(a)). Cette équation est connue sous le nom de critère de Roche :

$$\frac{M_{\text{CMa}}(r_t)}{r_t^3} = \frac{M_{\text{VL}}(d - r_t)}{(d - r_t)^3}, \quad (17.8)$$

où d est la distance de Canis Major par rapport au centre de la Voie Lactée, et $M_{\text{VL}}(r)$ désigne la masse de la Voie Lactée contenue dans une sphère de rayon r . Un profil NFW a également été supposé pour modéliser le halo de la Voie Lactée, en prenant un paramètre de concentration égal à 10 et une masse du viriel de $10^{12} M_{\odot}$ [246]. Le rayon de marée est calculé de manière itérative en utilisant successivement les équations 17.8 et 17.7 (figure 17.4(b)). La première itération du calcul est initialisée en prenant une masse du viriel arbitrairement fixée pour la masse totale de Canis Major. Le rayon de marée est alors calculé (eq. 17.8), ainsi que la "nouvelle" masse totale qui lui correspond (eq. 17.7). Cette procédure est répétée jusqu'à la convergence des valeurs obtenues pour r_t et M_{CMa} . La modélisation suivante suppose que les paramètres initiaux ρ_0 et r_s du profil (correspondant à la masse du viriel initiale) ne sont pas affectés par les effets de marée. Ils sont donc gardés constants tout au long de la procédure. La figure 17.5 montre la masse du halo de Canis Major après effets des forces marées, en fonction de la masse du viriel initiale. Une fraction d'environ 90% de la masse du viriel est typiquement arrachée après application des effets de marée. Connaissant maintenant le jeu de paramètres ($M_{\text{vir}}, \rho_0, r_s$) en fonction de la masse totale de Canis Major, tous les ingrédients sont réunis pour calculer la contribution du facteur astrophysique f_{AP} au flux γ attendu.

³ $\rho_c = 2,78 \times 10^{11} h^2 M_{\odot} \text{Mpc}^{-3} = 1,88 \times 10^{-29} h^2 \text{g cm}^{-3} = 1,05 \times 10^{-5} h^2 \text{GeV cm}^{-3}$ (PDG 2006).



(a) Représentation schématique du mouvement de Canis Major autour de la Voie Lactée

(b) Procédure itérative modélisant les effets de marée

FIG. 17.4 – Effets de marée dans la modélisation du profil de densité de Canis Major. (a) Représentation schématique de l’interaction de Canis Major avec la Voie Lactée. Canis Major orbite autour de la Voie Lactée à une distance d . R_{vir} désigne le rayon du viriel du halo, et r_t son rayon de marée (voir texte). (b) Illustration de la procédure itérative employée pour calculer le rayon de marée du profil de densité.

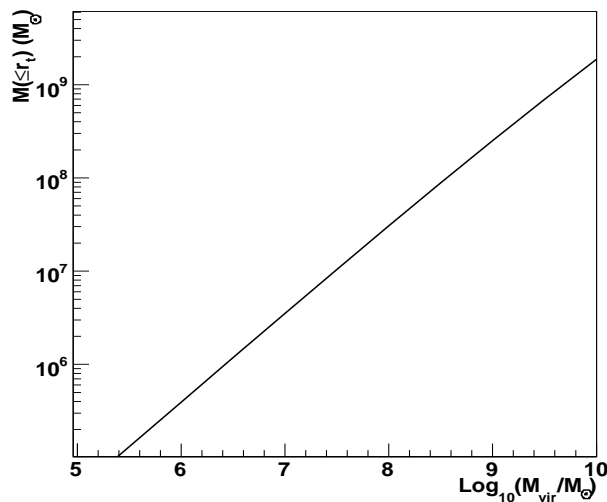


FIG. 17.5 – Masse restante après application des effets de marée, en fonction de la masse initiale du halo M_{vir} . La procédure itérative consistant à modéliser les effets de marée subit par Canis Major au voisinage de la Voie Lactée arrache typiquement 90% de la masse initiale du halo.

17.3.2 Le calcul du facteur astrophysique

Le facteur astrophysique est l'intégrale sur la ligne de visée de la densité de matière noire au carré, moyennée sur l'angle solide d'observation $\Delta\Omega$ (eq. 14.14 et eq. 14.15). Cette quantité dépend donc en premier lieu de la distribution de matière noire dans le halo, mais aussi de la distance et de la taille de la cible comparée à la résolution angulaire de H.E.S.S. (figure 17.6(a)). Le calcul du facteur astrophysique se fait numériquement en réécrivant l'équation 14.14 sous la forme :

$$f^{\text{AP}} = 2\pi \int_0^{\theta_{\text{max}}} d\theta \sin\theta \int_{l_{\text{min}}(\theta)}^{l_{\text{max}}(\theta)} dl \rho^2 \left(\sqrt{l^2 + d^2 - 2ld \cos\theta} \right), \quad (17.9)$$

où dl est l'élément d'intégration le long de la ligne de visée, $d\theta$ l'élément d'angle solide et d la distance de la cible. Ce calcul suppose que le profil de densité $\rho(r)$ est sphérique, ce qui sera le cas pour la suite. Les quantités l_{min} et l_{max} sont les bornes d'intégration sur la ligne de visée définies par :

$$l_{\text{max,min}}(\theta) = d \cos\theta \pm \sqrt{r_t^2 - d^2 \sin^2\theta}, \quad (17.10)$$

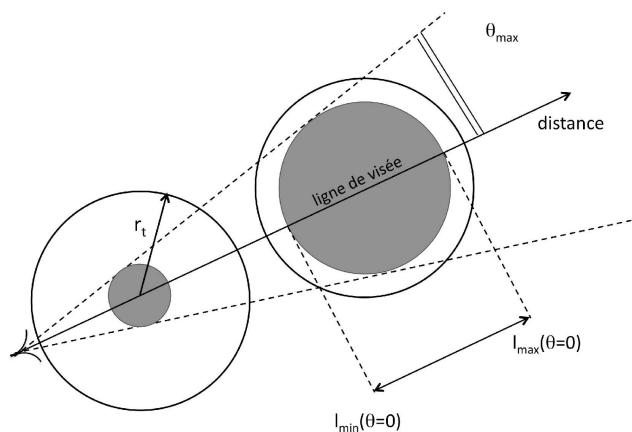
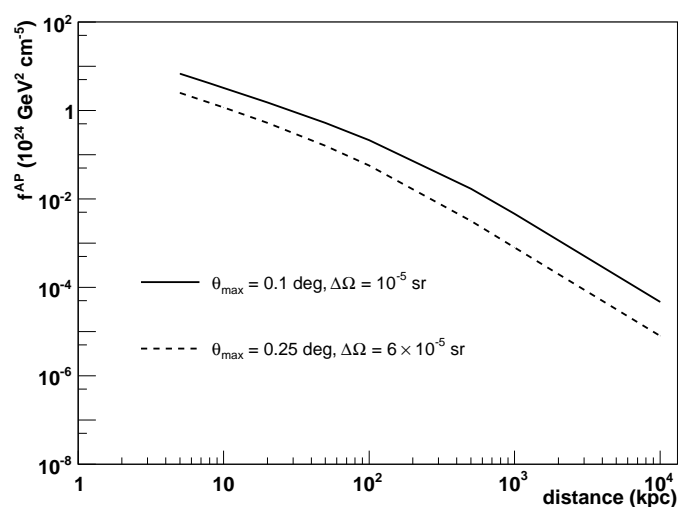
où r_t est le rayon de marée de la cible, c'est-à-dire approximativement sa taille⁴. La figure 17.6(b) illustre l'effet de la distance de la cible sur la valeur du facteur astrophysique pour un profil de NFW, et pour deux angles solides d'observation de 10^{-5} sr et de 6×10^{-5} sr, correspondant respectivement à la résolution angulaire de H.E.S.S. ($\theta_{\text{max}} = 0, 1^\circ$) et de WHIPPLE ($\theta_{\text{max}} = 0, 25^\circ$). La valeur du facteur astrophysique diminue avec la distance : plus la cible s'éloigne, plus la densité de matière noire au carré est moyennée sur un grand volume. Cet effet se comprend intuitivement avec la figure 17.6(a). De la même façon, l'augmentation de l'angle solide d'observation conduit à une baisse du facteur astrophysique. Le cas idéal serait donc de disposer d'une cible infiniment proche de l'observateur, de telle sorte que l'on couvre uniquement la partie centrale du profil, là où la matière noire est la plus concentrée. On comprend donc aisément pourquoi il est avantageux d'avoir une bonne résolution angulaire et une cible proche.

Le tableau 17.2 montre les valeurs de f_{AP} dans le cas de Canis Major pour un échantillon de trois profils de NFW correspondant à des masses du viriel différentes. Les paramètres NFW associés, ρ_0 , r_s , sont montrés, ainsi que M_{CMa} la masse totale calculée grâce à la modélisation des effets de marée (voir section précédente). La distance d est prise égale à 8 kpc, avec un angle solide d'observation de 10^{-5} sr. La valeur de f^{AP} varie d'un ordre de grandeur lorsque l'on fait varier la masse totale de deux ordres de grandeurs.

M_{vir} (M_\odot)	ρ_0 ($10^8 M_\odot \text{ kpc}^{-3}$)	r_s (kpc)	r_t (kpc)	M_{CMa} (M_\odot)	f^{AP} ($10^{24} \text{ GeV}^2 \text{ cm}^{-5}$)
10^6	4,7	0,04	0,28	$3,9 \times 10^5$	0,24
10^8	1,3	0,28	1,17	$3,1 \times 10^7$	2,2
10^{10}	0,39	2,08	4,15	$1,9 \times 10^9$	12

TAB. 17.2 – Paramètres structuraux de trois profils de densité de type NFW avec la valeur du facteur astrophysique f^{AP} associée à chacun d'eux ($\Delta\Omega = 10^{-5}$ sr).

⁴Pour des valeurs de $d \sin\theta$ plus grandes que le rayon de marée r_t , la valeur de l'intégrale le long de la ligne de visée est nulle.

(a) Représentation schématique du calcul de f^{AP} 

(b) Effet de la distance et de l'angle solide d'intégration

FIG. 17.6 – Effets de l'angle solide d'observation, et de la distance de la cible, pour le calcul du facteur astrophysique. (a) Représentation schématique. Le "volume" de matière noire sondé est représenté en gris. r_t est le rayon de marée de la cible, et θ_{max} la résolution angulaire de l'instrument. (b) Le facteur astrophysique est calculé en fonction de la distance de la cible, et pour deux valeurs d'angle solide d'observation, correspondant à deux résolutions angulaires différentes. Un profil de NFW a été supposé, avec les paramètres calculés pour Canis Major suivant la procédure décrite dans la section 17.3.1. La masse totale du halo est ici de $10^8 M_{\odot}$, correspondant à un rayon de marée r_t de 1,5 kpc.

17.4 Contraintes sur l'hypothèse d'un signal de matière noire

17.4.1 Contraintes indépendantes de la modélisation du halo

Le nombre de photons γ attendu lors de l'annihilation de particules de matière noire (eq. 17.2) peut aussi s'exprimer sous la forme :

$$N_\gamma \propto \frac{\langle\sigma v\rangle}{m_{\text{DM}}^2} \times f_{\text{AP}}, \quad (17.11)$$

ce qui permet de poser une contrainte sur la valeur de $\langle\sigma v\rangle \times f_{\text{AP}}$ en fonction de la masse de la particule de matière noire m_{DM} .

Aucun signal γ significatif n'a été détecté par les télescopes de H.E.S.S. en direction de Canis Major. Cette absence de signal permet de calculer des limites supérieures sur le nombre de photons γ dans chaque direction (l, b) du champ de vue, en utilisant le formalisme de Feldman & Cousins décrit dans [247]. Les cartes des candidats γ et des événements de fond, non-corrélées (c'est-à-dire non convoluées par la PSF de H.E.S.S.) et initialement construites avec des pixels d'une taille de $0,02^\circ \times 0,02^\circ$, ont été utilisées. Celles-ci ont été "réarrangées" en prenant une taille de pixel de $0,2^\circ \times 0,2^\circ$ pour prendre en compte la résolution angulaire de H.E.S.S.. Contrairement à la méthode habituelle qui consiste à convoluer les cartes avec la PSF, cette méthode permet d'avoir des pixels non-corrélés dans les cartes du ciel. Pour chaque direction du champ de vue, la limite supérieure sur le nombre de photons γ est calculée en utilisant la carte "réarrangée" des candidats γ (signal + fond) et celle des événements de fond (fond seul). Si l'on considère une paramétrisation particulière du spectre γ d'annihilation, il est alors possible de poser des limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur la quantité $\langle\sigma v\rangle \times f_{\text{AP}}$ pour chaque direction du champ de vue. La figure 17.7(a) montre les valeurs obtenues sur cette quantité pour un neutralino de 1 TeV, en considérant les équations 15.4 et 15.5 pour le spectre d'annihilation. La distribution du logarithme de ces valeurs sur un histogramme à une dimension est bien ajustée par une gaussienne de moyenne $\mu = 1,66 \pm 0,01$ et de variance $\sigma = 0,14 \pm 0,01$ (figure 17.7(b)). La valeur moyenne μ de la gaussienne et sa variance σ sont la limite supérieure moyenne à 95% de niveau de confiance sur la quantité $\langle\sigma v\rangle \times f_{\text{AP}}$ et la dispersion des limites, respectivement.

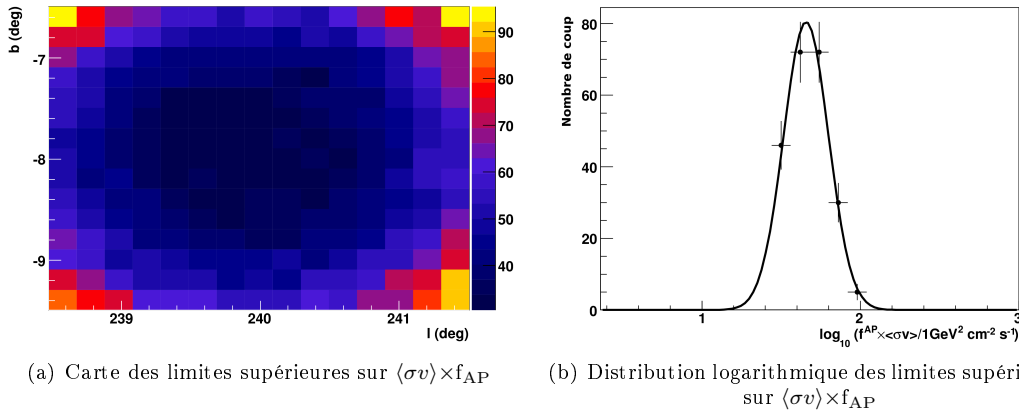


FIG. 17.7 – Carte des limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur $\langle\sigma v\rangle \times f_{\text{AP}}$ et distribution logarithmique associée, pour un neutralino de 1 TeV. (a) La carte est en coordonnées galactiques et a été construite avec des pixels de taille $0,2^\circ \times 0,2^\circ$ (voir texte). (b) Distribution logarithmique des limites supérieures sur $\langle\sigma v\rangle \times f_{\text{AP}}$. La courbe noire montre l'ajustement de cette distribution par une gaussienne. Le résultat de l'ajustement donne une moyenne $\mu = 1,66 \pm 0,01$ et une variance $\sigma = 0,14 \pm 0,01$.

En faisant varier la masse de la particule de matière noire, on obtient alors une courbe d'exclusion à 95% de niveau de confiance dans le plan $(\langle\sigma v\rangle \times f_{\text{AP}, \text{m}_{\text{DM}}})$. La figure 17.8(a) montre une telle courbe pour des modèles pMSSM, avec la paramétrisation définie par les équations 15.4 et 15.5 pour le spectre d'annihilation. La forme de la courbe est définie par l'intégrale du spectre γ d'annihilation multiplié par la surface effective de collection des photons γ :

$$\int_0^{\text{m}_{\text{DM}}} A_{\text{eff}}(E, \theta_z, \theta_d) \frac{d\Phi^{\text{PP}}}{dE} dE,$$

et peut se comprendre simplement. Pour des WIMPs de faibles masses, le comportement de $\langle\sigma v\rangle \times f_{\text{AP}}$ est dominé par les fortes variations de $A_{\text{eff}}(E, \theta_z, \theta_d)$ près du seuil en énergie (voir la figure 5.1(a)). Pour des masses de WIMPs au-delà de 1 TeV, la surface effective de collection devient approximativement constante, et l'évolution de la courbe est en m_{DM}^2 (eq 14.12).

17.4.2 Limites sur la masse totale de Canis Major

A partir de la courbe d'exclusion montrée en figure 17.8(a), et en faisant une hypothèse sur la valeur de la section efficace d'annihilation⁵ des WIMPs, on peut calculer des limites supérieures sur la masse totale du halo de Canis Major. Des sections efficaces de l'ordre de $10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, typiques de celles requises pour avoir une densité relique de WIMPs en accord avec les résultats croisés des sondes cosmologiques (chapitre 14), donnent des contraintes sur la masse de Canis Major de l'ordre de 10^{10} à $10^{12} M_{\odot}$. Les sections efficaces doivent donc être relativement grandes pour contraindre la masse de Canis Major dans des intervalles de masse correspondant aux galaxies naines⁶. La figure 17.8(b) montre ces courbes d'exclusions pour trois valeurs de $\langle\sigma v\rangle$. Des sections efficaces d'annihilations de l'ordre de 10^{-23} - $10^{-24} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ sont requises pour contraindre la masse de Canis Major dans un intervalle de masse 10^7 - $10^9 M_{\odot}$.

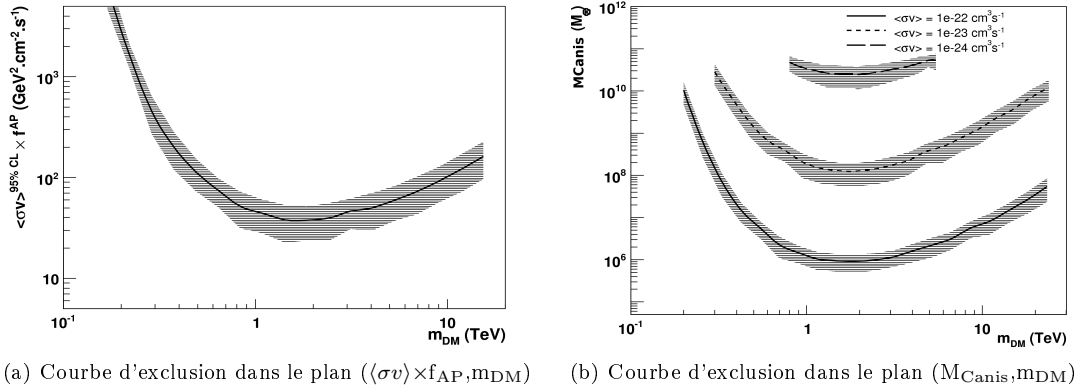


FIG. 17.8 – **Contraintes dans le plan $(\langle\sigma v\rangle \times f_{\text{AP}, \text{m}_{\text{DM}}})$ et sur la masse de Canis Major.** Les courbes d'exclusion sont des limites à 95% de niveau de confiance sur la valeur de $\langle\sigma v\rangle \times f_{\text{AP}}$ et sur la masse de Canis Major en fonction de la masse de la particule de matière noire. La partie grisée représente les barres d'incertitudes à 1σ sur ces limites, comme expliqué dans le paragraphe 17.4.1. (a) La courbe d'exclusion dans le plan $(\langle\sigma v\rangle \times f_{\text{AP}, \text{m}_{\text{DM}}})$ est tracée pour des modèles pMSSM avec un spectre d'annihilation défini par les équations 15.4 et 15.5 (voir texte). (b) Contraintes sur la masse de Canis Major obtenue pour trois valeurs de la section efficace d'annihilation.

⁵Nous faisons ici un abus de langage pour désigner la quantité $\langle\sigma v\rangle$ qui est la section efficace d'annihilation pondérée par la vitesse relative des deux WIMPs (paragraphe 14.2).

⁶voir la section 14.3.3 pour une discussion sur l'universalité de la masse des galaxies naines.

17.4.3 Contraintes sur la section efficace d'annihilation

A partir de la courbe d'exclusion montrée figure 17.8(a), et avec une hypothèse sur la valeur du facteur astrophysique f^{AP} (eq. 17.11), on peut obtenir des limites supérieures sur la valeur de la section efficace d'annihilation des WIMPs $\langle\sigma v\rangle$. Faire une hypothèse sur la valeur du facteur astrophysique revient à faire une hypothèse sur la valeur de la masse de la galaxie naine Canis Major. La modélisation du halo présentée dans le paragraphe 17.3.1 permet en effet de calculer le facteur astrophysique en connaissant sa masse. Les observations des galaxies naines du Groupe Local ont permis de remarquer que celles-ci avaient un éventail de masse assez restreint (voir section 18). Les galaxies naines du Groupe Local auraient une masse similaire, variant entre $10^7 M_\odot$ et $10^9 M_\odot$. L'universalité de la masse des halos est aussi prédite dans le modèle de formation des galaxies naines de Dekel et Silk [248].

Les figures 17.9(a) et 17.9(b) montrent les courbes d'exclusions à 95% de niveau de confiance obtenues dans le plan $(\langle\sigma v\rangle, m_{\text{DM}})$, pour les modèles pMSSM et UED discutés dans le chapitre 15. Nous avons supposé que la masse totale de Canis Major est de $3 \times 10^8 M_\odot$ [249]. La zone d'exclusion est située au-dessus des courbes.

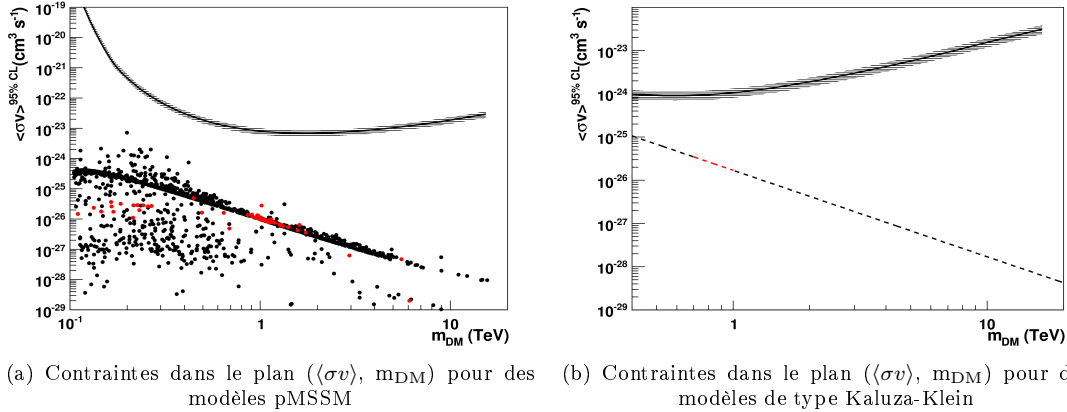


FIG. 17.9 – Contraintes dans le plan $(\langle\sigma v\rangle, m_{\text{DM}})$ obtenues pour deux scénarios de physique des particules : les modèles pMSSM et les modèles à dimensions supplémentaires de type Kaluza-Klein. Les limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur la section efficace d'annihilation $\langle\sigma v\rangle$ sont tracées en fonction de la masse de la particule de matière noire. La partie grisée entourant chaque courbe d'exclusion représente les incertitudes à 1σ de niveau de confiance sur le calcul des limites (voir section 17.4.1). Les points rouges correspondent aux modèles compatibles avec la densité relicue de matière noire froide (voir texte).

Les prédictions pMSSM ont été calculées avec micrOMEGAs version 1.37 [218] en faisant un balayage des paramètres du modèle. Pour les modèles de type Kaluza-Klein, la section efficace est inversement proportionnelle à la masse du WIMP au carré (voir section 15.3.2). Sur les deux figures, les points rouges indiquent les modèles compatibles avec les contraintes cosmologiques sur la densité relicue de matière noire froide, $0,09 \leq \Omega_{\text{CDM}} h^2 \leq 0,11$ (variations à 3σ). Il manque un ordre de grandeur en sensibilité sur la section efficace pour que H.E.S.S. puisse exclure des modèles pMSSM à forte composante Higgsino (c'est-à-dire des neutralinos dont le contenu en Higgsino domine, voir eq. 15.1), et au moins deux ordres de grandeur pour atteindre les modèles compatibles avec les contraintes cosmologiques actuelles. Pour ce qui est des modèles de type Kaluza-Klein, avec 10h de données, H.E.S.S. n'obtient aucune contrainte. Les limites obtenues par H.E.S.S. pour l'observation de cette galaxie naine sont néanmoins compétitives comparées à celle obtenues pour d'autres galaxies naines et pour le Centre Galactique (chapitre 16). Les limites sur les sections efficaces sont respectivement de l'ordre de $5 \times 10^{-24} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ et de $5 \times 10^{-25} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$

pour des neutralinos et des particules $B^{(1)}$ de masses 1 TeV.

17.5 Conclusion

Canis Major est une surdensité d'étoiles dirigée vers l'anti-centre galactique, et située "seulement" à environ 8 kpc du Soleil. Le scénario qui interprète cet objet comme étant le reste d'une galaxie naine sphéroïdale en fait donc un très bon candidat pour la recherche indirecte de matière noire. Les observations de Canis Major ont permis de poser de bonnes contraintes, à la fois sur les sections efficaces d'annihilation de WIMPs dans différents modèles de physique des particules (paragraphe 17.4.3) et sur la masse en matière noire que contient cet objet (paragraphe 17.4.2). La principale difficulté dans l'analyse et l'interprétation des données réside dans le fait que d'une part, la position du coeur de matière noire n'est pas bien connue, et d'autre part, qu'aucunes données observationnelles ne sont disponibles pour pouvoir contraindre la forme du halo. Cette difficulté a été contournée en modélisant le halo de façon originale, en s'aidant d'une part des prédictions des simulations de formation hiérarchique des structures et en modélisant d'autre part les effets de marée que subit cet objet. Les erreurs systématiques sur la modélisation du halo proviennent essentiellement des incertitudes sur la masse de Canis Major. En supposant raisonnablement que l'incertitude sur la masse de Canis Major est d'un ordre de grandeur (l'ordre de grandeur de cette incertitude correspond à la dispersion des masses mesurées pour les galaxies naines du Groupe Local, voir figure 14.6), les erreurs systématiques résultantes sur les limites calculées sont du même ordre de grandeur.

Les contraintes obtenues pour d'autres observations de galaxies naines du Groupe Local, notamment la galaxie naine du Sagittaire, sont présentées dans le chapitre suivant. Bien que plus lointaines, les propriétés de ces galaxies sont mieux mesurées que celles de Canis Major, ce qui facilite la modélisation de leur halo.

Chapitre 18

La recherche de matière noire vers les galaxies naines

Ce chapitre présente de manière non-exhaustive les observations de quelques galaxies naines du Groupe Local par les instruments d'astronomie γ au sol. Après avoir passé en revue quelques-unes de leurs propriétés, nous nous concentrons particulièrement sur le cas de la galaxie naine du Sagittaire, qui a été observée par H.E.S.S. en 2006. Les observations des galaxies naines par les instruments Cherenkov opérant dans l'hémisphère nord sont ensuite discutées et comparées avec Canis Major et la galaxie naine du Sagittaire.

18.1 Quelques galaxies naines du Groupe Local

Les galaxies naines sont des objets très peu lumineux. Le nombre de galaxies satellites connues a doublé depuis quelques années grâce aux performances améliorées des télescopes actuels [205, 250, 251, 252]. On en dénombre aujourd'hui une trentaine.

Deux quantités sont habituellement utilisées dans la littérature pour évaluer l'intérêt d'une galaxie naine pour la recherche de matière noire : sa distance (car le flux γ varie comme l'inverse de la distance au carré), et l'estimation de son rapport masse sur luminosité $(M/L)_V^1$. Dans la suite, le rapport masse sur luminosité est simplement noté M/L . Le rapport M/L est sensible à la quantité de baryons, et donne donc une idée du fond astrophysique standard présent dans la cible. Cependant, une quantité plus adéquate pour évaluer le potentiel d'une galaxie naine serait plutôt la masse totale de matière noire contenue en son sein, que l'on estime grâce aux mesures de la dynamique des étoiles. Le tableau 18.1 dresse une liste des galaxies naines les plus connues et compare leurs propriétés. Les galaxies naines surlignées en gras sont les cibles présentées dans la suite de ce chapitre pour la recherche indirecte de matière noire. Le cas de Canis Major est particulier dans la mesure où la nature de cet objet n'est pas encore établie de façon certaine (voir chapitre 17). L'estimation de sa luminosité et de son rapport M/L est donc difficile. Les quatre dernières galaxies ont des luminosités très faibles comparés aux autres galaxies. Celle-ci sont classées dans une nouvelle catégorie appelée "galaxies naines à très faible luminosité" (ou *ultra faint dwarf galaxies* en anglais). Ces objets ont été découverts très récemment, et seraient très prometteurs pour la recherche indirecte de matière noire. Une liste plus complète des galaxies naines à très faible luminosité avec leurs différentes propriétés est disponible dans [253].

¹La luminosité L_V est ici estimée sur la bande spectrale visible.

Nom	d (kpc)	L_V ($10^3 L_\odot$)	M/L	Réf.	Observable par :
Carina	101	430	40	[254]	HESS
Canis Major	7	?	?	[243]	HESS
Draco	82	260	320	[254]	MAGIC, VERITAS
Fornax	138	15500	10	[254]	HESS
Sculptor	79	2200	7	[254]	HESS
Sextans	86	500	90	[254]	HESS
Ursa Minor	66	290	580	[254]	MAGIC, VERITAS
Sagittaire	24	58000	25	[254, 255]	HESS
Coma Berenices	44	2,6	450	[253]	MAGIC, VERITAS
Ursa Major II	32	2,8	1100	[253]	MAGIC, VERITAS
Willman 1	38	0,9	700	[253]	MAGIC, VERITAS
Segue 1	23	0,3	>1320	[253]	MAGIC, VERITAS

TAB. 18.1 – Propriétés de quelques galaxies naines du Groupe Local.

18.2 La galaxie naine du Sagittaire

La galaxie naine du Sagittaire est une très bonne cible pour la recherche indirecte de matière noire, en raison de sa distance au Soleil, qui est "seulement" de 24 kpc. Environ 10 heures de données ont été prises en Juin 2006 par H.E.S.S. vers cet objet ($l = 5,6^\circ$, $b = -14^\circ$ en coordonnées galactiques). Le signal recherché est censé provenir du coeur de la galaxie, là où la matière noire est concentrée. La taille de cette région est estimée être de quelques parsecs [256]. La distance de la galaxie naine du Sagittaire, et la résolution angulaire de H.E.S.S. font que dans ce cas le signal attendu est ponctuel. L'analyse des données n'a pas révélé de signal significatif vers la direction pointée (figure 18.1). L'absence d'excès permet de poser une limite supérieure sur le nombre d'événements γ détectés, en utilisant la méthode de Feldman et Cousins [247]. Ainsi, le nombre maximum d'événements γ dans une région circulaire de $0,14^\circ$ (correspondant à la résolution angulaire de H.E.S.S.) centrée autour de la position pointée, à un niveau de confiance de 95%, est [256] :

$$N_\gamma^{95\% \text{ C.L.}} = 56.$$

Le flux γ attendu issu de l'annihilation de particules de matière noire dépend à la fois du modèle de physique des particules considéré, et de la distribution de matière noire dans l'objet cible (eq. 14.11). Comme pour l'analyse des données de Canis Major, l'estimation du flux attendu nécessite donc de modéliser le halo de la galaxie naine du Sagittaire.

18.2.1 Modélisation du halo

La forme du profil de matière noire dans une galaxie naine sphéroïdale ne semble pas universelle (paragraphe 14.3.3). De manière générale, les profils sont contraints par les mesures de luminosité de surface et les mesures de dispersion des vitesses des étoiles. L'équation de Jeans permet alors avec ces deux observables d'estimer la manière dont se répartit la matière noire, en supposant que le halo est parfaitement sphérique².

La distribution de matière noire dans la naine du Sagittaire est modélisée suivant deux profils différents : un profil de NFW (eq. 14.6) dont les paramètres ont été pris dans [249], et un profil avec coeur (eq. 18.1), dont les paramètres ont été contraints grâce au profil de luminosité [255] et aux mesures de vitesse de dispersion des étoiles [257] :

$$\rho_{\text{coeur}}(r) = \frac{v_a^2 r_c^\delta}{4\pi G} \frac{3r_c^2 + r^2(1-\delta)}{(r_c^2 + r^2)^{2+\delta/2}}, \quad (18.1)$$

²Dans le chapitre 17 pour le cas de Canis Major, nous avons vu que lorsqu'aucune donnée observationnelle n'était disponible, il était quand même possible de modéliser de façon réaliste le profil de matière noire.

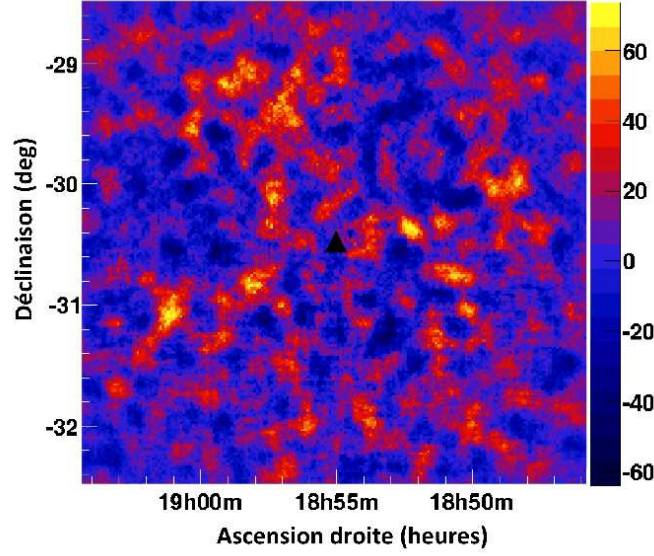


FIG. 18.1 – **Carte d'excès sur le ciel du nombre d'événements γ .** Les axes sont en coordonnées équatoriales. La méthode de soustraction du fond utilisée pour cette analyse est la méthode de l'anneau complet (chapitre 4). La position de la galaxie naine du Sagittaire est indiquée par le triangle noir. Figure adaptée de [256].

où r_c est le rayon de coeur, et v_a une quantité appelée vitesse d'échelle. Nous considérons le cas où $\delta = 0^3$, pour lequel le profil de densité correspond à celui de la sphère isotherme avec coeur [249]. Ce profil donne une courbe de rotation asymptotiquement plate pour les grands rayons. Sachant qu'une seule mesure de vitesse de dispersion est disponible pour la galaxie naine du Sagittaire, nous avons supposé que celle-ci était constante quelque soit la distance au centre : $\sigma = 8,2 \pm 0,3$ km s⁻¹ [258]. De plus, un profil de King a été ajusté à la partie centrale du profil de luminosité $\nu(r)$ donné dans [255] :

$$\nu(r) = \frac{\nu_0 r_{c,\text{vis}}^{2\alpha}}{(r_{c,\text{vis}}^2 + r^2)^\alpha}, \quad (18.2)$$

avec $2\alpha = 2,69 \pm 0,10$ et le rayon de coeur visible $r_{c,\text{vis}} = 1,5$ pc. En utilisant l'équation de Jeans [213], on trouve alors une relation entre les quantités α , σ et la vitesse d'échelle v_a qui permet de calculer la valeur de cette dernière :

$$v_a = \sqrt{2\alpha}\sigma = 13,4 \text{ km s}^{-1}. \quad (18.3)$$

Le tableau 18.2 résume la valeur des paramètres des deux profils de matière noire considérés pour la galaxie naine du Sagittaire. La valeur du facteur astrophysique intervenant dans l'estimation du flux γ attendu est donnée pour les deux profils. En particulier, la valeur du facteur astrophysique pour le profil avec coeur est beaucoup plus grande, car la valeur du rayon de coeur lumineux est très petite, et nous avons supposé que le rayon de coeur du profil de matière noire était égal au rayon de coeur du profil de luminosité : $\xi = r_{c,\text{DM}}/r_{c,\text{vis}} = 1$. La fraction du signal γ attendu dans une région de $0,14^\circ$ autour de la position pointée est aussi estimée pour les deux profils. L'hypothèse de départ selon laquelle le signal attendu est ponctuel est bien vérifiée.

³Le cas $\delta \neq 0$ correspond à des profils pour lesquels les dispersions de vitesses sont anisotropes [257].

Profil	Paramètres	f^{AP} ($10^{24} \text{ GeV}^2 \text{ cm}^{-5}$)	Fraction du signal dans $0,14^\circ$
NFW	$r_s = 0,62 \text{ kpc}$ $\rho_0 = 1,4 \times 10^8 \text{ M}_\odot \text{ kpc}^{-3}$	2,2	93,6%
Coeur	$r_c = 1,5 \text{ pc}$ $v_a = 13,4 \text{ km s}^{-1}$	75,0	99,9%

TAB. 18.2 – Paramètres structuraux de la galaxie naine du Sagittaire pour un profil de matière noire piqué de type NFW et pour un profil avec coeur.

18.2.2 Estimation des erreurs systématiques sur le modèle de coeur

Prendre $\xi = 1$ pour le profil avec coeur est une hypothèse forte. En général, le rayon de coeur lumineux peut être différent du rayon de coeur matière noire [259, 260]. Nous avons étudié l'influence de la taille du rayon de coeur sur la valeur du facteur astrophysique. Le résultat de cette étude est montré figure 18.2(a). Les droites pointillées montrent comment évolue la valeur de f^{AP} en fonction de la taille du coeur. Deux régimes se distinguent :

- un premier régime dans lequel le rayon de coeur reste inférieur à la taille correspondant à la résolution angulaire de H.E.S.S. ($r_c \leq \theta_{\text{H.E.S.S.}}$), et dans lequel $f^{\text{AP}} \propto 1/r_c$.
- un second régime dans lequel le rayon de coeur est plus grand que la taille de la PSF ($r_c \geq \theta_{\text{H.E.S.S.}}$), et pour lequel $f^{\text{AP}} \propto 1/r_c^3$.

Si l'on considère que $r_{c,\text{visible}} \leq r_{c,\text{DM}} \leq 100 r_{c,\text{visible}}$, alors l'incertitude sur la valeur du facteur astrophysique f^{AP} est d'environ un ordre de grandeur.

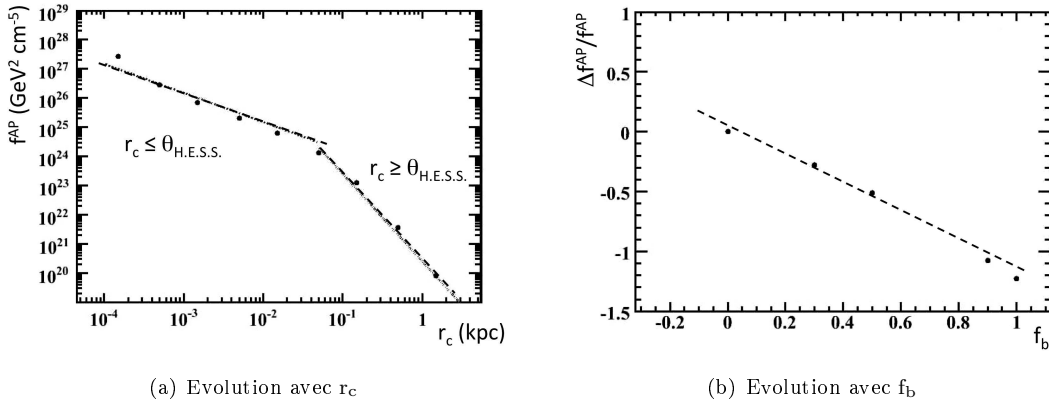


FIG. 18.2 – Effets de la taille du rayon de coeur et de la fraction de baryon au centre sur la valeur du facteur astrophysique. Les droites pointillées montrent l'évolution de f^{AP} .

La fraction de baryon $f_b = \rho_b / \rho_{\text{DM}}$ au centre de la galaxie peut aussi influencer sur la valeur du facteur astrophysique. Dans notre modélisation, nous avons considéré 100% de matière noire au centre de la galaxie naine du Sagittaire. L'effet d'un changement dans la fraction des baryons pour le calcul du facteur astrophysique est illustré par la figure 18.2(b). Une fraction de baryon de 100% au centre du halo baisse la valeur de f^{AP} d'un facteur deux.

D'autres effets ont été étudiés pour estimer les incertitudes systématiques sur la valeur de f^{AP} . Le paramètre β ($\beta = 1 - \langle v_r \rangle^2 / \langle v_t \rangle^2$, où v_r et v_t sont les vitesses de dispersion radiales et tangentielles des étoiles dans la galaxie, respectivement) quantifie l'anisotropie moyenne des vitesses de dispersion des étoiles dans la galaxie, et intervient dans l'équation de Jeans. Un changement de la valeur de ce paramètre peut faire baisser f^{AP} au maximum d'un facteur 2 par rapport au cas $\beta = 0$ [261]. Un changement dans la valeur du paramètre δ (eq. 18.1) donne également une variation de f^{AP} d'un facteur 2. Le paramètre δ prédit le comportement asymptotique de la courbe de rotation

à grands rayons. Le cas $\delta < 0$ ($\delta > 0$) donne lieu à une courbe de rotation légèrement croissante (décroissante). Le tableau 18.3 résume l'ensemble des sources possibles d'erreurs systématiques sur la valeur de f^{AP} . L'incertitude totale sur f^{AP} avec un profil de type coeur est au maximum de deux ordres de grandeur.

Type d'incertitude	Δf^{AP}
Rayon de coeur r_c	≤ 1 ordre de grandeur
Fraction de baryons au centre f_b	\leq facteur 2
Anisotropie des vitesses de dispersion β	\leq facteur 2
Paramètre δ	\leq facteur 2
Total	$\sim 1-2$ ordre de grandeur

TAB. 18.3 – Les différentes sources d'incertitude pour la modélisation du halo de matière noire de la galaxie naine du Sagittaire par un profil de type coeur, et leurs effets sur la valeur du facteur astrophysique f^{AP} .

18.2.3 Contraintes sur la section efficace d'annihilation

Les contraintes sur les sections efficaces d'annihilation des neutralinos et des particules $B^{(1)}$ de Kaluza-Klein, en fonction de leur masse, sont montrées figure 18.3(a) et figure 18.3(b). Les courbes rouges et vertes sont les courbes d'exclusion, à un niveau de confiance de 95 %, relatives au profil NFW et au profil de type coeur, respectivement. Il est important de noter ici que la courbe d'exclusion pour le modèle avec coeur a été calculée pour $\delta = 0$, $\xi = 1$, $f_b = 0$ et $\beta = 0$. Les limites supérieures peuvent donc augmenter d'environ un ordre de grandeur, si on prend en compte les erreurs systématiques évaluées dans la section précédente. La région de l'espace des paramètres qui est exclue se situe au-dessus des courbes d'exclusions. Pour le cas des neutralinos, les points gris représentent des modèles pMSSM générés avec le code publique DarkSusy [217] en faisant un large balayage des paramètres (chapitre 15). Les points bleus pour les modèles pMSSM, et la droite jaune pour les modèles à dimensions supplémentaires, sont les modèles de WIMPs qui satisfont les contraintes cosmologiques sur leur densité relique Ω_{CDM} .

Les contraintes obtenues avec le modèle de coeur sont bien meilleures que celles obtenues avec le profil NFW. En effet, la valeur du facteur astrophysique pour le modèle de coeur est plus grande d'au moins un facteur 10 (tableau 18.2). Ce modèle permet d'exclure quelques modèles pMSSM qui ne sont pas compatibles avec la valeur de Ω_{CDM} . Quelques modèles à dimensions supplémentaires compatibles avec la valeur de Ω_{CDM} , pour des masses de particules $B^{(1)}$ proches du seuil en énergie (entre 300 et 500 GeV), peuvent être exclus. Pour finir, la modélisation du halo avec un profil de NFW donne de faibles contraintes et n'exclut aucun modèle de WIMPs.

18.3 Les galaxies naines visibles depuis l'hémisphère nord

De nombreuses galaxies naines intéressantes pour la recherche indirecte de matière noire sont uniquement visibles depuis l'hémisphère nord. Les instruments Cherenkov WHIPPLE et MAGIC ont notamment observé les galaxies Draco [262, 263], Ursa Minor [262] et Willman 1 [264]. Le tableau 18.4 montre pour chacune de ces galaxies, les temps d'observation, les distances, et les types de profil employés pour la modélisation de leurs halos de matière noire. Comme le montre ce tableau, la distribution de la matière noire dans chacune de ces galaxies a été modélisée par un profil NFW, ce qui permet dans la suite de comparer les valeurs des facteurs astrophysiques f^{AP} .

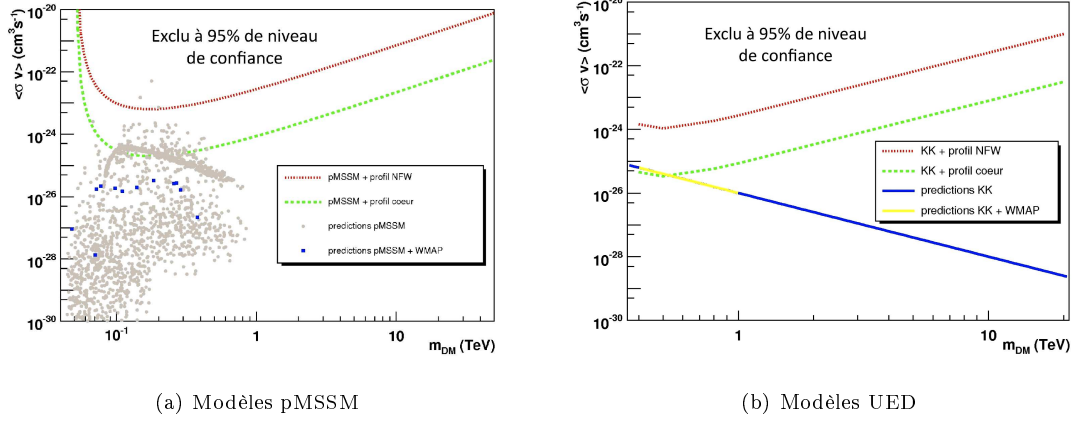


FIG. 18.3 – Contraintes sur la section efficace d’annihilation des WIMPs avec les observations de la galaxie naine du Sagittaire par H.E.S.S.. Les courbes d’exclusions sont des limites supérieures à 95% de niveau de confiance. Les courbes correspondant au profil de NFW et au profil de type coeur sont en rouge et verte, respectivement. (a) Les points bleus sont les prédictions obtenues dans le cadre des modèles pMSSM compatibles avec la valeur de Ω_{CDM} . (b) La section efficace d’annihilation varie typiquement en $1/m_{\text{DM}}^2$ pour les modèles UED (section 15.3.2). Le trait jaune correspond aux modèles UED compatibles avec la valeur de Ω_{CDM} .

Nom	Réf	Instrument	T_{obs} (h)	distance (kpc)	Profil
Canis Major	[166]	HESS	9,6	8	NFW
Sagittaire	[256]	HESS	11	24	NFW, coeur
Draco	[263, 262]	MAGIC ; WHIPPLE	7,8 ; 14,3	82	NFW, coeur
Ursa Minor	[262]	WHIPPLE	17,2	66	NFW
Willman 1	[264]	MAGIC	15,5	38	NFW

TAB. 18.4 – Les observations des galaxies naines du Groupe Local par les instruments Cherenkov actuellement en opération.

18.3.1 Comparaison des facteurs astrophysiques

Le tableau 18.5 montre les paramètres structuraux et les valeurs de f^{AP} correspondant à chaque galaxie naine. Les angles solides d'observation pour chaque instrument sont aussi donnés. Pour les galaxies naines Draco et Ursa Minor, les incertitudes sur les paramètres NFW ont été estimées dans [265]. A contenu de matière noire égal, plus la cible est lointaine, plus la valeur du facteur astrophysique doit être petite, car la densité de matière noire est moyennée sur un plus gros volume (section 17.3.2). Entre d'autres termes, le facteur astrophysique est "dilué" pour une cible plus lointaine. Cette tendance est bien observée pour les valeurs de f^{AP} montrées dans le tableau 18.5. Les galaxies Draco, Ursa Minor et Willman 1 sont plus lointaines. On s'attend donc à un facteur astrophysique plus petit que pour Canis Major et la galaxie naine du Sagittaire si le contenu en matière noire n'est pas significativement différent pour chacun de ces objets. D'autre part, les facteurs astrophysiques calculés pour Draco, Ursa Minor et Willman 1 sont plus faibles car les angles solides d'observation pour WHIPPLE ($\theta_{\text{max}} = 0,25^\circ$) et MAGIC ($\theta_{\text{max}} = 0,14^\circ$) sont plus grands (paragraphe 17.3.2).

Nom	ρ_0 ($10^8 M_\odot \text{kpc}^{-3}$)	r_s (kpc)	$\Delta\Omega$ (sr)	f^{AP} ($10^{24} \text{GeV}^2 \text{cm}^{-5}$)
Canis Major	1,1	0,55	10^{-5}	5,9
Sagittaire	1,4	0,62	10^{-5}	2,2
Draco	0,5-10	0,2-3	6×10^{-5}	0,3-3
Ursa Minor	0,2-1	0,5-2	6×10^{-5}	0,3-1,5
Willman 1	4	0,18	2×10^{-5}	0,5

TAB. 18.5 – Les paramètres NFW et la valeur des facteurs astrophysiques associés pour les cinq galaxies naines présentées dans le tableau 18.4. Les valeurs montrées pour Draco et Ursa Minor proviennent de [262].

18.3.2 Comparaison des limites sur les sections efficaces d'annihilation

Les différentes valeurs des facteurs astrophysiques associés à chacune des galaxies naines discutées précédemment permettent de comparer pour un même modèle de physique des particules les limites sur la section efficace d'annihilation des WIMPs. Seul le cas de la galaxie Willman 1 n'est pas abordé ici, car uniquement des limites supérieures sur le flux γ attendu dans une certaine classe de modèles supersymétriques (modèles mSUGRA) sont disponibles [264]. Les limites obtenues des observations de Willman 1 par MAGIC ne se prêtent donc pas à la comparaison.

Le tableau 18.6 montre les limites sur les valeurs des sections efficaces obtenues pour les observations de Canis Major et la galaxie naine du Sagittaire par H.E.S.S., et pour les observations des galaxies naines Draco et Ursa Minor par WHIPPLE. Les limites ont été calculées à un niveau de confiance de 95 % pour l'annihilation de neutralinos d'une masse de 1 TeV dans des modèles pMSSM.

Les limites sur $\langle\sigma v\rangle$ obtenues avec les observations par H.E.S.S. de Canis Major et de la galaxie naines du Sagittaire sont identiques, alors que le facteur astrophysique est deux fois plus grand pour Canis Major. On s'attendrait donc à une limite deux fois meilleure pour les observations de Canis Major. Cependant, une autre paramétrisation du spectre d'annihilation des neutralinos a été utilisée dans l'analyse des données de la galaxie naine du Sagittaire (paramétrisation de Tasitsiomi, paragraphe 15.2.3). Cette dernière donne plus de photons que la paramétrisation de Bergström, et c'est la raison pour laquelle les limites sont similaires.

Les contraintes sur $\langle\sigma v\rangle$ obtenues par WHIPPLE avec les observations de Draco et Ursa Minor ont été calculées pour un canal d'annihilation spécifique : $\chi\chi \rightarrow \tau^+\tau^-$. Comme expliqué dans le paragraphe 15.2.3, c'est ce canal d'annihilation qui donne le plus de photons. Cependant, les contraintes obtenues sont moins bonnes : les limites supérieures diffèrent de plus d'un ordre de grandeur. Les différences dans les valeurs de f^{AP} sont au plus d'un facteur environ 5, et ne peuvent pas expliquer à elles seules un tel écart. Plusieurs autres facteurs expliquent ces différences. D'une

part, l'instrument WHIPPLE est un mono-télescope qui possède une surface effective de collection des photons environ 10 fois moins grande que celle de H.E.S.S.. D'autre part, son pouvoir de rejet du bruit de fond est moins bon, à cause notamment de l'absence de stéréoscopie. La sensibilité aux photons γ est donc beaucoup moins bonne que celle de H.E.S.S.. L'ensemble de ces facteurs explique donc les limites supérieures obtenues sur $\langle\sigma v\rangle$ comparées à celles de H.E.S.S..

Nom	$f^{\text{AP}} (10^{24} \text{ GeV}^2 \text{ cm}^{-5})$	$T_{\text{obs}} (\text{h})$	Spectre	$\langle\sigma v\rangle^{95\%} (\text{cm}^3 \text{ s}^{-1})$
Canis Major	5,9	9,6	Bergström	$< 6 \times 10^{-24}$
Sagittaire	2,2	11	Tasitsiomi	$< 6 \times 10^{-24}$
Draco	1	14,3	$\chi\chi \rightarrow \tau^+\tau^-$	$< 10^{-22}$
Ursa Minor	0,7	17,2	$\chi\chi \rightarrow \tau^+\tau^-$	$< 2 \times 10^{-22}$

TAB. 18.6 – Comparaison des limites supérieures sur la section efficace d'annihilation pour des neutralinos de 1 TeV.

18.4 Conclusion

Les galaxies naines sphéroïdales sont des cibles prometteuses pour la recherche indirecte de WIMPs. Ce sont des objets proches, possédant peu de fond astrophysique, et qui sont dominés par la matière noire. Les recherches menées actuellement par les instruments Cherenkov au sol n'ont pour l'instant pas abouti à la détection d'un signal d'annihilation. Les sensibilités atteintes sur les section efficaces d'annihilation sont de l'ordre de $10^{-24} - 10^{-25} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, un à deux ordres de grandeurs au-dessus des valeurs requises pour tenir compte de la densité relique de matière noire mesurée par les différentes sondes cosmologiques (voir chapitre 14). La seconde phase de l'expérience H.E.S.S. ne va pas significativement améliorer les performances de la première phase en terme de sensibilité aux flux de photons γ , mais va baisser son seuil en énergie autour d'une vingtaine de GeV. D'autres modèles de physique des particules pourront ainsi être testés. Cette recherche de matière noire "à basse énergie" sera de plus complémentaire avec celle menée par les détecteurs embarqués sur satellite, comme FERMI. Il faudra attendre la construction de CTA, un réseau de quelques dizaines d'imageurs Cherenkov, pour que le potentiel de détection de la matière noire soit sensiblement amélioré pour des énergies au-dessus de 10 GeV.

Conclusion générale

Le système stéréoscopique H.E.S.S. est un réseau de quatre imageurs Cherenkov atmosphérique situé en Namibie et destiné à observer le ciel dans le domaine γ allant d'environ 100 GeV à quelques dizaines de TeV. Grâce à la stéréoscopie, à ses grands miroirs et à l'électronique rapide de ses caméras, H.E.S.S. est l'expérience la plus sensible du domaine. Ainsi, les informations recueillies par cet instrument permettent de tester notre compréhension de l'Univers violent et de rechercher des signaux exotiques révélateurs de "nouvelle physique".

Au cours de cette thèse, trois sujets en lien étroit avec la physique des trous noirs et de la matière noire ont été abordés.

Nous avons tout d'abord profité des dernières données enregistrées par H.E.S.S. en direction du Centre Galactique pour essayer d'identifier la source γ HESS J1745-290 présente dans cette région. La production de γ résulte de processus non-thermiques, et est probablement liée à l'accélération de particules chargées à des vitesses ultra-relativistes. Le signal mesuré par H.E.S.S. en direction du Centre Galactique indique qu'un accélérateur de particules est présent dans cette région. Le trou noir supermassif Sgr A*, situé au coeur de la Voie Lactée, pourrait être cet accélérateur. Les données enregistrées par H.E.S.S. pourraient ainsi nous aider à comprendre le rôle des trous noirs supermassifs dans la production de rayons cosmiques. Bien qu'une analyse de la position et de la morphologie de la source γ sont d'importance cruciale, la quête dans l'identification de HESSJ1745 – 290 passe aussi par la détermination précise de son spectre et l'étude de sa variabilité. Un résultat de grande importance obtenu au cours de cette thèse fait apparaître une déplétion du flux à haute énergie dans le spectre : une courbure est désormais visible. Nous avons aussi réalisé des études de variabilité, avec la recherche de sursauts et de modulations périodiques du flux γ qui pourraient être en lien avec la variabilité de Sgr A* dans les autres longueurs d'ondes. Ces études se sont appuyées sur des méthodes originales pour l'étude de la variabilité temporelle de sources astrophysiques, et n'ont montré aucune variabilité significative dans le flux de HESS J1745-290. L'ensemble de ces résultats, confronté aux modèles d'émission du trou noir et aux modèles d'émission à plus haute énergie, confirment que l'émission γ ne semble pas avoir de lien avec l'émission de Sgr A* aux autres longueurs d'ondes. Les observations futures, notamment avec les prochaines générations de télescopes Cherenkov au sol (H.E.S.S. 2, CTA) pourront apporter plus de réponses sur le rôle du trou noir Sgr A* dans la production de rayons cosmiques.

Le second axe de recherche abordé dans cette thèse concerne la recherche de signaux exotiques et de "nouvelle physique".

Nous nous sommes dans un premier temps intéressés à l'étude des trous noirs primordiaux. A l'instar des trous noirs supermassifs, les trous noirs primordiaux restent des objets hypothétiques qui n'ont pour l'heure jamais été observés. Ils auraient été formés lors des tout premiers instants de l'Univers, et par conséquent pourraient nous livrer des informations précieuses sur l'état de l'Univers primordial juste après le Big-Bang. Un autre attrait pour ces objets réside dans le fait que selon la prédiction d'Hawking, un trou noir de masse suffisamment petite s'évapore en émettant des particules. Les trous noirs primordiaux, qui peuvent être de masses aussi petites que la masse de Planck ($M_p \sim 10^{-5}$ g), seraient alors sources de rayonnement et pourraient notamment être observés par les instruments Cherenkov au sol comme H.E.S.S.. Dans cette thèse une recherche originale de trous noirs primordiaux, s'appuyant sur de nouvelles méthodes de soustraction du

fond (c'est-à-dire autres que les méthodes usuellement utilisées pour l'étude des sources γ), a été menée en analysant la totalité des données de H.E.S.S. prises depuis son commencement. Cette analyse a permis d'améliorer sensiblement les limites déjà existantes sur le taux d'évaporation des trous noirs primordiaux, resserrant ainsi l'étai autour de l'existence de ces objets.

Le second thème abordé pour la recherche de physique exotique est la recherche indirecte de matière noire froide. La nature et l'origine de la matière noire froide demeurent un mystère et intéressent de nombreux physiciens des hautes énergies. Un grand nombre de preuves observationnelles montrent que la matière noire froide est présente dans toutes les grandes structures de l'Univers, allant des galaxies naines aux amas de galaxies. Pour être conforme aux observations, la matière noire est le plus souvent représentée sous la forme de particules massives interagissant faiblement (les WIMPs). Aucune particule du modèle standard n'a toutes les propriétés requises pour être la matière noire froide. Ainsi, plusieurs candidats WIMPs sont proposés dans des extensions du modèle standard de la physique des particules. La recherche indirecte de matière noire froide avec les instruments Cherenkov consiste à rechercher des annihilations de WIMPs dans certaines cibles astrophysiques contenant une grande quantité de matière noire. Parmi ces cibles figurent les galaxies naines sphéroïdales du Groupe Local. Cette thèse aborde notamment les observations de la galaxie naine Canis Major pour la recherche indirecte de matière noire, et présente le calcul des contraintes obtenues sur la section efficace d'annihilation des WIMPs. Les limites obtenues sont très encourageantes, en améliorant significativement celles obtenues par les précédentes générations d'instruments au sol.

Table des figures

1	Les différents domaines d'énergie des photons en astrophysique	5
1.1	Les restes de supernovae en coquille RXJ1713.7-3946 et RXJ0852.0-4622 détectés avec H.E.S.S.	11
1.2	Modélisation de l'émission provenant de la nébuleuse du Crabe	11
2.1	Vues en coupe des détecteurs embarqués sur satellite EGRET et FERMI	14
2.2	Sensibilité des détecteurs en astronomie γ	17
3.1	Illustration du principe de la technique d'imagerie Cherenkov des gerbes atmosphériques	20
3.2	Positions des télescopes et infrastructures sur le site	21
3.3	Schéma de la structure des télescopes de H.E.S.S. et du principe du montage Davies-Cotton	22
3.4	Étalement de l'image d'une source ponctuelle	23
3.5	Photographie de la première caméra de H.E.S.S.	24
3.6	Les principales informations échangées entre les différentes parties de l'électronique de la caméra	25
3.7	Disposition des secteurs de la logique de déclenchement local d'une caméra de H.E.S.S.	27
3.8	Taux de déclenchement en fonction du seuil appliqué sur chaque pixel	28
4.1	Exemples d'images Cherenkov de gerbes atmosphériques observées dans les données de H.E.S.S.	33
4.2	Illustration des paramètres de Hillas pour une image elliptique	34
4.3	Comparaison des distributions des largeurs renormalisées pour des simulations Monte-Carlo de photons γ et de protons	35
4.4	Distributions du paramètre G renormalisé pour des photons γ simulés suivant une loi de puissance d'indice 2,6, et pour des vraies données	37
4.5	Illustration de la méthode du calcul de l'acceptance radiale	39
4.6	Calcul de la carte d'exposition dans l'estimation de l'acceptance bidimensionnelle	40
4.7	Le calcul de la carte d'acceptance bidimensionnelle	41
4.8	Définitions des régions OFF pour estimer le bruit de fond hadronique résiduel dans les méthodes "ON-OFF"	42
4.9	La méthode "template" d'estimation du bruit de fond hadronique résiduel	43
4.10	Un exemple de distribution θ^2	44
5.1	Surface effective de collection de l'analyse combinant la méthode de Hillas et le modèle semi-analytique	48
5.2	Résolution en énergie de l'analyse combinant la méthode de Hillas et le modèle semi-analytique	49
6.1	Illustration de l'ergosphère pour un trou noir de Kerr	60
6.2	Image radio à 20 cm de la galaxie M87	62

7.1	Image radio de la région du Centre Galactique à la longueur d'onde de 90 cm . . .	64
7.2	Images de la région du Centre Galactique en rayons X mous	66
7.3	Carte de significativité couvrant la région du Centre Galactique obtenue par l'ex- périence INTEGRAL	67
7.4	Relevé de l'émission CS dans la région du Centre Galactique	68
7.5	Schéma du complexe Sgr A	69
7.6	Image infrarouge et profil de densité de l'amas d'étoiles central	70
7.7	Images radio de Sgr A Est et Sgr A Ouest	71
7.8	Image radio à 3,6 cm de la région du Centre Galactique	72
7.9	Dynamique stellaire et contraintes sur le profil de masse dans la région du Centre Galactique	74
7.10	Les dimensions de Sgr A* aux longueurs d'onde radio	75
7.11	Spectre composite multi-longueurs d'onde du Centre Galactique	77
8.1	Estimation du taux de rayons cosmique pour chacun des runs de prise de données vers le Centre Galactique entre 2004 et 2006	80
8.2	Signal provenant du Centre Galactique, issu des données prises par H.E.S.S. entre 2004 et 2006	81
8.3	Emission diffuse le long du plan galactique	83
8.4	Positions de HESS J1745-290	85
8.5	Spectres 2003 et 2004 du Centre Galactique	86
8.6	Courbes de lumière du Centre Galactique en 2003 et 2004	87
8.7	Carte du ciel de la région du Centre Galactique en coordonnées galactiques	89
9.1	Spectre du Centre Galactique dérivé avec l'ensemble des données 2004, 2005 et 2006.	92
9.2	Procédure de transformation des spectres en loi de puissance en spectres courbés par pondération des événements à haute énergie	93
9.3	Statistique disponible en nombre d'événements γ en fonction de l'angle zénithal pour différentes énergie de coupures	93
9.4	Reconstruction des paramètres Γ et E_c	95
9.5	Contours des niveaux de confiance dans le plan $(\Gamma, 1/E_c)$ de l'ajustement de chaque lot de données par une loi de puissance avec coupure exponentielle	96
9.6	Coefficient d'absorption des photons γ en direction du Centre Galactique	98
9.7	Variation de l'indice spectral Γ en fonction du temps donné en jours Julien modifiés	99
10.1	Courbes de lumière de HESS J1745-290	102
10.2	Distribution des facteurs d'amplifications $A(t_0)$ nécessaires pour la détection d'un sursaut d'une durée de 7 jours	103
10.3	Sensibilité de H.E.S.S. à un sursaut en provenance du Centre Galactique	104
10.4	Courbes de lumières obtenues en rayons X par Chandra (Sgr A*) et en γ par H.E.S.S. (HESS J1745-290) dans la nuit du 29 Juillet 2005	105
10.5	Spectre des puissances de Rayleigh	106
10.6	Recherche d'oscillations quasi-périodiques dans signal γ en provenance du Centre Galactique avec la méthode des périodogrammes de Lomb-Scargle	108
11.1	Une illustration possible des modèles d'accrétion radiativement inefficaces autour du trou noir Sgr A*	111
11.2	Modélisation de l'émission de Sgr A* au repos dans une bande de fréquence allant de la radio aux rayons X	112
11.3	Modélisation du spectre de Sgr A* de la radio aux X lors de l'état haut	113
11.4	Modélisation du spectre de Sgr A* à très haute énergie par des interactions photo- mésons de protons d'ultra hautes énergies	115
11.5	Spectres γ attendus en direction de la région du Centre Galactique pour un modèle de diffusion des protons	116

11.6 Mécanismes de refroidissement des électrons et modélisation de l'émission γ pour le pulsar G359.95-0.04 dans la région du Centre Galactique	117
12.1 Illustration du processus d'émission de Hawking	128
12.2 Evolution de la quantité $\alpha(M)$ pour un trou noir primordial lors de son processus d'évaporation	129
12.3 La fonction $f_s(x)$ intervenant dans le calcul du spectre de photons γ	131
13.1 Un exemple de carte d'acceptance et de distribution des différences en temps utilisées pour la simulation Monte-Carlo du fond de sursauts attendu	140
13.2 Illustration schématique de la méthode du mélange	141
13.3 Comparaison entre les distributions du nombre de sursauts pour le fond et les données, comptés pour $\Delta t = 1$ s et pour le jeu de coupures A	142
13.4 Nombre de γ attendu de l'évaporation d'un trou noir primordial, en fonction de sa distance r	144
13.5 Volume effectif total sondé par H.E.S.S. en fonction de la taille de sursaut recherché	145
13.6 Variations de la fonction de vraisemblance avec la valeur du paramètre $\dot{\rho}_{\text{PBH}}$. . .	146
14.1 Contraintes croisées dans le plan $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$	157
14.2 Evolutions possibles de la densité comobile de WIMPs	157
14.3 Profils de densité et pentes logarithmiques pour des halos simulés	160
14.4 Comparaison de trois profils de densité de matière noire	160
14.5 Le paramètre de concentration C_{vir} dans les profils NFW	161
14.6 Masse totale contenue dans une sphère de 300 pc de rayon pour quelques galaxies naines du Groupe Local	164
15.1 Diagrammes contribuant à l'annihilation de neutralinos	171
15.2 Diagrammes d'annihilation de neutralinos en paire de fermion-antifermion avec processus de bremsstrahlung interne	172
15.3 Spectre γ attendu pour l'annihilation de neutralinos dans le cadre des modèles pMSSM	173
15.4 Représentation schématique des différents états de Kaluza-Klein	174
15.5 Densité relique en fonction de la masse de la particule $B^{(1)}$	174
15.6 Canaux d'annihilation de la particule $B^{(1)}$ conduisant à des fermions	175
15.7 Spectre γ attendu pour l'annihilation de particules $B^{(1)}$	176
15.8 Contraintes actuelles dans le plan $(m_a, g_{a\gamma})$ pour la recherche de particules de type axion	177
15.9 Modification d'un spectre en loi de puissance après conversion de photons en particules de type axion	178
15.10 Classification de quelques candidats à la matière noire dans le plan $(\sigma_{\text{int}}, m_\chi)$. . .	179
16.1 Données 2004 du Centre Galactique ajustées par différents spectres d'annihilation de matière noire	182
16.2 Comparaison des spectres d'annihilation de matière noire avec les données 2004 . .	183
16.3 Limites supérieures sur $\langle\sigma v\rangle$ pour les données 2004 du Centre Galactique	184
16.4 Ajustement des données 2004-2006 du Centre Galactique par un spectre attendu lors de la conversion de photons en particules de type axion	185
17.1 Projection sur le plan de l'écliptique de la surdensité d'étoiles dans la direction de Canis Major	188
17.2 Cartes du ciel issues de l'analyse des données de Canis Major	190
17.3 Distribution des significativités	191
17.4 Effets de marée dans la modélisation du profil de densité de Canis Major	193
17.5 Masse restante après application des effets de marée sur le halo de Canis Major . .	193
17.6 Effets de l'angle solide d'observation et de la distance de la cible pour le calcul du facteur astrophysique	195

17.7	Carte des limites supérieures sur la quantité $\langle\sigma v\rangle\times f_{\text{AP}}$ et distribution logarithmique associée	196
17.8	Contraintes dans le plan $(\langle\sigma v\rangle\times f_{\text{AP}}, m_{\text{DM}})$ et sur la masse de Canis Major	197
17.9	Contraintes dans le plan $(\langle\sigma v\rangle, m_{\text{DM}})$	198
18.1	Carte d'excès sur le ciel du nombre d'événements γ dans l'analyse des données de la galaxie naine du Sagittaire	203
18.2	Effets de la taille du rayon de coeur et de la fraction de baryon au centre sur la valeur du facteur astrophysique	204
18.3	Contraintes sur la section efficace d'annihilation des WIMPs avec les observations de la galaxie naine du Sagittaire	206

Liste des tableaux

2.1	Comparaison des performances d'EGRET et de FERMI	14
3.1	Valeurs des paramètres de la PSF mesurée pour une source ponctuelle sur axe . . .	23
4.1	Coupures recommandées pour la recherche de sources ponctuelles	36
4.2	Comparaison des performances des différentes méthodes d'analyse sur des données prises en direction de la nébuleuse du Crabe	38
5.1	Sources d'erreurs systématiques dans la méthode de reconstruction des spectres . .	52
6.1	Classification théorique des trous noirs	60
8.1	Liste des principales coupures utilisées dans l'analyse des données du Centre Galactique	80
8.2	Détails des campagnes d'observation menée par H.E.S.S. vers le Centre Galactique en 2004, 2005 et 2006	82
8.3	Positions relatives et extensions de la source détectée par H.E.S.S. dans la région du Centre Galactique	84
8.4	Paramètres des ajustements des courbes de lumière du Centre Galactique à différentes échelles de temps	86
8.5	Positions et distances par rapport à la source radio Sgr A* des différentes sources observées par les principales expériences d'astronomie γ	88
8.6	Les différents spectres obtenus par H.E.S.S., MAGIC et CANGAROO-II en direction du Centre Galactique	89
9.1	Valeurs des paramètres spectraux avec leurs erreurs statistiques respectives dans le cas d'un ajustement des données par une loi de puissance avec coupure exponentielle	95
9.2	Valeurs des paramètres spectraux avec leurs erreurs statistiques respectives dans le cas d'un ajustement des données par une double loi de puissance	97
9.3	Comparaison de l'ajustement des données par une loi de puissance avec coupure exponentielle, avec et sans absorption par le fond de photons interstellaire	98
10.1	Paramètres des ajustements par une constante des courbes de lumières données à différentes échelles de temps	101
12.1	Comparaison des limites obtenues pour la recherche de trous noirs primordiaux avec les mesures du flux d'anti-particules chargées dans le rayonnement cosmique et la mesure du fond diffus extra-galactique par EGRET	134
13.1	Liste des principaux jeux de coupures utilisés dans la sélection des candidats γ pour la recherche de trous noirs primordiaux et nombres respectifs de candidats γ sélectionnés	138
13.2	Excès du nombre de sursauts par rapport au fond et significativités correspondantes	143

13.3	Limites sur le taux volumique local d'explosion de trous noirs primordiaux	147
13.4	Comparaison des limites obtenues pour la recherche de trous noirs primordiaux . .	147
14.1	Paramètres décrivant les profils de densité des halos de matière noire	159
15.1	Le contenu en champs du modèle standard de la physique des particules	168
15.2	Particules du modèle modèle standard et leurs partenaires dans le modèle MSSM .	169
15.3	Balayage des paramètres du pMSSM pour la génération de modèle	170
15.4	Valeurs des paramètres utilisés pour le spectre d'annihilation des neutralinos . . .	172
15.5	Rapports d'embranchement des canaux d'annihilation de la particule $B^{(1)}$	175
16.1	Masses des neutralinos et particules $B^{(1)}$ testées	182
17.1	Coupures utilisées pour la selection des γ dans l'analyse des données de Canis Major	189
17.2	Paramètres structuraux de trois profils de densité de type NFW	194
18.1	Propriétés de quelques galaxies naines du Groupe Local	202
18.2	Paramètres structuraux de la galaxie naine du Sagittaire	204
18.3	Sources d'incertitude sur la modélisation du halo de la galaxie naine du Sagittaire	205
18.4	Les observations des galaxies naines du Groupe Local par les instruments Cherenkov	206
18.5	Paramètres NFW et valeurs des facteurs astrophysiques associés pour cinq galaxies naines du Groupe Local	207
18.6	Comparaison des limites supérieures sur la section efficace d'annihilation	208

Bibliographie

- [1] Ginzburg V.L. and Syrovatskii S.I. Ann. Rev. of Astronom. and Astrophys., 3 :297, 1965.
- [2] Blumenthal G.R. and Gould R.J. Rev. of Mod. Phys., 42 :237, 1970.
- [3] Aharonian et al. Astronom. Astrophys., 464 :235, 2007.
- [4] Aharonian et al. Astronom. Astrophys., 437 :L7, 2005.
- [5] Horns D. and Aharonian F. In proceedings of the 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe, 16-20 February 2005, Munich, Germany, 2004.
- [6] Aharonian et al. Astronom. Astrophys., 460 :365, 2006.
- [7] Acciari V.A. et al. Astrophys. J., 679 :1427, 2008.
- [8] Albert J. et al. Astrophys. J., 693 :303, 2009.
- [9] Aharonian F. et al. Astrophys. J. Lett., 664 :L71, 2007.
- [10] Aharonian F. et al. Astronom. Astrophys., 495 :505, 2009.
- [11] Baillon P. Astropart. Phys., 1 :341, 1993.
- [12] Goret P. Astronom. Astrophys., 270 :401, 1993.
- [13] Rolland L. PhD thesis, Université Paris VI, 2005.
- [14] www.mpi-hd.mpg.de/HESS.
- [15] Guy J. PhD thesis, Université Paris VI, 2003.
- [16] note interne de H.E.S.S., 2002.
- [17] Funk S. et al. Astropart. Phys., 22 :285, 2004.
- [18] Lemoine-Goumard M., Degrange B., and Tluczykont M. Astropart. Phys., 25 :195, 2006.
- [19] Hillas A.M. In proceedings of the 19th ICRC, La Jollan, 1985.
- [20] Daum A. et al. Astropart. Phys., 8 :1, 1997.
- [21] Aharonian F. et al. Astronom. Astrophys., 457 :899, 2006.
- [22] Le Bohec S. PhD thesis, Université Paris XI, 1996.
- [23] Le Bohec S. et al. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, 416 :425, 1998.
- [24] Hillas A.M. J. of Phys. G : Nucl. Phys., 8 :1475, 1982.
- [25] de Naurois M. In proceedings of the conference "Towards a Network of Atmospheric Cherenkov Detectors VII", Palaiseau, France, 2005.
- [26] Berge D., Funk S., and Hinton J. Astronom. Astrophys., 466 :1219, 2007.
- [27] Rowell G.P. Astronom. Astrophys., 410 :389, 2003.
- [28] Li T. and Ma Y. Astrophys. J., 272 :317, 1983.
- [29] Piron F.. PhD thesis, Université Paris XI, Orsay, 2005.
- [30] Bolton C.T. Astrophys. J., 200 :269, 1975.
- [31] Poindexter S. et al. Astrophys. J., 633 :914, 2005.
- [32] Glicenstein J-F. Habilitation à diriger les recherches, DAPNIA-04-330, 2004.

- [33] Noyola E., Gebhardt K., and Bergmann M. Astrophys. J., 676 :1008, 2008.
- [34] Krauss M.I. et al. Astrophys. J., 630 :228, 2005.
- [35] Junor W., Biretta J.A., and Livio M. Nature, 401 :891, 1999.
- [36] Fan X. et al. Astronom. J., 122 :2833, 2001.
- [37] Volonteri M. and Rees M.J. Astrophys. J., 633 :624, 2005.
- [38] Reid M.J. ARA&A, 31 :345, 1993.
- [39] LaRosa T.N. et al. Astronom. J., 119 :207, 2000.
- [40] Aharonian F. et al. Astronom. Astrophys., 432 :25, 2005.
- [41] Munro M.P. et al. Astrophys. J., 589 :225, 2003.
- [42] Baganoff F.K. et al. Astrophys. J., 591 :891, 2003.
- [43] Sakano M., Warwick R.S., and Decourchelle A. In proceedings of the Workshop on Galaxies and Clusters of Galaxies, Shuzenji Japan, p9, 2003.
- [44] <http://chandra.harvard.edu>.
- [45] Decourchelle A. et al. In Memorie della Societa' Astronomica Italiana, 2004.
- [46] Belanger G. et al. Astrophys. J., 636 :275, 2006.
- [47] Belanger G. et al. Astrophys. J., 601 :L163, 2004.
- [48] Tsuchiya K. et al. Astrophys. J., 606 :L115, 2004.
- [49] Kosack K. et al. Astrophys. J., 608 :L97, 2004.
- [50] Hooper D. and Dingus B.L. Phys. Rev. D, 70 :113007, 2004.
- [51] Aharonian F. et al. Phys. Rev. Lett., 439 :695, 2006.
- [52] Albert J. et al. Astrophys. J., 638 :L101, 2006.
- [53] Tsuboi M., Handa T., and Ukita N. Astrophys. J. Suppl., 120 :1, 1999.
- [54] Falcke H. and Hehl F.W. The Galactic Black Hole. Institute of Physics Publishing, 2003 (section 4.3).
- [55] Maeda Y. et al. Astrophys. J., 570 :671, 2002.
- [56] Melia F. The Galactic Supermassive Black Hole. Princeton University Press, 2007.
- [57] Genzel R. et al. Astrophys. J., 594 :812, 2003.
- [58] Pedlar A. et al. Astrophys. J., 342 :769, 1989.
- [59] Sakano M. et al. MNRAS, 350 :129, 2004.
- [60] Telesco C.M., Davidson J.A., and Werner M.W. Astrophys. J., 456 :541, 1996.
- [61] Wang Q.D., Lu F.J., and Gotthelf E.V. MNRAS, 367 :937, 2006.
- [62] Yusef-Zadeh F. et al. Astrophys. J., 518 :33, 1999.
- [63] Reid M.J. and Brunthaler A. Astrophys. J., 616 :872, 2004.
- [64] Ghez A.M. et al. Astrophys. J., 620 :744, 2005.
- [65] Schödel R. et al. Astrophys. J., 596 :1015, 2003.
- [66] Maoz E. Astrophys. J., 498 :181, 1998.
- [67] Broderick A.E. and Narayan R. Astrophys. J., 638 :L21, 2006.
- [68] Schödel R., Merritt D., and Eckart E. astro-ph/09023892, 2009.
- [69] Shen Z.Q. et al. Nature, 438 :62, 2005.
- [70] Doeleman S.S. et al. Nature, 455 :78, 2008.
- [71] Falcke H. et al. Astrophys. J., 499 :731, 1998.
- [72] Genzel R. et al. Nature, 425 :934, 2003.
- [73] Goldwurm A. et al. Astrophys. J., 584 :751, 2003.

- [74] Zhao J.H., Bower G.C., and Goss W.M. Astrophys. J., 547 :L29, 2001.
- [75] Zhao J.H. et al. Astrophys. J., 603 :L163, 2004.
- [76] Ghez A.M. et al. Astrophys. J., 601 :L159, 2004.
- [77] Do T. et al. Astrophys. J., 691 :1021, 2009.
- [78] Meyer L. et al. Astrophys. J., 688 :L17, 2008.
- [79] Baganoff F.K. et al. Nature, 413 :45, 2001.
- [80] Porquet D. et al. Astronom. Astrophys., 407 :L17, 2003.
- [81] Aschenbach B. et al. Astronom. Astrophys., 417 :71, 2004.
- [82] Belanger G. et al. In proceeding of "The Universe under the microscope - Astrophysics at high angular resolution" conference, Journal of Physics : Conference Series, page 420, 2006.
- [83] Eckart A. et al. Astronom. Astrophys., 450 :535, 2006.
- [84] Yusef-Zadeh F. et al. Astrophys. J., 682 :361, 2008.
- [85] Marrone D.P. et al. Astrophys. J., 682 :373, 2008.
- [86] Eckart A. et al. Astronom. Astrophys., 492 :337, 2008.
- [87] Aharonian F. et al. à paraître dans Astronom. Astrophys., 2009.
- [88] Aitken D.K. et al. Astrophys. J., 534 :L173, 2000.
- [89] Bower G.C. et al. Astrophys. J., 588 :331, 2003.
- [90] Bower G.C. et al. Astrophys. J., 618 :L29, 2005.
- [91] Macquart J.P. et al. Astrophys. J., 646 :L111, 2006.
- [92] Bower G.C. et al. Astrophys. J., 521 :582, 1999.
- [93] Jones T.W. and O'Dell S.L. Astrophys. J., 214 :522, 1977.
- [94] Aharonian F. et al. Astronom. Astrophys., 483 :509, 2008.
- [95] van Eldik C. et al. In proceedings of the 30th ICRC, Merida Mexico, 2007.
- [96] Aharonian F. et al. Phys. Rev. Lett., 97 :221102, 2006.
- [97] Rolland L. et al. In proceedings of the 29th ICRC, Pune India, 2005.
- [98] Zhang J.L. et al. Astronom. Astrophys., 449 :641, 2006.
- [99] Aharonian F. et al. Astronom. Astrophys., 492 :L25, 2008.
- [100] de Jager O.C., Swanepoel J.W.H., and Raubeinheimer B.C. Astronom. Astrophys., 221 :180, 1989.
- [101] Brazier K.T.S. MNRAS, 268 :709, 1994.
- [102] Scargle J. Astrophys. J., 263 :835, 1982.
- [103] Bondi H. and Hoyle F. MNRAS, 105 :273, 1944.
- [104] Quataert E. and Gruzinov A. Astrophys. J., 545 :842, 2000.
- [105] Yuan F., Quataert E., and Narayan R. Astrophys. J., 598 :301, 2003.
- [106] Narayan R. et al. Astrophys. J., 492 :554, 1999.
- [107] Falcke H. and Markoff S. Astronom. Astrophys., 362 :113, 2000.
- [108] Yuan F., Markoff S., and Falcke H. Astronom. Astrophys., 383 :854, 2002.
- [109] Cuadra J. et al. MNRAS, 366 :358, 2006.
- [110] Markoff S. et al. Astronom. Astrophys., 379 :L13, 2001.
- [111] Yuan F., Shen Z.Q., and Huang L. Astrophys. J., 642 :L45, 2006.
- [112] Liu S. et al. Astrophys. J., 647 :1099, 2006.
- [113] Liu S. et al. Astrophys. J., 648 :1020, 2006.
- [114] Melia F. et al. Astrophys. J., 508 :L65, 1998.

- [115] Melia F., Yusef-Zadeh F., and Fatuzzo M. *Astrophys. J.*, 508 :676, 1998.
- [116] Ballantyne D.R. et al. *Astrophys. J.*, 657 :L13, 2007.
- [117] Aharonian F. and Neronov A. *Astrophys. J.*, 619 :306, 2005.
- [118] Aharonian F. and Neronov A. *Ap&SS*, 300 :255, 2005.
- [119] Gaisser T.K. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1990 (section 9.3.1).
- [120] Quataert E. and Loeb A. *Astrophys. J.*, 635 :L45, 2005.
- [121] Atoyan A.M. and Dermer C.D. *Astrophys. J.*, 617 :L123, 2004.
- [122] Hinton J.A. and Aharonian F. *Astrophys. J.*, 657 :302, 2007.
- [123] Hawking S.W. *MNRAS*, 152 :75, 1971.
- [124] Carr B.J. and Hawking S.W. *MNRAS*, 168 :319, 1974.
- [125] Hawking S.W., Moss I.G., and Stewart J.M. *Phys. Rev. D*, 26 :2681, 1982.
- [126] La D. and Steinhardt P.J. *Phys. Lett. B*, 220 :375, 1989.
- [127] Crawford M. and Schramm D.N. *Nature*, 298 :538, 1982.
- [128] Hawking S.W. *Phys. Lett. B*, 231 :237, 1989.
- [129] Polnarev A.G. and Zemboricz R. *Phys. Rev. D*, 43 :1106, 1991.
- [130] Kolb E.W. and Turner M.S. *The Early Universe*. Westview press, 1994.
- [131] Kim H.I. and Lee C.H. *Phys. Rev. D*, 54 :6001, 1996.
- [132] Niemeyer J.C. and Jedamzik K. *Phys. Rev. Lett.*, 80 :5481, 1998.
- [133] Niemeyer J.C. and Jedamzik K. *Phys. Rev. D*, 59 :124013, 1999.
- [134] Beckenstein J.D. *Phys. Rev. D*, 7 :2333, 1973.
- [135] Hawking S.W. *Commun. Math. Phys.*, 43 :199, 1975.
- [136] MacGibbon J.H. and Webber B.R. *Phys. Rev. D*, 41 :3052, 1990.
- [137] MacGibbon J.H. *Phys. Rev. D*, 44 :376, 1991.
- [138] Halzen F., Zas E., MacGibbon J.H., and Weekes T.C. *Nature*, 353 :807, 1991.
- [139] Hagedorn. *Nuovo Cim.*, LVIX, 4 :1027, 1968.
- [140] Huang K. and Weinberg S. *Phys. Rev. Lett.*, 25 :895, 1970.
- [141] Lebohec S., Krennrich F., and Sleege G. *Astropart. Phys.*, 23 :235, 2005.
- [142] Schroedter M., Krennrich F., Lebohec S., Falcone A., Fegan S. J., Horan D., J. Kildea, A. W. Smith, J. Toner, and T. C. Weekes. *Astropart. Phys.*, 31 :102, 2009.
- [143] Page D. and Hawking S.W. *Astrophys. J.*, 206 :1, 1976.
- [144] Carr B.J. and MacGibbon J.H. *Phys. Rep.*, 307 :141, 1998.
- [145] Barrau A., Boudoul G., and Derome L. In *proceedings of the 28th ICRC, Trukuba*, 2003.
- [146] Lehoucq R. et al. *Astronom. Astrophys.*
- [147] Maki K., Mitsui T., and Orito S. *Phys. Rev. Lett.*, 76 :3474, 1996.
- [148] Barrau A. et al. *Astronom. Astrophys.*, 388 :676, 2002.
- [149] Kim H.I., Lee C.H., and MacGibbon J.H. *Phys. Rev. D*, 59 :063004, 1999.
- [150] Naselsky P. *Sov. Astron. Lett.*, 4 :209, 1978.
- [151] Zeldovich Y. and Starobinsky A. *JETP Lett.*, 24 :571, 1976.
- [152] Barrow J.D. *Surveys High energ. Phys.*, 1 :183, 1980.
- [153] Lindley D. *MNRAS*, 196 :317, 1980.
- [154] Novikov I.D., Polnarev A.G., Starobinsky A., and Zeldovich Y. *Astron. Astrophys.*, 80 :104, 1979.

- [155] Rothman T. and Matzner R. *Astrophys. Space. Sci.*, 75 :2291, 1981.
- [156] Carr B.J. [astro-ph/0310838](#), 2003.
- [157] Sahlen M. [astrop-ph/0304478](#), 2003.
- [158] Cline D.B., Sanders D.A., and Hong W. *Astrophys. J.*, 486 :169, 1997.
- [159] Cline D.B. and Hong W. *Astrophys. J. Lett.*, 401 :L57, 1992.
- [160] Krennrich F., Le Bohec S., and Weekes T.C. *Astrophys. J.*, 529 :506, 2000.
- [161] Connaughton V. et al. *Astropart. Phys.*, 8 :179, 1998.
- [162] Linton E. et al. *JCAP*, 1 :13, 2006.
- [163] Funk B. et al. In *proceedings of the 24th ICRC, Rome*, 1995.
- [164] Amenomori M. et al. In *proceedings of the 24th ICRC, Rome*, 1995.
- [165] Alexandreas D.E. et al. *Phys. Rev. Lett.*, 71 :2524, 1993.
- [166] Aharonian F.A. et al. *Astrophys. J.*, 691 :175, 2009.
- [167] Nolta M.R. et al. *Astrophys. J. Supp.*, 180 :296, 2009.
- [168] Dunkley J. et al. *Astrophys. J. Supp.*, 180 :306, 2009.
- [169] www.rssd.esa.int/PLANCK.
- [170] Astier P. et al. *Astronom. Astrophys.*, 447 :31, 2006.
- [171] Perlmutter S. et al. *Astrophys. J.*, 517 :565, 1999.
- [172] Tytler D. et al. *Phys. Scripta.*, T85 :12, 2000.
- [173] Burles S., Nollett K.M., and Turner M.S. *Phys. Rev. D*, 63 :063512, 2001.
- [174] White S.D.M. et al. *Nature*, 366 :429, 1993.
- [175] Allen S.W. et al. *MNRAS*, 342 :287, 2003.
- [176] Percival W.J. et al. *MNRAS*, 337 :1068, 2002.
- [177] Hawkins E. et al. *MNRAS*, 346 :78, 2003.
- [178] Sazlay A.S. et al. *Astrophys. J.*, 591 :1, 2003.
- [179] Tegmark M. et al. *Phys. Rev. D*, 69 :103501, 2004.
- [180] Kowalski M. et al. *Astrophys. J.*, 686 :749, 2008.
- [181] Brun P. PhD thesis, Université de Savoie, 2007.
- [182] Jungman G., Kamionkowski M., and Griest K. *Phys. Rep.*, 267 :195, 1996.
- [183] Navarro J.F., Frenk C.S., and White S.D.M. *Astrophys. J.*, 490 :493, 1997.
- [184] Moore B. et al. *MNRAS*, 310 :1147, 1999.
- [185] Bergström L., Ullio P., and Buckley J.H. *Astropart. Phys.*, 9 :137, 1998.
- [186] Navarro J.F. et al. *MNRAS*, 349 :1039, 2004.
- [187] Hayashi E. et al. *MNRAS*, 355 :794, 2004.
- [188] Navarro J.F. et al. 2004.
- [189] Bullock J. et al. *MNRAS*, 321 :559, 2001.
- [190] Eke V.R., Navarro J.F., and Steinmetz M. *Astrophys. J.*, 554 :114, 2001.
- [191] Dolag K. et al. *Astronom. Astrophys.*, 416 :853, 2004.
- [192] O'Neil K. [astro-ph/0107064](#), 2001.
- [193] de Blok W.J.G., Bosma A., and McCaugh S. *MNRAS*, 340 :657, 2003.
- [194] Swaters R.A. et al. *Astrophys. J.*, 583 :732, 2003.
- [195] Jing Y.P. et al. *MNRAS*, 276 :417, 1995.
- [196] Thomas P.A. et al. *MNRAS*, 296 :1061, 1998.

- [197] Jing Y.P. et al. Astrophys. J., 574 :538, 2002.
- [198] Hadamache C. et al. Astronom. Astrophys., 454 :185, 2006.
- [199] Englmaier P. and Gerhard O. 2006.
- [200] Klypin A., Zhao H.S., and Somerville R.S. Astrophys. J., 573 :597, 2002.
- [201] Prada F. et al. Phys. Rev. Lett., 93 :241301, 2004.
- [202] Gustafsson M., Fairbairn M., and Sommer-Larsen J. Phys. Rev. D, 74 :123522, 2006.
- [203] Ullio P., Zhao H.S., and Kamionkowski M. Phys. Rev. D, 66 :123502, 2002.
- [204] Belokurov V. et al. Astrophys. J., 654 :897, 2007.
- [205] Willman B. et al. Astron. J., 129 :2692, 2005.
- [206] Kuhlen M., Diemand J., and Madau P. Astrophys. J., 671 :1135, 2007.
- [207] Springel V. et al. MNRAS, 391 :1685, 2008.
- [208] Strigari L.E. et al. Astrophys. J., 669 :676, 2007.
- [209] Madau P., Diemand J., and Kuhlen M. Astrophys. J., 679 :1271, 2008.
- [210] Gilmore G. et al. Nucl. Phys. B Supp., 173 :15, 2007.
- [211] Walker M.G. et al. Astrophys. J., 667 :L53, 2007.
- [212] Strigari L.E. et al. Nature, 454 :1096, 2008.
- [213] Binney J. and Tremaine S. Galactic Dynamics. Princeton University press, 1987 (section 4.2).
- [214] Sakharov A.D. Sov. J. Exp. Theor. Phys., 5 :24, 1967.
- [215] Ellis J. et al. Nucl. Phys. B, 238 :453, 1984.
- [216] Bertone G., Hooper D., and Silk J. Phys. Rep., 405 :279, 2004.
- [217] <http://www.physto.se/edsjo/darksusy/>.
- [218] Belanger G. et al. 2004.
- [219] Bringmann T., Bergström L., and Edsjö J. JHEP, 1 :49, 2008.
- [220] Tasitsiomi A. and Olinto A.V. Phys. Rev. D, 66 :083006, 2002.
- [221] Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., and Dvali G.R. Phys. Lett. B, 429 :263, 1998.
- [222] Randall L. and Sundrum R. Phys. Rev. Lett., 83 :3370, 1999.
- [223] Servant G. and Tait T.M. Nucl. Phys. B, 650 :391, 2003.
- [224] Cheng H-C., Feng L., and Matchev K.T. Phys. Rev. Lett., 89 :211301, 2002.
- [225] Peccei R.D. and Quinn H.R. Phys. Rev. Lett., 38 :1440, 1977.
- [226] Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 40 :223, 1978.
- [227] Wilczek F. Phys. Rev. Lett., 40 :279, 1978.
- [228] Dicus D.A. et al. Phys. Rev. D, 18 :1829, 1978.
- [229] Hooper D. and Serpico P.D. Phys. Rev. Lett., 99 :231102, 2007.
- [230] Raffelt G.G. and Stodolsky L. Phys. Rev. D, 37 :1237, 1988.
- [231] <http://cast.web.cern.ch/CAST/>.
- [232] <http://www.phys.washington.edu/groups/admx/>.
- [233] <http://www.ts.infn.it/physics/experiments/pvlas/>.
- [234] Arik E. et al. JCAP, 0209 :008, 2009.
- [235] Raffelt G.G. Phys. Rep., 198 :1, 1990.
- [236] Hannestad S., Mirizzi A., and Raffelt G.G. JCAP, 0507 :002, 2005.
- [237] Hannestad S., Mirizzi A., and Raffelt G.G. JCAP, 0804 :015, 2008.
- [238] Dodelson S. and Widrow L. Phys. Rev. Lett., 72 :17, 1994.

- [239] Arkani-Hamed N. et al. JHEP, 208 :21, 2002.
- [240] Chang S., Coriano C., and Faraggi A.E. Nucl. Phys. B, 477 :65, 1996.
- [241] Roszkowski L. hep-ph/0404052, 2004.
- [242] Moulin E. In proceedings of 15th International Conference on Supersymmetry and the Unification of Fundamental Interactions, 2007.
- [243] Martin N.F. et al. MNRAS, 348 :12, 2004.
- [244] Momany Y. et al. Astronom. Astrophys., 451 :515, 2006.
- [245] Bellazinni M. et al. MNRAS, 354 :1263, 2004.
- [246] Stoehr F. et al. MNRAS, 345 :1313, 2003.
- [247] Feldman G.J. and Cousins R.D. Phys. Rev. D., 57 :3873, 1998.
- [248] Dekel A. and Silk J. Astrophys. J., 303 :39, 1986.
- [249] Evans N.W., Ferrer S., and Sarkar S. Phys. Rev. D, 69 :123501, 2004.
- [250] Willman B. et al. Astrophys. J., 626 :L85, 2005.
- [251] Zucker D.B. et al. Astrophys. J., 643 :L103, 2006.
- [252] Zucker D.B. et al. Astrophys. J., 650 :L51, 2006.
- [253] Simon J.D. and Geha M. Astrophys. J., 670 :313, 2007.
- [254] Mateao M.L. ARAA, 36 :435, 1998.
- [255] Monaco L. et al. MNRAS, 356 :1396, 2005.
- [256] Aharonian F. et al. Astropart. Phys., 29 :55, 2008.
- [257] Evans N.W. MNRAS, 260 :191, 1993.
- [258] Zaggia S. et al. Mem. SOc. Astr. It. Suppl., 5 :291, 2004.
- [259] Pryor C. and Kormendy J. Astron. J., 100 :1, 1990.
- [260] Merritt D. Astrophys. J., 313 :121, 1987.
- [261] Merritt D. Astron. J., 95 :2, 1988.
- [262] Wood M. et al. Astrophys. J., 678 :594, 2008.
- [263] Albert J. et al. Astrophys. J., 679 :428, 2008.
- [264] Albert J. et al. 2008.
- [265] Strigari L.E. et al. Phys. Rev. D, 75 :083526, 2007.

Résumé

L'astronomie γ des très hautes énergies a pour but d'étudier l'origine du rayonnement cosmique. Cette nouvelle discipline, née il y a une trentaine d'années, sonde les mécanismes d'accélération des particules chargées dans divers objets astrophysiques (pulsars, trous noirs, restes de supernovae, ...) via leur émission γ . L'astronomie γ est aussi un formidable moyen pour la recherche de phénomènes exotiques et de nouvelle physique. Cette thèse se penche sur trois sujets de physique fondamentale qui peuvent être étudiés avec l'astronomie γ des très hautes énergies : l'accélération de particules chargées au voisinage d'un trou noir supermassif, l'évaporation de trous noirs primordiaux, et enfin la recherche indirecte de matière noire. Le support commun à toutes ces études est l'analyse des données récoltées par l'expérience H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System), qui observe le ciel dans le domaine des photons γ d'énergie supérieure à 100 GeV.

Cette thèse présente tout d'abord les aspects et les enjeux de l'astronomie γ des très hautes énergies ainsi que le fonctionnement du détecteur H.E.S.S.. Les méthodes d'analyse utilisées dans la suite pour interpréter les données sont aussi détaillées.

Un premier sujet lié à l'astrophysique des trous noirs est abordé dans cette thèse, et concerne les observations par H.E.S.S. de la région du Centre Galactique. Les observations menées depuis 2004 ont mis en évidence une émission γ dont l'origine reste inconnue. Le spectre et la variabilité de la source γ sont étudiés en détails pour essayer d'interpréter le signal γ en terme d'accélération de particules au voisinage de Sgr A*, le trou noir supermassif situé au centre dynamique de la Voie Lactée.

L'ensemble des données récoltées par H.E.S.S. est ensuite utilisé pour la recherche de sursauts de photons γ signant l'évaporation de trous noirs primordiaux. Les trous noirs primordiaux sont des objets exotiques qui peuvent avoir été créés lors des tout premiers instants de l'Univers.

L'émission γ au Centre Galactique empêche la détection d'un éventuel signal de matière noire. A l'instar du Centre Galactique, les galaxies naines sphéroïdales du Groupe Local sont des objets dépourvus de fond astrophysique et sont donc des cibles intéressantes. Dans la dernière partie de cette thèse, une présentation synthétique de nos connaissances actuelles sur les propriétés de la matière noire est donnée. Les données prises par H.E.S.S. en direction de la galaxie naine Canis Major et de la galaxie naine du Sagittaire, sont alors interprétées en terme d'annihilation de matière noire pour dériver des contraintes sur les modèles de physique des particules susceptibles de décrire ses propriétés.

Mots-clés : astronomie γ , physique exotique, imagerie Cherenkov atmosphérique, Centre Galactique, trous noirs primordiaux, matière noire.

Abstract

Very high energy γ -ray astronomy is a new and young physics field which aims to study the origin of cosmic rays and their acceleration process inside various astrophysical objects such as pulsars, black holes or supernovae remnants. This is also a promising way to search for exotic high energy phenomena and unknown physics. This dissertation deals with three fundamental physics topics closely connected to very high energy γ -ray astronomy : particle acceleration in the vicinity of a supermassive black hole, primordial black holes evaporation, and indirect searches for dark matter. Each of these topics is studied with data collected by the H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) instrument, an imaging Cherenkov array dedicated for the detection of very high energy γ -rays above 100 GeV.

In the first part of the dissertation, we present a rapid overview of the field of very high energy γ -ray astronomy. A precise description of the H.E.S.S. detector is then given as well as the data analysis techniques used to derive the results that are subsequently presented.

The first subject is related to black hole astrophysics and concerns observations of the Galactic Center region with H.E.S.S.. The source of the γ -ray emission discovered in 2004 toward this region is unidentified. A precise determination of the source energy spectrum and variability with new data is reported here. Results are then compared with models of particle acceleration in the vicinity of Sgr A*, the supermassive black hole located at the dynamical center of the Galaxy.

In a second subject, the whole data collected with H.E.S.S. is used to search for the signature of primordial black holes evaporation through their emission of bursts of γ -rays. Primordial black holes are exotic objects that might have formed in the early stages of the Universe.

As the bulk of the γ -ray emission is likely to originate from a standard astrophysical mechanism, the Galactic Center is not an ideal target for the indirect search of dark matter. On the contrary, dwarf spheroidal galaxies of the Local Group are promising targets for such searches, because they are dominated by dark matter and they are devoid of any astrophysical emission. In the last part of this dissertation we first give an overview of our current knowledge about the dark matter properties. The next chapters are then devoted to the H.E.S.S. observations of the Canis Major and Sagittarius dwarf spheroidal galaxies. The data analysis results are used to constrain some dark matter models.

Keywords : γ -ray astronomy, exotic physics, atmospheric Cherenkov imaging technique, Galactic Center, primordial black holes, dark matter.