

NNT : 2016SACLS204

THESE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY
PREPAREE A
L'UNIVERSITE PARIS SUD

ECOLE DOCTORALE N°576 : particules hadrons énergie et noyau :
instrumentation, image, cosmos et simulation (PHENIICS)

Spécialité de doctorat : Astroparticules et Cosmologie

Par

M. Valentin Lefranc

Recherche de matière noire, observation du centre Galactique avec H.E.S.S et
modernisation de caméras de H.E.S.S. I

Thèse préparée au CEA-Saclay IRFU/SPP et soutenue le 29/06/2016 :

Composition du Jury :

M. Réza Ansari, Professeur, Université Paris Sud (LAL), Président

M. John Carr, Directeur de recherche, CNRS (CPPM), Rapporteur

M. Jacques Dumarchez, Directeur de recherche, CNRS (LPNHE), Rapporteur

M. Stefan Klepser, Chercheur, DESY (Zeuthen), Examineur

M. Joseph Silk, Professeur, Université Pierre et Marie Curie (IAP), Examineur

M. Emmanuel Moulin, Chercheur, CEA (IRFU/SPP), Directeur de thèse

M. Gautier Hamel de Monchenault, Directeur de recherche, CEA (IRFU/SPP), Invité

Résumé

Le réseau de 5 télescopes Tcherenkov au sol H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) permet de détecter des rayons gamma à très hautes énergies ($E > 50 \text{ GeV}$) pour sonder les phénomènes non thermiques les plus violents de l'univers. Ces rayons gamma peuvent provenir de l'annihilation de particules de matière noire. L'astronomie gamma permet donc de rechercher les signatures de l'annihilation de particules de matière noire dans les régions denses de l'univers. Cette thèse est composée de trois parties. Après un bref rappel sur l'instrument H.E.S.S., sont présentés en premier lieu les tests de performance effectués pour l'étalonnage de la nouvelle électronique utilisée pour la modernisation des caméras des quatre télescopes CT1 à 4. L'analyse des premières données de la caméra CT1 modernisée montre la réduction du temps mort de lecture du réseau qui permettra de bénéficier pleinement de la stéréoscopie entre les 5 télescopes. La deuxième partie de la thèse traite des 10 ans d'observations de la région du Centre Galactique avec H.E.S.S. ainsi que les récentes observations obtenues avec l'ajout en 2012 du télescope de 28 mètres de diamètre (CT5) au centre du réseau. L'analyse des données de CT5 en direction de la source centrale HESS J1745-290 permet d'avoir accès aux événements aux basses énergies accessibles avec H.E.S.S. ($E < 100 \text{ GeV}$). Le spectre de la source centrale est en très bon accord avec celui de HESS J1745-290 mesuré avec CT1-4 et les données en dessous de 150 GeV permettent de raccorder ce dernier à celui de la source Fermi 3FGHL J1745.6-2859c. Dans la troisième partie, les 10 ans de données dans la région du Centre Galactique avec la première phase de H.E.S.S. sont analysés pour rechercher un signal d'annihilation de matière noire à l'aide d'une méthode de maximum vraisemblance utilisant les caractéristiques spectrale et spatiale du signal de matière noire par rapport à celles du bruit de fond. En l'absence d'un signal de matière noire, les contraintes sont calculées sur la section efficace d'annihilation et, pour la première fois, un réseau de télescope Tcherenkov au sol est capable de sonder la section efficace d'annihilation thermique dans le cas d'un profil de matière noire piqué. La sensibilité sur la section efficace d'annihilation de l'instrument H.E.S.S. utilisant CT5 est ensuite présentée vers le Centre Galactique et la galaxie naine récemment découverte Reticulum II. La dernière partie de cette thèse étudie le potentiel du futur réseau de télescopes Tcherenkov CTA, (Cherenkov Telescope Array) pour la détection d'un signal d'annihilation de matière noire. Vers la région du Centre Galactique le signal de matière noire attendu est significativement augmenté par la contribution de rayons gamma produits par l'effet Compton inverse d'électrons et positrons énergétiques sur les champs de radiation ambiants. La sensibilité obtenue permet à CTA de sonder la section efficace d'annihilation thermique dans tous les canaux d'annihilation dans le cas d'un profil de matière noire piqué. L'impact sur la sensibilité de CTA des erreurs systématiques et de l'émission diffuse mesurée par Fermi est aussi montré. Dans le cas des galaxies naines satellites de la Voie Lactée, les performances de CTA permettent de les considérer

comme des objets spatialement étendus, et d'obtenir une sensibilité compétitive avec celle du Centre Galactique dans le cas d'un profil à cœur de plusieurs kpc. Dans le cas d'un signal de matière noire de type ligne, CTA sera capable de contraindre fortement des modèles spécifiques de matière noire au TeV grâce à l'effet Sommerfeld, comme le Wino et le MDM-5plet.

Mots clés : Astronomie γ , matière noire, Centre Galactique, galaxies naines, instrumentation, statistique

Remerciement

Pour éviter toutes fautes d'orthographe supplémentaires, je ferai ces remerciements avec le moins de phrases possibles, j'espère que vous comprendrez. Bien entendu, je m'excuse d'avance pour les noms que je vais oublier. Cette thèse a été une expérience inoubliable et c'est en grande partie grâce aux personnes citées ci-dessous !

Au CEA : Bien évidemment mon « super » viseur Emmanuel, Jean François Glicenstein, les frères Brun, Fabian, Matthias, Bernard, Karl, Jean François Laporte, Monica, Ryan, Natalie, Andrea et Bertrand (pour son aide avec mes problèmes de mobylette). Je remercie tous les thésards pour les vendredi midi et toutes les discussions plus ou moins politiquement correctes.

À DESY : Premièrement merci à Christian et Stefan Klepser pour m'avoir permis de passer une année formidable à Berlin ! Un grand merci à Gianluca. Bien sur, merci à tous les membres du groupe H.E.S.S. : Markus, Kora, Anneli, Clemens, Matthias, Stefan Ohm, Igor, Eva, Maria, Iryna, Constantin et Michi. Merci aussi à Rolf et Emmet (pour les soirées à Berlin).

Dans la collaboration H.E.S.S. : Il y a beaucoup trop de personnes à remercier tant j'ai apprécié travailler dans cette expérience. Voici une courte liste : Vincent, Dan, Johannes et Andrea (they're taking the hobbit to isengard!), Aion, Agnieszka, Christian (pour les WE à Tours), Arache, Raphaël, Floriana, Volker, Hélène, Arnim, Mathieu Chrétien, Mathieur Kieffer, Mathieu de Naurois, Jean Philipe, Cyril, David, Daniel et Léa, David, Pascal et Tania.

Ma famille et mes amis : Mes Parents sans qui rien n'aurait été possible (rien du tout en fait), ma grand mère qui m'a toujours supporté, mon grand père qui m'a donné envie de faire de l'astrophysique, mes oncles et ma tante. Bien sur aussi mes deux sœurs Sophie et Olivia, mon cousin Antoine et Clémence, enfin ma cousine Lydie. Parmi mes amis : la super colloc' Pierre, Marthy, MC et maud (merci !), Paul, Bruno, Jean, Florian, les copains du rugby et mes amis de Granville.

Mais aussi : Paolo et Filippo (pour les discussions skype sans fin), Gary, Vincent Bonnivard, Claire Marrache, Gino, Indy, Johanna, Lars, Carolin, Olga, Vincent Durand (pour ses conseils BCG style) et la famille Jeannin.

Je tiens aussi à remercier les membres de mon jury, John Carr, Jacques Dumarchez, Joseph Silk, Stefan Klepser (encore), Réza Ansari et Gautier Hamel de Monchenault pour leurs commentaires et conseils.

Enfin merci à Claire pour la recherche de mes fautes d'orthographe et tellement d'autres choses. Merci aussi d'avoir eu la (mal?)chance de me rencontrer juste quand j'ai commencé cette thèse.

Table des matières

Introduction	ix
I L'astronomie γ avec H.E.S.S.	1
1 Rayonnement cosmique et émission γ au delà de 100 GeV	3
1.1 Préambule	4
1.2 Spectre en énergie et composition du rayonnement cosmique	4
1.3 Phénomène non thermique et processus d'émission de rayons γ	6
1.3.1 Mécanismes d'accélération des particules chargées	6
1.3.2 Processus d'émission de rayons γ	7
1.4 Les sources de rayons γ au dessus de 100 GeV	8
1.4.1 Les sources Galactiques	9
1.4.2 Les sources extragalactiques	11
1.5 Le principe de détection des rayons γ au sol	11
1.5.1 Les cascades atmosphériques	12
1.5.2 Radiation Tcherenkov des cascades atmosphériques	12
1.5.3 L'imagerie Tcherenkov	14
1.6 Les réseaux de télescopes Tcherenkov	15
2 L'instrument H.E.S.S.	19
2.1 La première phase de H.E.S.S.	20
2.1.1 Les télescopes	20
2.1.2 Les caméras CT1 à 4	20
2.1.3 Les cônes de Winston et les photomultiplicateurs	21
2.1.4 L'électronique d'acquisition	21
2.2 H.E.S.S. II	21
2.2.1 Le télescope CT5	22
2.3 Le système de déclenchement	22
2.3.1 Déclenchement local	22
2.3.2 Déclenchement central	23
2.3.3 Choix des différents seuils	23

2.4	Observation et prise de données	25
2.4.1	Critère de qualité pour la sélection des données	26
2.5	Principe d'analyse de données avec H.E.S.S.	26
2.5.1	Reconstruction des évènements	28
2.5.2	Méthode de détermination du bruit de fond	29
2.5.3	Reconstruction spectrale	33
3	La modernisation des caméras de H.E.S.S. I	37
3.1	Les nouveaux équipements	38
3.2	Les puces NECTAr	41
3.3	La nouvelle électronique des tiroirs	42
3.3.1	Synchronisation de la fenêtre de lecture des mémoires analogiques	42
3.3.2	Les voies d'acquisition du signal	43
3.3.3	La carte de contrôle	44
3.3.4	Les paramètres d'étalonnage du signal Tcherenkov	45
3.4	Les tests de performances	46
3.4.1	Description du banc de test	46
3.4.2	Mesure des piédestaux électroniques	47
3.4.3	Facteur de conversion entre coups ADC et charge du signal	49
3.4.4	Couplage entre les différents canaux	51
3.4.5	Banc de test pour 4 tiroirs et installation sur site	52
3.5	Suivi et contrôle premières données de CT1U	53
3.5.1	<i>Run</i> de piédestaux électroniques	54
3.5.2	<i>Run</i> de photo-électron unique	54
3.5.3	Réduction du temps mort	55
3.6	Conclusion et perspectives	57
II	La région du centre Galactique : les 300 parsecs centraux	59
4	Le centre Galactique observé avec H.E.S.S. I	61
4.1	Observations multi-longueurs d'ondes de la région du centre Galactique	62
4.1.1	Les observations en radio	62
4.1.2	Les observations en infrarouge (IR)	63
4.1.3	Les observations en rayons X	64
4.1.4	Les observations en rayon γ	65
4.2	Le trou noir central Sgr A*	66
4.3	La région du centre Galactique vue par H.E.S.S.	68
4.3.1	Nature de la source HESS J1745-290	71
4.3.2	Onze ans d'observation de HESS J1745-290	71
4.3.3	Analyse des données et spectre de HESS J1745-290	72
4.3.4	Les spectres des régions Sagittarius B2, C et D	75

4.4	Conclusion et perspectives	76
5	Observation du centre Galactique avec H.E.S.S. II	77
5.1	Sélection des prises de données	78
5.2	La source H.E.S.S. J1745-290 en 2014	79
5.2.1	Analyse mono	79
5.2.2	Analyse combinée	81
5.2.3	Reconstruction spectrale	82
5.2.4	Comparaison avec les sources Fermi.	85
5.3	Observation avec pointés « éloignés » en 2015	85
5.3.1	Sélection des <i>runs</i>	85
5.3.2	Carte d'acceptance γ	86
5.4	Observations 2014 et 2015 conjointes	87
5.5	Conclusion et perspectives	89
III	Recherche indirecte de matière noire avec les rayons γ	91
6	La matière noire	93
6.1	La chasse de la matière noire	94
6.2	Le modèle Λ CDM	96
6.3	Les indices de la présence de matière noire dans l'univers	97
6.3.1	Les lentilles gravitationnelles	97
6.3.2	La nucléosynthèse primordiale	99
6.3.3	Les observations du fond diffus cosmologique	99
6.3.4	Supernovæ de type 1a et oscillations acoustique de baryon	100
6.4	Les difficultés rencontrées par le modèle Λ CDM	100
6.5	Les particules candidates à la matière noire	102
6.5.1	Les WIMPs	102
6.5.2	Autres candidats	105
6.6	Techniques de détection de WIMPs	106
6.6.1	Production dans les accélérateurs de particules	107
6.6.2	Détection directe	108
6.6.3	Détection indirecte	110
7	Signal d'annihilation de matière noire en rayons γ de hautes énergies	115
7.1	Flux de photons attendu	116
7.1.1	Émission principale	117
7.1.2	Effet Sommerfeld	119
7.1.3	Émissions secondaires de rayons γ	119
7.2	Profils de densité de matière noire	122
7.2.1	Les profils piqués	122

7.2.2	Les profils avec cœur	123
7.2.3	Normalisation des profils	124
7.3	Les cibles astrophysiques privilégiées	125
7.3.1	Le centre Galactique	125
7.3.2	Les sous halos Galactiques	126
7.3.3	Les galaxies naines	126
7.3.4	Les amas de galaxies	129
7.4	Conclusion	129
8	Méthode statistique de recherche d'un signal d'annihilation de matière noire	131
8.1	Présentation de la méthode du rapport de vraisemblance	132
8.2	Application à la recherche d'un signal de matière noire	133
8.3	Performances du likelihood bidimensionnel	135
8.4	Introduction d'incertitude dans la méthode du likelihood	139
8.4.1	Paramètres de nuisances	139
8.4.2	Incertitude sur le facteur astrophysique	140
8.5	Conclusion	142
9	Recherche de matière noire avec H.E.S.S.	143
9.1	Contraintes actuelles	144
9.2	Recherche appliquée au centre Galactique	146
9.2.1	Analyse de dix ans d'observations avec H.E.S.S. I	146
9.2.2	Détermination de la limite attendue	149
9.2.3	Contraintes sur la section efficace d'annihilation.	149
9.3	Sensibilité avec le réseau H.E.S.S. II	153
9.3.1	Stratégies d'observation	153
9.3.2	Les fonctions de réponse de l'instrument	153
9.3.3	Limites attendues dans le centre Galactique	154
9.3.4	Sensibilité vers la galaxie naine Reticulum II	154
9.4	Conclusion et perspectives	155
IV	Potentiel de CTA pour les recherches de matière noire	157
10	Le réseau de télescopes Tcherenkov : CTA	159
10.1	Présentation du projet CTA	160
10.2	Performance du réseau I	161
11	Sensibilité de CTA vers le centre Galactique	165
11.1	Introduction	166
11.2	Définition des régions d'intérêt	166
11.3	Taux d'évènements de signal et de bruit de fond attendus	167
11.3.1	Contribution de l'effet Compton inverse	167

11.3.2	Bruit de fond résiduel et émission Galactique diffuse	169
11.3.3	Comparaison du nombre d'évènements attendus	170
11.4	Calcul de la sensibilité	172
11.5	Conclusion et discussion	175
12	Sensibilité de CTA vers les galaxies naines satellites de la Voie Lactée	177
12.1	Sélection des cibles	178
12.2	Méthode d'analyse	180
12.3	Incertitudes systématiques sur le facteur astrophysique	182
12.4	Résultats	183
12.5	Recherche de signaux de type lignes	187
12.5.1	Modèles spécifiques au TeV	188
12.5.2	Calcul de sensibilité	189
12.6	Conclusion et discussion	190
	Conclusion	193
	Table des figures	195
	Liste des tableaux	199
	Références	201

Introduction

Le développement de l'astronomie γ au sol depuis 30 ans a permis de d'étudier l'origine des événements les plus violents de l'univers. Actuellement 162 sources à très hautes énergies ($E > 100$ GeV) sont identifiées en juin 2016, elles présentent des origines très diverses comme par exemple des vestiges de supernovæ, des nébuleuses à vent de pulsar ou encore des noyaux actifs de galaxies. Ces avancées sont dues aux succès des premiers réseaux de télescopes Tcherenkov au sol, et dans les années 2000, l'astronomie γ au sol est devenue une discipline de l'astrophysique à part entière avec l'avènement des instruments H.E.S.S., MAGIC et VERITAS. L'observation de rayons γ de très hautes énergie permet non seulement de caractériser les sources et de comprendre les processus d'accélération et d'émission au sein de ces objets mais aussi de traiter des sujets de la physique fondamentale comme la recherche de matière noire sous forme de particules massives interagissant faiblement avec la matière (WIMPs). L'énergie du rayonnement cosmique étant plusieurs ordres de grandeur supérieur aux énergies atteintes au LHC, l'environnement astrophysique devient un véritable laboratoire pour l'étude de la physique au delà du modèle standard. Parmi les voies utilisées pour cette étude, l'astronomie γ joue un rôle clef dans les recherches indirectes de matière noire sous forme de particules. Il est possible grâce aux télescopes Tcherenkov de rechercher l'existence de WIMPs qui s'annihilent ou décroissent en rayon γ dans des régions denses du ciel.

La matière noire est attendue en très grande quantité dans les puits de potentiel gravitationnel comme les galaxies ou les amas de galaxies. C'est dans ces régions du ciel que les recherches indirectes en rayons γ se concentrent. Une des régions les plus prometteuses par sa proximité et son fort contenu en matière noire est le centre Galactique. C'est aussi une région très complexe avec des émissions variées à différentes longueurs d'onde et notamment en rayon γ . L'origine de l'émission à très hautes énergie de la source centrale découverte par H.E.S.S. est toujours inconnue et malgré l'association possible avec le trou noir super massif Sgr A* d'autres pistes sont explorées comme par exemple un possible signal d'annihilation de matière noire. Les galaxies naines satellites de la Voie Lactée sont aussi d'excellentes cibles car malgré leur éloignement aucune émission astrophysique conventionnelle en rayons γ n'est attendue.

Grâce à son positionnement dans l'hémisphère sud le réseau H.E.S.S. bénéficie d'un accès privilégié sur le plan Galactique et en particulier à son halo de matière noire dans la région du Centre Galactique. Cette particularité lui permet d'obtenir les meilleures contraintes sur les modèles de particules de matière noire au-delà de quelques centaines de GeV. Le futur de

l'astronomie γ au sol est représenté par l'observatoire CTA qui consistera en deux réseaux, un dans chaque hémisphère. L'observation du centre Galactique et la recherche de matière noire seront une de ses priorités laissant présager des avancées considérables sur les connaissances dans cette région, et en particulier sur le modèle des WIMPS et/ou la distribution de matière noire au Centre Galactique. La présence de l'instrument dans les deux hémisphères lui procurera une visibilité sur tout le ciel permettant en particulier, d'observer les nombreuses galaxies naines proches récemment découvertes.

La première partie de cette thèse présente succinctement l'astrophysique des hautes énergies, la technique de détection des rayons γ ainsi que le fonctionnement du réseau de télescopes H.E.S.S.. Après un descriptif de la technique de reconstruction des événements et la méthode d'analyse des données au sein de la collaboration H.E.S.S., le chapitre 3 se concentre sur les tests d'étalonnage réalisés pendant 1 an à DESY Zeuthen dans le cadre de la modernisation des caméras de la première phase de H.E.S.S. et son implémentation en 2015 dans le réseau. L'étalonnage et l'analyse des premières données prises pendant les premiers mois de la mise en service de la caméra modernisée sont présentés.

Dans la deuxième partie après un court aperçu de la région du centre Galactique à différentes longueurs d'ondes, l'analyse des 10 ans de données du GC observé avec H.E.S.S. I est présentée. Grâce à la statistique la plus importante jamais obtenue pour une source VHE ($E > 100$ GeV), la complexité de la région est étudiée ainsi que le spectre en énergie de la source centrale HESS J1745-290. Dans le chapitre 5, je présenterai ensuite les premiers résultats des analyses vers HESS J1745-290 obtenus avec les données du nouveau télescope CT5. Le seuil en énergie plus faible permet de rejoindre le spectre de la source Fermi 3FGL J1745.6-2859c autour de 100 GeV. Avec les mesures de Fermi et de H.E.S.S., le spectre de l'émission centrale suit une loi de puissance sur 5 ordres de grandeur avec une coupure aux énergies du TeV.

La troisième partie débute avec un rappel des principales mesures cosmologiques et astrophysiques en faveur de l'existence de la matière noire froide sous forme de particules, et la motivation des WIMPs comme classe de candidats à la matière noire. Après une présentation des signaux de matière noire attendus en rayons γ dans le chapitre 7, le chapitre 8 présente la méthode d'analyse de données que j'ai développée pour la recherche d'un signal de matière noire, basée sur une fonction de vraisemblance à deux dimensions, spectrales et spatiales. Dans le chapitre 9, j'applique cette méthode d'analyse à la recherche d'un signal d'annihilation de matière noire dans la région du Centre Galactique. Les contraintes avec les 10 ans de données de H.E.S.S. I vers le GC permettent pour la première fois de sonder les sections efficaces attendues des WIMPs. Le chapitre se termine par la définition de la sensibilité attendue pour H.E.S.S. II vers le Centre Galactique et la galaxie naine Reticulum II.

La quatrième partie est dédiée aux études de perspectives de recherche de matière noire avec le futur observatoire CTA présenté rapidement dans le chapitre 10. Les deux cibles privi-

légères, la région du Centre Galactique et les galaxies naines satellites de la Voie Lactée, sont discutées. Dans le chapitre 11, la sensibilité de CTA vers le Centre Galactique est présentée avec la contribution des émissions de rayons γ secondaires provenant de l'effet Compton inverse. Les incertitudes systématiques sont introduites dans la méthode d'analyse et leur impact sur la sensibilité est présenté. L'impact de l'émission Galactique diffuse observée par le satellite Fermi-LAT est aussi calculé. Dans le chapitre 12, nous présentons la sensibilité de CTA vers les galaxies naines de la Voie Lactée les plus prometteuses pour la recherche de matière noire. Nous présenterons les limites attendues en incluant les incertitudes statistiques sur le profil de matière noire. Enfin nous calculerons les limites vers les meilleurs galaxies naines dans le cas d'un signal de type ligne pour des modèles de matière noire spécifiques au TeV.

Première partie

L'astronomie γ avec H.E.S.S.

Chapitre 1

Rayonnement cosmique et émission γ au delà de 100 GeV

Sommaire

1.1	Préambule	4
1.2	Spectre en énergie et composition du rayonnement cosmique . .	4
1.3	Phénomène non thermique et processus d'émission de rayons γ	6
1.3.1	Mécanismes d'accélération des particules chargées	6
1.3.2	Processus d'émission de rayons γ	7
1.4	Les sources de rayons γ au dessus de 100 GeV	8
1.4.1	Les sources Galactiques	9
1.4.2	Les sources extragalactiques	11
1.5	Le principe de détection des rayons γ au sol	11
1.5.1	Les cascades atmosphériques	12
1.5.2	Radiation Tcherenkov des cascades atmosphériques	12
1.5.3	L'imagerie Tcherenkov	14
1.6	Les réseaux de télescopes Tcherenkov	15

1.1 Préambule

L'étude des rayons cosmiques remonte au début du 20^e siècle. Après la découverte de la radioactivité par Becquerel et la mise en évidence du rayonnement ionisant grâce à un électroscope, Wulf découvrit en 1909 que la décharge de ce même électroscope est moindre en haut de la tour Eiffel qu'au niveau du sol. Quelques années plus tard le physicien Victor Hess effectua un vol en ballon en s'attendant à voir le rayonnement diminuer avec l'altitude. En effet à cette époque on pensait que seule la terre contenait des atomes radioactifs et était donc capable de générer du rayonnement ionisant. Contre toutes attentes Hess mesura une augmentation du rayonnement avec la hauteur de son ballon, jusqu'à 80 fois plus fort à 5000 mètres d'altitude. Le rayonnement cosmique fut découvert mais son origine restait un mystère. S'agissait-il de particules chargées ? de photons ? La réponse vint seulement en 1933 lorsque des mesures furent effectuées à différentes latitudes géomagnétiques. Les différences dues au champ magnétique de la terre mirent en évidence des particules chargées. Une nouvelle étape fut franchie lorsque qu'en 1938 Pierre Auger montra que les particules observées au sol provenaient de cascades atmosphériques originaires d'une particule primaire d'énergie gigantesque $10^{15} \text{eV}^1 = 1 \text{PeV}$.

Les années 40 connurent les prémices de ce qui allait être une révolution pour la physique moderne : le modèle standard. La découverte d'une multitude de nouvelles particules comme l'antimatière, les muons, les mésons $\pi^0, \pi^{+/-}$ etc ... a élargi le champ de recherche sur la composition du rayonnement cosmique. Pour connaître sa composition, des détecteurs de particules furent envoyés dans l'espace, comme les satellites PROTON (1964-1966) et COS-B (1969). Le résultat montra que les rayons cosmiques atteignant la terre étaient en très grande majorité des protons avec des énergies pouvant dépasser la centaine de TeV. Puis en 1980, une mesure plus précise du satellite HEAO3 put donner l'abondance respective des différents noyaux plus lourds que l'hydrogène.

1.2 Spectre en énergie et composition du rayonnement cosmique

Le spectre des rayons cosmiques est décrit par une loi de puissance $f(E) = C \times E^{-\Gamma}$ qui couvre une plage en énergie de plus de 10 ordres de grandeur (10^{10} à 10^{20} eV) et trente ordres de grandeur en flux, voir la figure 1.1. Trois domaines particuliers ayant des indices spectraux Γ différents sont identifiables.

- À basse énergie ($E < 10^{10}$ eV) les rayons cosmiques provenant de la modulation solaire dominant donnant un indice $\Gamma \approx 2.7$
- Au delà d'une cassure appelée « le genou » ($E \approx 10^{15}$ eV), l'indice change pour devenir plus mou $\Gamma \approx 3.3$
- Les données de l'expérience AUGER montrent un autre cassure autour de $10^{18.7}$ eV appelée « la cheville » où, au delà le spectre redevient plus dur $\Gamma \approx 2.56$ [2] .

1. $1 \text{ eV} = 1,602 \times 10^{-19} \text{ Joule}$

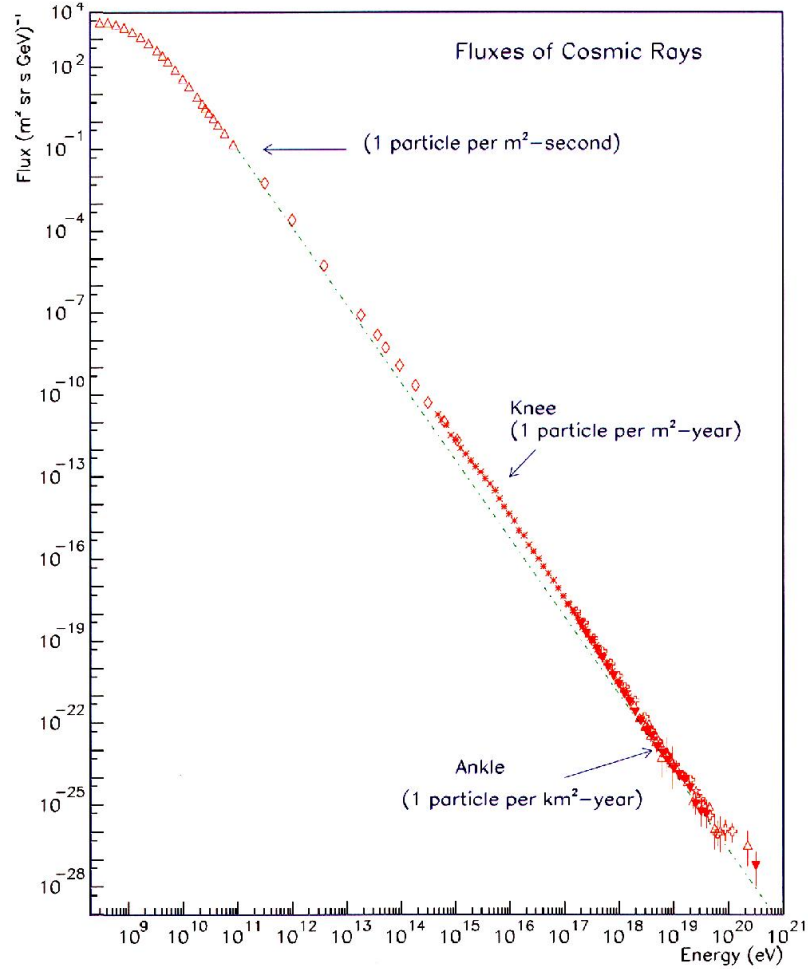


FIGURE 1.1: Spectre en énergie du rayonnement cosmique. Les points rouges représentent les mesures expérimentales et la courbe vers une loi de puissance d'index $\Gamma=2.7$. Figure extraite de [1].

- Enfin autour de $10^{19.7}$ eV le spectre présente une coupure exponentielle (coupure GZK) provoquée par la probabilité d'interaction par création de paire trop importante entre les rayons cosmiques de plus haute énergie et les photons du fond diffus cosmologique.

L'abondance relative des composants du rayonnement cosmique est montrée dans la figure 1.2. 99% des rayons cosmiques sont des nucléons, dont 89% sont des protons, 10% des hélium et seulement 1% sont des noyaux plus lourds. Les 1% restant sont des électrons et des positrons. Il est important de noter que les différents constituants suivent un comportement spectral similaire à celui des protons. Certains problèmes autour de ces différentes abondances

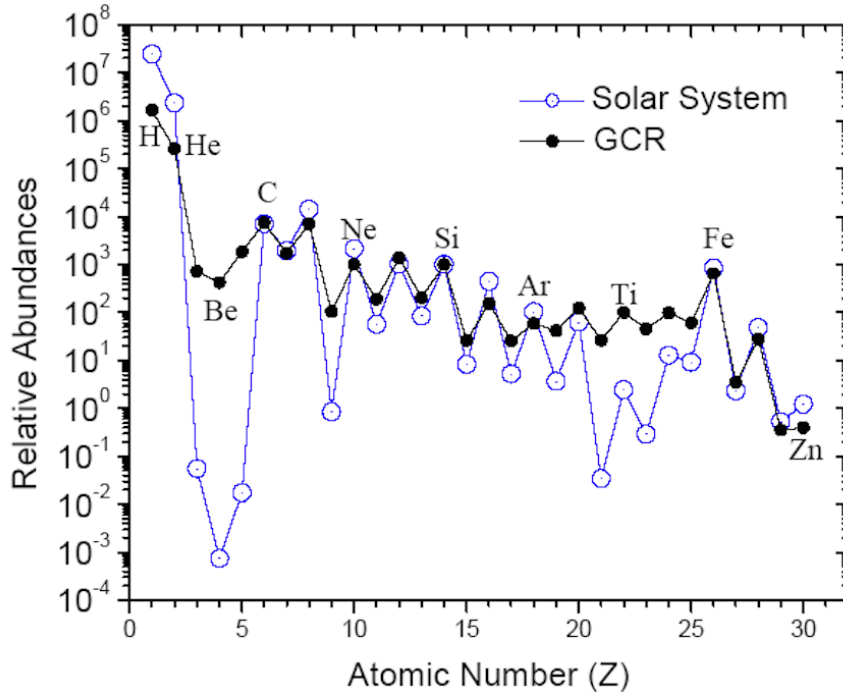


FIGURE 1.2: Composition du rayonnement cosmique en point noir. Pour comparaison l'abondance des différents éléments dans le système solaire est représenté en bleu.

restent toujours ouverts, par exemple la surabondance des éléments légers tels que le Lithium, le Béryllium et le Bore (LiBeB) par rapport à leur abondance mesurée dans le système solaire (cf figure 1.2), ou de même pour les éléments plus lourds autour du Titane.

1.3 Phénomène non thermique et processus d'émission de rayons γ

1.3.1 Mécanismes d'accélération des particules chargées

L'accélération des particules chargées par des sources astrophysiques peut s'expliquer par deux phénomènes principaux : la présence d'un champs magnétique intense et le mécanisme d'accélération de Fermi. Ce dernier s'applique à des particules relativistes ($v \approx c$)¹ qui peuvent gagner de l'énergie par diffusion élastique sur des structures magnétiques, comme les nuages moléculaires, se déplaçant avec une vitesse propre u . Fermi proposa ce modèle en 1949 pour expliquer l'origine des rayons cosmiques galactiques. Dans une galaxie beaucoup de nuages avec des champs magnétiques turbulents sont présents. Ils peuvent, selon Fermi, être vus par les particules comme des miroirs magnétiques en mouvement. Le processus est le suivant :

1. $c = 300000 \text{ km/s}$

lorsqu'une particule entre dans un nuage elle est rétro-diffusée dans un sens inverse avec une énergie plus importante, à la manière d'une balle et d'une raquette de tennis. Ce processus est appelé « mécanisme d'accélération de Fermi du second ordre » car l'énergie moyenne gagnée $\langle \Delta E/E \rangle$ par collision est proportionnelle à $(u/c)^2$. Malgré l'élégante apparence de ce mécanisme en terme de physique, il se révèle inefficace pour accélérer des particules à hautes énergies ($E > 1$ GeV).

Par la suite, un « mécanisme de Fermi du premier ordre » est développé dans les années 70 [3]. Ce mécanisme explique l'accélération grâce aux coquilles des vestiges de supernovæ (SNR), où l'absence de déplacement aléatoire permet une accélération efficace. Lors de l'explosion d'une supernova, l'onde de choc se déplace à travers un plasma avec une vitesse en amont u_u dans le référentiel du choc. Cette vitesse est bien plus élevée que celle en aval u_d telle que les deux régions peuvent être considérées comme se rapprochant à une vitesse $u = u_u - u_d$ pour un observateur dans le référentiel en amont. On peut donc considérer qu'il y a une collision frontale pour les particules qui traversent l'onde de choc. Les particules gagnent une énergie considérable en faisant des allers retours entre les deux milieux et gagnent à chaque passage une énergie proportionnelle à u/c avant de s'échapper. Le spectre d'énergie de particules accélérées de cette manière donne une loi de puissance avec un index $\Gamma \geq 2$, ce qui est parfaitement compatible avec les récentes observations de vestiges de supernovæ.

1.3.2 Processus d'émission de rayons γ

Radiation synchrotron

Les particules chargées se propageant dans les champs magnétiques sont déviées par la force de Lorentz et perdent de l'énergie par radiation synchrotron. L'énergie caractéristique de cette émission, E_{syn} , pour une particule de masse m et d'énergie E se propageant dans un champs magnétiques B peut s'exprimer par [4]

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

où $\mu_B = e\hbar/2m_e$ est le magnéton de Bohr. Les pertes d'énergie par émission synchrotron sont donc proportionnelles à BE^2m^{-2} . Si nous prenons le cas de la chandelle standard de l'astronomie γ , la nébuleuse du Crabe, des électrons y sont accélérés jusqu'à 10^{15} eV (PeV) dans des champs magnétiques d'une centaine de μG ¹. Les photons émis par radiation synchrotron dans ce cas auront typiquement une énergie de quelques MeV. Or la nébuleuse du Crabe est détectée jusqu'à des énergies du TeV. Pour que ces rayons γ proviennent du rayonnement synchrotron il faudrait accélérer des électrons à plusieurs dizaines de PeV. De telles énergies ne sont pas envisageables à cause des pertes d'énergie pendant l'accélération des électrons [5]. Certains objets possédant un champ magnétique très élevé, comme les étoiles à neutrons ou les trous noirs ($\sim 10^{12}$ G), peuvent eux produire des rayons γ avec des électrons de seulement quelques GeV.

1. 1 Gauss = 10^{-4} Tesla. Pour comparaison le champs magnétique de la terre est de 0.5 G

Bremsstrahlung

Bremsstrahlung, qui signifie rayonnement de freinage, est une radiation électromagnétique produite par la décélération de particules chargées dans le champ de Coulomb d'une autre particule. L'énergie cinétique de la particule est convertie en un spectre continu de photons allant vers les hautes fréquences lorsque l'énergie de la particule accélérée augmente. Une particule chargée d'énergie E émet des photons avec une énergie moyenne de $E/3$ [6] ce qui permet à des électrons ou des protons avec une énergie de quelques dizaines de TeV de produire des photons au TeV. Le rayonnement de freinage est d'autant plus efficace si le milieu de propagation est dense en particule chargées et en noyaux.

Effet Compton inverse

Les électrons se propageant dans des champs de radiation peuvent interagir avec les photons présents et leur transmettre une partie de leur énergie par effet Compton inverse (IC). Cet effet sera plus amplement abordé au chapitre 7. L'IC est une des sources principales de production de rayons γ en astrophysique car il est efficace dans de nombreux milieux, comme les objets compacts (pulsar, AGN) mais aussi les objets plus étendus (SNR, amas de galaxies) [5]. Principalement à cause de l'omniprésence du fond diffus cosmologique rayonnant à 2.7 K, de l'abondance de nuages de gaz à faible densité (rayonnement infra rouge) et de la lumière des étoiles. Des électrons d'une centaine de TeV peuvent amener à l'émission de rayons γ au TeV ($E_{\gamma, max}^{IC} = E_{e\pm}$) ce qui en fait un mécanisme d'accélération particulièrement efficace.

Désintégration de π_0

Les collisions inélastiques de protons relativistes et de noyaux avec d'autres noyaux ou protons du milieu ambiant créent des pions (π_0, π^+ et π^-) en abondance. Le pion neutre π_0 décroît en rayons γ à une demi vie très courte ($t_{\pi_0} = 8.4 \times 10^{-17}$ s), il décroît donc presque instantanément en 2 rayons γ avec un rapport de branchement de 98.8%. La décroissance des pions chargés ($t_{\pi\pm} = 2.6 \times 10^{-8}$ s) donne des muons et des neutrinos. Ce processus permet d'espérer des détections conjointes de rayons γ et de neutrinos apportant des informations sur les mécanismes d'accélération dans les sources astrophysiques locales.

1.4 Les sources de rayons γ au dessus de 100 GeV

La première source de VHE rayons γ (>100 GeV) détectée fut la nébuleuse du Crabe en 1989 avec le télescope Whipple [7]. Le nombre de sources détectées aujourd'hui au TeV atteint 162¹, principalement grâce au développement des instruments MAGIC, H.E.S.S. et VERITAS. Lorsque ces sources appartiennent à notre galaxie nous parlerons de sources Galactiques (77 sources), elles sont généralement situées dans le plan Galactique particulièrement visible depuis l'hémisphère sud. Dans le cas où les sources proviennent d'autres galaxies nous parlerons de sources extragalactiques (65 sources). Il reste 27 sources dont la contre-partie est inconnue.

1. <http://tevcat.uchicago.edu/>

Avec l'arrivée du futur réseau de télescopes Tcherenkov CTA, le nombre de sources détectées au TeV pourrait atteindre le millier.

1.4.1 Les sources Galactiques

Vestiges de supernova

Le phénomène de supernovæ se produit lors de l'explosion d'une étoile de plus de $\sim 8 M_{\odot}$ ayant utilisée tout son combustible nucléaire. Le cœur intérieur atteint des températures allant jusqu'à 10^{11} K et l'effondrement est stoppé par la pression de dégénérescence des neutrons qui cause le rebond extérieur du front de l'implosion. L'énergie de l'onde choc est suffisante pour emporter le matériel stellaire environnant. L'éjecta forme une coquille appelée *SuperNova Remnant* (SNR).

Lorsque l'éjecta rencontre le milieu interstellaire (ISM) une nouvelle onde de choc se forme perdant petit à petit son énergie. Une émission de rayons γ se produit à l'interface éjecta/ISM grâce aux collisions proton-proton ou à l'IC de particules chargées, accélérées par le processus de Fermi du premier ordre. Le réseau H.E.S.S. détecta la première émission γ provenant d'une SNR appelé SNR RXJ1713.7-3946 [8]. Elle fut suivit par la détection de Vela Junior (SNR RXJ0852.0-4622) [9] et SN 1006 [10] qui explosa en l'an 1006.

Pulsar

À la fin de la vie d'une étoile de masse inférieure à $\sim 20M_{\odot}$ le cœur (de masse supérieur à la masse de Chandrasekhar¹) dégénéré s'effondre pour donner une étoile à neutrons avec une masse entre 1 et $2 M_{\odot}$. L'étoile à neutrons a seulement un rayon d'une dizaine de kilomètres qui se met en rotation très rapide (période de la milliseconde à la quelques secondes) à cause de la conservation de moment angulaire et est maintenant dénommée pulsar. Le champs magnétique y est très intense (jusqu'à 10^{12} G) et n'est pas obligatoirement aligné le long de l'axe de rotation. Les particules sont accélérées le long de l'axe magnétique produisant deux rayons de radiations. Le non alignement des axes permet d'observer le pulsar uniquement lorsque l'axe magnétique passe en direction de la terre. Le premier pulsar PSR 1919+21 a été découvert par hasard en radio en 1967 par Antony Hewish et Jocelyn Bell. De nos jours, 1800 pulsars sont observés en radio, et dans le domaine du GeV, le satellite Fermi-LAT en dénombre une cinquantaine. Pour des énergies plus élevées, une émission pulsée de la nébuleuse du Crabe est observée par VERITAS [11] et MAGIC [12] jusqu'à 400 GeV. H.E.S.S. II a récemment détecté le pulsar de Vela au dessus de 30 GeV².

Nébuleuses à vent de pulsar

Certains pulsars sont associés à des SNR et présentent des émissions synchrotrons très intenses provenant de l'intérieur de la nébuleuse alimentée par les vents de positrons et d'électrons du pulsar central. Le vent de pulsar crée une onde de choc à l'intérieur de la coquille de la SNR

1. $1,4 M_{\odot}$

2. <http://www2.cnrs.fr/presse/communique/3651.htm>

1. Rayonnement cosmique et émission γ au delà de 100 GeV

qui accélère les électrons à des énergies relativistes produisant des rayons γ par IC. Le meilleur exemple de nébuleuse à vent de pulsar (PWN) est la nébuleuse du Crabe qui sert aujourd'hui de chandelle standard en astronomie γ à cause de son flux de rayons γ stable à l'échelle de plusieurs années. Le spectre multi-longueurs d'onde de la nébuleuse du Crabe est représenté sur la figure 1.3. La bosse présente à basse énergie, des ondes radio aux rayons γ de basse énergie, est due à l'émission synchrotron des électrons, et l'IC de ces mêmes électrons est responsable de la seconde bosse du GeV au TeV [13].

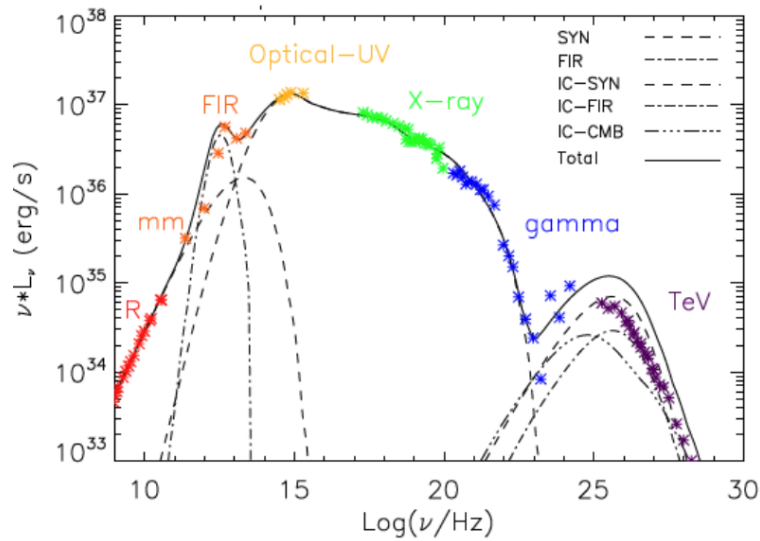


FIGURE 1.3: Spectre multi-longueur d'onde de la nébuleuse du Crabe avec en rouge les observations radio, en orange infrarouge, en jaune optique/UV, en vert les rayons X et en bleu et violet les rayons γ au GeV et au TeV. Le spectre est ajusté par une courbe sommant les différentes émissions. La figure est extraite de [13]

Binaires X

Notre Galaxie contient de nombreux systèmes binaires. Les binaires X représentent ceux contenant un objet compact (trou noir, étoile à neutron ou naine blanche) associé à une étoile. L'objet compact accrète de la matière provenant du vent stellaire ou directement par transfert de masse de l'étoile. Un disque d'accrétion se forme et les forces de frictions font augmenter la température jusqu'à plusieurs millions de Kelvin. À de telles températures le disque rayonne dans les rayons X. Dans certains cas ces binaires X émettent aussi des rayons γ . Si l'objet compact est un trou noir par exemple, un *jet* de particules relativistes est émit et son interaction avec le champs de radiation produit des rayons γ VHE. La similitude de ce processus avec celui des quasars a donné le nom de micro-quasar à ces objets. Si l'objet compact est une étoile à neutron alors des rayons γ peuvent être émit de la même manière que dans les PWN. La première binaire X détectée aux VHE est LS 5039 [14] ayant une période d'émission de 3.907 ± 0.001 jours

corrélée avec la période orbitale. Seulement 5 autres binaires X sont détectées à ce jour au TeV.

1.4.2 Les sources extragalactiques

Noyaux actifs de galaxies

Les noyaux actifs de galaxies (AGN) sont les sources de radiations électromagnétiques les plus lumineuses de l'univers. De nos jours, l'émission du noyau des galaxies s'explique par l'accrétion de matériel autour d'un trou noir super massif ($M \geq 10^6 M_\odot$), dont les *jets* (éjection de particules relativistes) sont observés en radio par exemple. La plupart des AGN détectés au TeV sont des blazars observés dans toutes les longueurs d'onde, ils émettent un signal très variable, non thermique et polarisé. Par exemple H.E.S.S. a détecté l'émission de la galaxie active M87 [15] et du blazar PKS 2155-304 [16] qui présentent de fortes variations de leurs flux simultanément dans plusieurs longueurs d'onde.

Sursaut γ

Les sursauts γ (GRB) sont des émissions très brèves (~ 10 ms à quelques minutes), très intenses de rayons γ dans la gamme d'énergie entre 100 keV et 1 MeV et généralement suivis plus tard de contreparties dans d'autres longueurs d'ondes. Les GRB ont été détectés premièrement en 1967 par les satellites Vela destinés à l'origine à la détection d'essais nucléaires. À haute énergie les GRB sont détectés par Fermi au dessus de 10 GeV [17]. Plus de 40 ans après l'origine des GRB reste non identifiée. La spectroscopie optique permet de connaître leur *redshift* qui se situe à des distances cosmologiques de plusieurs Gpc¹. Les mécanismes responsables des événements les plus énergétiques de l'univers restent cependant inconnus et aucun télescope Tcherenkov n'en a encore observé.

1.5 Le principe de détection des rayons γ au sol

Aux énergies du TeV le flux rayons γ est très faible. C'est pourquoi des réseaux de télescopes au sol avec une grande surface collectrice sont nécessaires. Ces instruments utilisent l'atmosphère de la terre comme calorimètre. Lorsqu'un rayon γ ou un rayon cosmique très énergétique rentre dans l'atmosphère terrestre, il engendre une cascade de particules chargées créée par l'interaction de la particule primaire et ensuite des secondaires avec les atomes et les molécules du milieu. Deux types de cascade peuvent être considérés : les cascades électromagnétiques qui ont pour particule primaire un photon, électron ou un positron et les cascades hadroniques lorsque la particule primaire est un proton ou un noyau. Les cascades hadroniques peuvent engendrer des cascades électromagnétiques lorsque des particules secondaires sont des photons ou des électrons. Pour détecter le passage d'une cascade il est possible, soit de détecter directement la cascade avec des cuves d'eau par exemple, soit d'observer la lumière Tcherenkov produite par les particules chargées grâce à des télescopes Tcherenkov. La surface de détection des télescopes Tcherenkov, $\sim 10^5$ m², est bien supérieure à celle des satellites ~ 1 m².

1. 1 pc = 3×10^{16} m

1.5.1 Les cascades atmosphériques

Les cascades électromagnétiques

Les photons et électrons de très hautes énergies entrant dans l'atmosphère génèrent des cascades électromagnétiques. Dans le cas d'un photon, il interagit avec le champ de Coulomb des nucléons après un parcours moyen de $7/9X_0$ ($X_0 \approx 37.2\text{gcm}^{-2}$) et produit une paire électron-positron (e^\pm). Lorsque la particule primaire est un électron, l'interaction avec un nucléon de l'atmosphère produit un photon par effet Bremsstrahlung. Ces deux procédés sont responsables du développement de la cascade jusqu'à ce que les particules produites aient une énergie inférieure à 80 MeV. Les trajectoires des particules de la cascade sont proches de la particule primaire, cependant à cause des multiples diffusions de Coulomb des e^\pm produits, les cascades ont une extension. Elle reste cependant très faible comparée à l'extension longitudinale qui peut atteindre plusieurs kilomètres comme montré sur la figure 1.4. La cascade électromagnétique initiée par des rayons γ d'énergies entre 100 GeV et 1 TeV atteignent leur développement maximum à une altitude d'environ 10 kilomètres pour une extension latérale de ~ 50 mètres.

Les cascades hadroniques

Les cascades hadroniques se différencient des électromagnétiques à cause des interactions via la force forte. Ici le processus de production de particules secondaires est l'hadronisation par laquelle d'autres particules hadroniques comme des mésons ou des baryons sont produits. À cause de la décroissance des mésons en leptons et en photons la cascade à trois composantes principales : une hadronique, une électromagnétique et une leptonique. La masse des particules créées par interaction forte étant très supérieure à la masse des électrons, ces derniers reçoivent un important moment transverse par diffusion inélastique, ce qui donne une extension latérale à la cascade hadronique plus importante que les cascades électromagnétiques (voir figure 1.4). Les processus multiples, dus à la présence de sous cascades électromagnétiques, donnent une forme très irrégulière à la cascade et une partie de son énergie est emportée par des muons et des neutrinos. Ces différences ont un impact sur les caractéristiques de la radiation Tcherenkov au sol décrite dans la suite.

1.5.2 Radiation Tcherenkov des cascades atmosphériques

La plupart des particules secondaires créées dans les cascades ont des énergies relativistes, donc les particules chargées allant plus vite que la lumière dans le milieu ($v \geq c/b$) vont émettre une radiation Tcherenkov. L'angle d'ouverture θ du cône de radiation par rapport à la direction de propagation dépend de l'indice de réfraction $n(\lambda)$, avec λ la longueur d'onde de la radiation, et s'obtient de la façon suivante :

$$\cos(\theta) = \frac{c}{n(\lambda)v} \sim \frac{1}{n(\lambda)} \text{ avec } v \sim c \quad (1.2)$$

avec v la vitesse de la particule. À une altitude de 10 km, $\theta \approx 1^\circ$, l'énergie minimum nécessaire pour la production de radiation Tcherenkov pour des e^\pm est aux alentours de 20-40 MeV pendant

le développement cascade. Ces valeurs sont très proches de l'énergie critique où les pertes d'énergies par ionisation sont dominantes, donc de tels e^\pm n'émettent presque pas de radiation Tcherenkov.

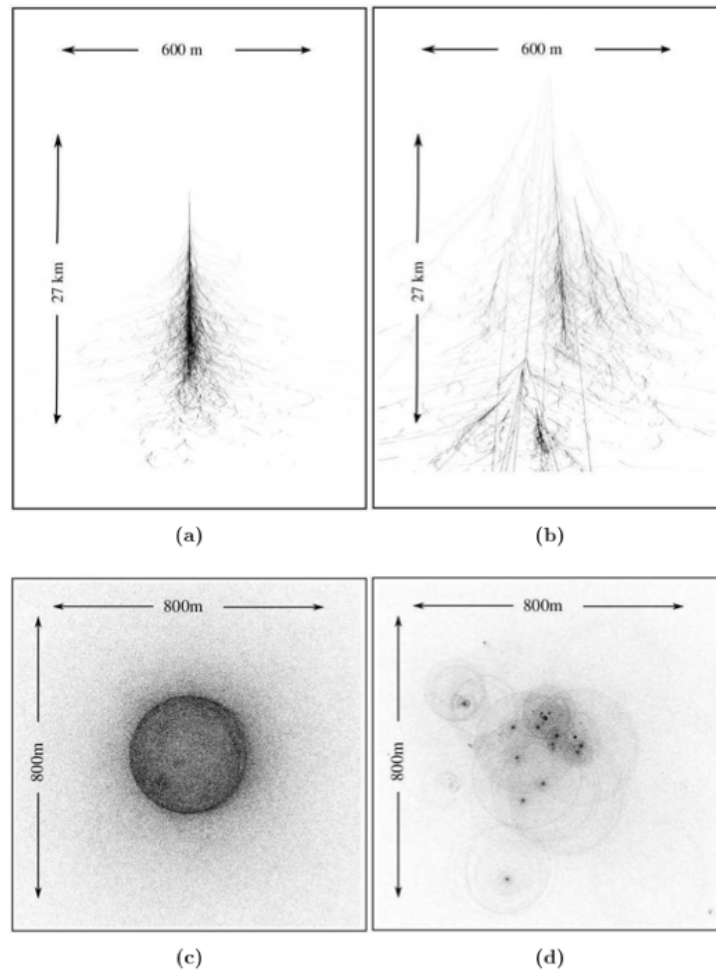


FIGURE 1.4: Comparaison des cascades atmosphériques pour un photon (a) et un proton (b). Les distributions de lumière Tcherenkov sur le sol correspondantes sont représentées en (c) et (d) pour une cascade électromagnétique et hadronique respectivement. Crédits de l'image à Konrad Bernlöhr.

Les cônes de lumière Tcherenkov émis par les électrons à différentes altitudes se superposent pour permettre une observation au sol d'un cercle de lumière presque homogène avec un rayon entre 80 et 150 mètres autour de l'axe d'incidence du photon primaire. Les photons Tcherenkov arrivent dans un intervalle de temps très court de l'ordre de 10 nanosecondes. À cause des diffusions multiples des électrons la distribution de lumière au sol s'étale au delà du cercle. Cet effet est montré sur la figure 1.4 qui compare la distribution de lumière Tcherenkov au sol pour

une cascade électromagnétique (c) et hadronique (d). On distingue clairement la différence entre les topologies des lumières émises par les deux cascades. Dans le cas d'une cascade hadronique, les sous-cascades entraînent l'étalement de la cascade principale et amènent à une distribution plus erratique par rapport à une cascade électromagnétique.

1.5.3 L'imagerie Tcherenkov

Pour détecter directement les cascades il faut des réseaux de détecteurs de particules chargées déployés au sol. On peut utiliser comme moyen de détection des scintillateurs ou des cuves d'eau comme c'est le cas pour les expériences Milagro¹, HAWC² et bientôt LHAASO³.

Mais la technique qui est utilisée par les télescopes Tcherenkov détecte indirectement les cascades en mesurant la lumière Tcherenkov émise ce qui apporte des informations comme l'énergie ou la direction incidente de la particule primaire. Pour collecter cette lumière les télescopes possèdent des surfaces collectrices de l'ordre de la centaine de mètres carrés réfléchissant les photons Tcherenkov dans le plan focal où se situe une caméra. Celle-ci est composée de centaines de photomultiplicateurs permettant de mesurer le rayonnement Tcherenkov sur des échelles de temps très courtes.

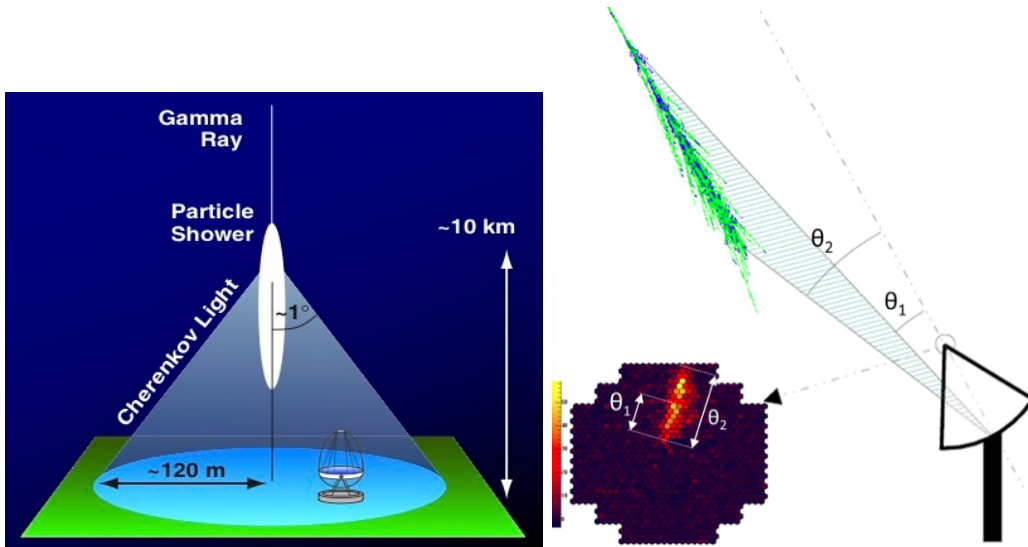


FIGURE 1.5: Méthode de détection de la lumière Tcherenkov issue d'une cascade atmosphérique. À gauche : Le schéma d'un réseau de télescope recevant le flash de lumière Tcherenkov dont le maximum est à 10 km d'altitude. À droite : Schéma de principe de l'imagerie Tcherenkov. L'image de la cascade se forme dans le plan focal du télescope. L'image de la cascade dans la caméra est aussi représentée.

1. <http://umdgrb.umd.edu/cosmic/milagro.html>
2. <http://www.hawc-observatory.org/>
3. <http://english.ihep.cas.cn/ic/ip/LHAASO/>

La figure 1.5 illustre le principe de détection des télescopes Tcherenkov au sol. Le cône de lumière Tcherenkov atteint le sol et le réseau de télescopes pour ensuite arriver dans les caméras. L'image dans la caméra est une projection bidimensionnelle de la cascade, qui correspond à une forme ellipsoïdale caractérisée par un grand et un petit axe. Le grand axe est appelé la longueur de l'image et permet de déterminer l'angle entre la position d'observation et la direction de la cascade alors que le petit axe représente l'extension latérale de la cascade. Les cascades hadroniques ayant des extensions latérales bien plus importantes. C'est un des premiers critères de sélection morphologique dans la caméra pour séparer les rayons cosmiques et γ . La figure 1.6

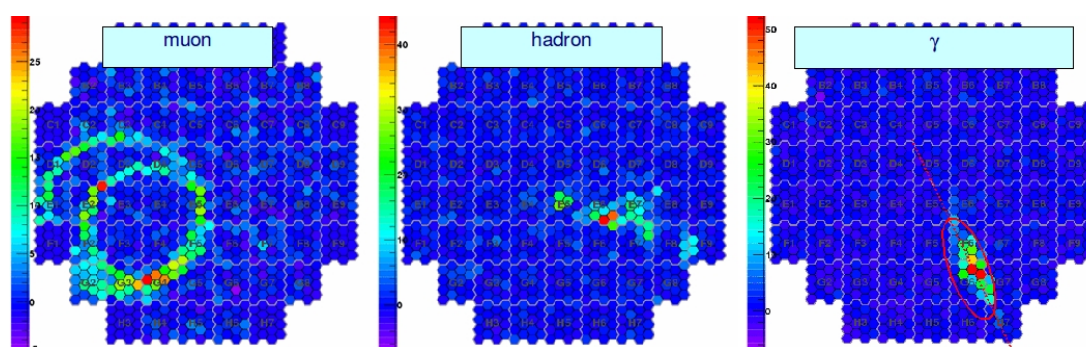


FIGURE 1.6: Exemple d'image de cascade dans les caméras détectées par H.E.S.S. pour un muons (à gauche), un hadron (au centre) et un γ à droite. L'échelle de couleur représente le nombre de photoélectrons reçu par chaque pixel.

représente des images réelles obtenues par les caméras de H.E.S.S., de la gauche vers la droite on peut voir l'image d'un muon, d'un hadron et d'un γ . La forme elliptique du γ le différencie de la forme aléatoire du hadron et de la signature circulaire des muons. Les muons sont créés dans des sous-cascades hadroniques et ne sont vus que par un seul télescope. La stéréoscopie permet donc de réduire le bruit de fond muonique mais aussi de mieux reconstruire la direction incidente du γ grâce au croisement des grands axes des ellipses (voir figure 1.7). Il est en plus possible de rejeter plus de hadrons confondus avec des γ grâce à la stéréoscopie à cause de leur forme irrégulière amenant à des images déviées dans les caméras.

1.6 Les réseaux de télescopes Tcherenkov

La détection de rayons γ au sol a débuté en 1989 grâce au le télescope Wipple avec la détection de la nébuleuse du Crabe [18]. La collaboration HEGRA¹ a ensuite installé le premier réseau de 5 télescopes permettant la stéréoscopie et de réduire le déclenchement d'évènements dû au bruit de fond de ciel ou à des muons. Les techniques de détection des rayons γ par les télescopes Tcherenkov sont présentées dans la section 1.5. La génération actuelle est représentée

1. <https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CT/CT.html>

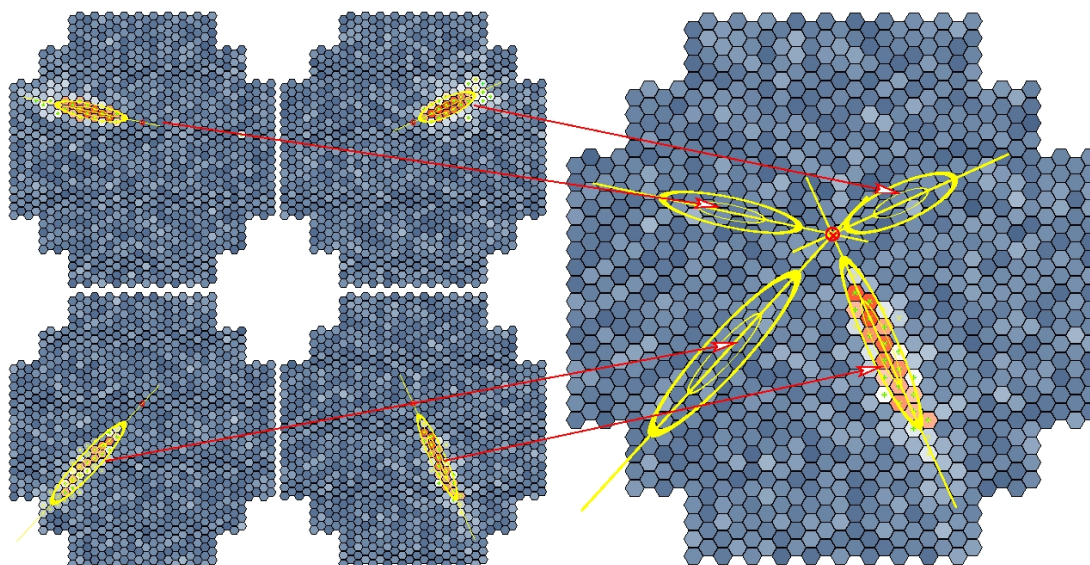


FIGURE 1.7: Illustration de la méthode de reconstruction stéréoscopique d'une cascade électromagnétique par les 4 caméras de H.E.S.S..

par H.E.S.S.¹, MAGIC², VERITAS³ and CANGAROO-III⁴ avec des seuils en énergie entre 30 GeV et 100 GeV. La table 1.1 résume l'ensemble des caractéristiques des télescopes Tcherenkov en opération ainsi que celle du futur réseau CTA⁵. CTA sera composé de deux sites, un dans l'hémisphère nord et un dans l'hémisphère sud et augmentera la sensibilité par rapport à la génération actuelle d'un facteur ~ 10 .

1. <https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>
2. <https://magic.mpp.mpg.de/>
3. <http://veritas.sao.arizona.edu/>
4. <http://icrhp9.icrr.u-tokyo.ac.jp/>
5. <https://portal.cta-observatory.org>

Télescope	Site	Altitude[m]	N _{tl}	S _{tl} [m ²]	N _{pix}	FoV[°]	E _{seuil} [TeV]
Passé							
Whipple	Mont Hopkins (N)	2300	1	75	379	2.3	0.3
HEGRA	La Palma (N)	2200	5	9	271	4.3	0.5
CAT	Targassone (N)	1650	1	18	600	4.8	0.25
Présent							
H.E.S.S. (CT1-4/CT5)	Namibia (S)	1800	4+1	107/600	960/2048	5/3.2	0.1/0.03
MAGIC	La Palma (N)	2225	2	234	574	3.5	0.06
VERITAS	Mont Hopkins (N)	1275	4	106	299	3.5	0.1
CANGAROO-III	Woomera (S)	160	4	57	427	4	0.4
Futur							
CTA	Chile (S) & La Palma (N)	?/2225	50-100	50-500	/	3.5-7	0.01

TABLE 1.1: Liste des réseaux télescopes Tcherenkov au sol en opération ou prévus avec leurs principales caractéristiques.

1. Rayonnement cosmique et émission γ au delà de 100 GeV

Chapitre 2

L'instrument H.E.S.S.

Sommaire

2.1	La première phase de H.E.S.S.	20
2.1.1	Les télescopes	20
2.1.2	Les caméras CT1 à 4	20
2.1.3	Les cônes de Winston et les photomultiplicateurs	21
2.1.4	L'électronique d'acquisition	21
2.2	H.E.S.S. II	21
2.2.1	Le télescope CT5	22
2.3	Le système de déclenchement	22
2.3.1	Déclenchement local	22
2.3.2	Déclenchement central	23
2.3.3	Choix des différents seuils	23
2.4	Observation et prise de données	25
2.4.1	Critère de qualité pour la sélection des données	26
2.5	Principe d'analyse de données avec H.E.S.S.	26
2.5.1	Reconstruction des évènements	28
2.5.2	Méthode de détermination du bruit de fond	29
2.5.3	Reconstruction spectrale	33

2. L'instrument H.E.S.S.

Le réseau de télescopes H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System)¹ en Namibie les hauts plateaux des Khomas Highland ($23^{\circ}16'18''$ Sud $16^{\circ}30'00''$ Est) à 1800 mètres au dessus du niveau de la mer. Le site a été choisi pour ces conditions atmosphériques excellentes comme le faible taux humidité et la faible couverture nuageuse. La situation géographique est aussi un avantage puisqu'elle permet d'observer la plupart du plan Galactique de la Voie Lactée et notamment le centre Galactique à faibles angles zénithaux ce qui est requis pour accéder à la meilleure sensibilité possible. L'instrument H.E.S.S. est composé de 4 télescopes Tcherenkov de 12 mètres de diamètre appelés CT1 à 4 et un plus large au centre du réseau de 28 mètres CT5. Le réseau permet d'observer des sources de rayons γ dans une domaine d'énergie entre ~ 30 GeV et 100 TeV. Les observations ont commencé avec les télescopes CT1 à 4 en 2003 puis en 2012 avec CT5. Ce chapitre décrit l'expérience H.E.S.S., la section 2.1 se concentre sur les caractéristiques des différents télescopes, puis dans la section 2.3 nous détaillons le système de déclenchement avant de décrire dans la section 2.5 le principe d'analyse des données.

2.1 La première phase de H.E.S.S.

2.1.1 Les télescopes

La première phase de l'expérience H.E.S.S., ou H.E.S.S. I, réfère aux huit premières années de fonctionnement des télescopes CT1 à 4 avant la mise en service de CT5. Les quatre premiers télescopes sont identiques et sont répartis sur un carré de 120 mètres de coté avec CT5 placé au centre. Chaque télescope est constitué d'une structure composée d'une monture alt-azimutale en acier évoluant autour d'un pivot central. Un système de roues à friction contrôle le mouvement du télescope selon les deux axes pour une précision de pointé de ~ 10 secondes d'arc. Le réflecteur comprenant les miroirs mesure 13 mètres de diamètre et maintient la caméra dans le plan focal situé à 15 mètres grâce à 4 bras. Au centre du réflecteur plusieurs instruments comme un radiomètre et une caméra CCD sont installés pour l'étalonnage du système.

2.1.2 Les caméras CT1 à 4

Les caméras utilisées par les télescopes Cherenkov sont situées sur le plan focal des miroirs et permettent de récupérer la lumière Cherenkov émise par les cascades de particules énergétiques. La phase I de H.E.S.S. comporte 4 télescopes équipés chacun d'une caméra. Ces dernières sont constituées de 960 photomultiplicateurs (PMs) pouvant être considérés comme les pixels de la caméra. Ils ont chacun un champs de vue de 0.16° ce qui procure à la caméra un champs de vu total de 5° qui lui permet d'observer les sources étendues. Sur le devant de chaque PMs se trouve un cône de Winston permettant d'augmenter la capacité de collection de la lumière incidente. Les caméras de H.E.S.S. I pèsent chacune ~ 900 kg, ont un diamètre de 1,6 m et une longueur de 1,5 m. Les PMs sont regroupés par groupe de 16 au seins de 60 « tiroirs » permettant d'assurer une bonne maintenance et contiennent l'électronique nécessaire à la numérisation du signal.

1. <https://www.mpi-hd.mpg.de/mpi/start/>

Cette électronique doit être rapide pour diminuer la contamination du bruit de fond du ciel et est munie d'une logique de déclenchement rapide permettant de limiter le temps de stockage des données. Les signaux des PMs sont échantillonnés dans des mémoires analogiques de 128 ns de profondeur (grâce aux puces ARS0 [19] utilisées avant la modernisation). Lorsqu'un PMs « s'allume » le système de déclenchement arrête la prise de données et la mémoire peut être lue, puis numérisée en sortie. Chaque tiroir dispose également d'une électronique de contrôle permettant un aller retour permanent des informations sur l'état du tiroir tel que la haute tension, le taux de déclenchement ou encore la température. La carte de contrôle permet aussi de transmettre des ordres. Enfin 80 ventilateurs au fond de la caméra sont utilisés pour dissiper la chaleur. Plus de détails sur l'électronique seront donnés dans le chapitre 3 sur l'électronique modernisée des caméras de CT1 à 4.

2.1.3 Les cônes de Winston et les photomultiplicateurs

À l'avant de la caméra et devant chaque PMs se trouve un cône de Winston noir fabriqué en PMMA (poly-méthyl-méthacrylate) alluminisé par une couche de SiO_2 . Leur forme est hexagonale, leur diamètre d'entrée et de sortie sont respectivement 41 et 27,5 mm et ils ont une hauteur de 3,3 cm. Leur utilisation a pour but de réduire les zones mortes entre les PMs, permettant ainsi de collecter plus de lumière en la concentrant sur la partie centrale du PMs, là où l'efficacité quantique est maximale, et de réduire la lumière de l'albedo lors d'observations à des angles zénithaux $\phi_z > 30^\circ$. Les PMs sont des Photonis XP 2960 de 28,5 mm de diamètre (23 mm pour la photocathode et 21 mm pour la zone efficace), ils collectent efficacement la lumière d'une longueur d'onde entre 250 et 650 nm. Les PMs ont été équipés à leurs sorties d'une base conçue pour recevoir la haute tension (~ 1000 V) et d'un pont diviseur de tension pour alimenter les 8 dynodes.

2.1.4 L'électronique d'acquisition

Juste derrière les PMs et à l'intérieur des tiroirs se trouve l'électronique de lecture et le système de déclenchement local. À l'arrière de la caméra se trouve une baie électronique contenant le CPU ainsi que le système de déclenchement de la caméra. En ce qui concerne l'électronique de lecture contenue dans le tiroir, on trouve deux cartes de mémoires analogiques (une pour 8 PMs) et une carte de contrôle. La figure 2.1 schématise l'arrivée du signal d'un PM sur une carte analogique. La détection d'un événement entraîne un arrêt de l'échantillonnage, le début de la lecture puis le transfert vers les FiFo (First in First out), le tout étant sous contrôle du FPGA (Field-Programmable Gate Array). L'électronique et la mécanique de H.E.S.S. I bénéficie d'une modernisation de 2015 à 2016 qui est décrite en détail dans le chapitre 3.

2.2 H.E.S.S. II

En Juillet 2012, lors du passage à la phase 2 de H.E.S.S. un nouveau télescope de 28 mètres (CT5) de diamètre a été installé au centre du réseau pour permettre entre autre de sonder des

2. L'instrument H.E.S.S.

énergies plus basses (jusqu'à 30 GeV). L'abaissement du seuil en énergie est rendu possible par la plus grande surface collectrice de CT5 permettant de faire converger plus de lumière vers les caméras et donc de détecter de cascades atmosphériques d'énergie plus faibles. Depuis l'ajout de CT5 les observations sont divisées en deux types : celle utilisant tous les télescopes du réseau, appelé **analyse Combinée**, et celle n'utilisant que CT5 appelée **analyse Mono**. Plus de détails sur les modes d'opération de H.E.S.S. I et II seront donnés dans les chapitres 4, 5 et 9.

2.2.1 Le télescope CT5

La masse totale de CT5 est d'environ 560 tonnes, la monture est pilotée par un système de commande très puissant pouvant atteindre une vitesse de 200° par minute en azimuth et 100° en déclinaison ce qui en fait le télescope de cette taille le plus rapide au monde. Une parabole de 24×33 mètres contenant 875 miroirs identiques est placée sur la monture faisant de H.E.S.S. II le plus grand télescope Tcherenkov au sol jamais construit. La forme parabolique du miroir assure la coïncidence du temps d'arrivée des photons dans le plan focal où se situe la caméra.

La caméra de CT5 a un diamètre de 2 mètres correspondant à un champ de vue total de $\sim 3.2^\circ$. Elle est constituée de 2048 photo-multiplicateurs similaires à ceux utilisés par les caméras de H.E.S.S. I. Pour maximiser la lumière collectée la caméra de H.E.S.S. II est aussi équipée de cônes de Winston.

2.3 Le système de déclenchement

La lumière Tcherenkov provenant des cascades de particules énergétiques est très faible et aussi très brève (de l'ordre de 10 ns), ce qui rend la détection de γ de hautes énergies complexe notamment à cause des autres cascades de particules mais aussi de la lumière des étoiles qui émettent dans les mêmes longueurs d'ondes. Pour s'affranchir de la contamination du bruit de fond du ciel, l'électronique doit être très rapide pour maximiser le signal Cherenkov reçu dans une fenêtre de lecture en temps donnée. La stéréoscopie apporte une aide précieuse dans la réduction de du bruit de fond, notamment dans le cas des muons qui ne sont presque jamais détectés par deux télescopes à la fois. La stéréoscopie permet donc d'avoir 2 niveaux de déclenchement : un pour une caméra seule et un pour l'ensemble des télescopes.

2.3.1 Déclenchement local

Pour la stratégie du déclenchement local, la caméra est divisée en 38 secteurs de 64 pixels. Certains PMs appartiennent donc à plusieurs secteurs. Cette technique permet de limiter le déclenchement dû au bruit de fond du ciel et d'assurer un déclenchement homogène dans la caméra. Lorsqu'un pixel reçoit du signal, celui-ci doit être supérieur à un premier seuil S_1 pour être considéré, ensuite si le nombre de pixel ayant déclenché dans un même secteur est supérieur à S_2 on considère le télescope comme ayant vu un événement. La comparaison du signal dans un PM avec le seuil S_1 se fait dans la troisième voie de la carte électronique de lecture (voir figure

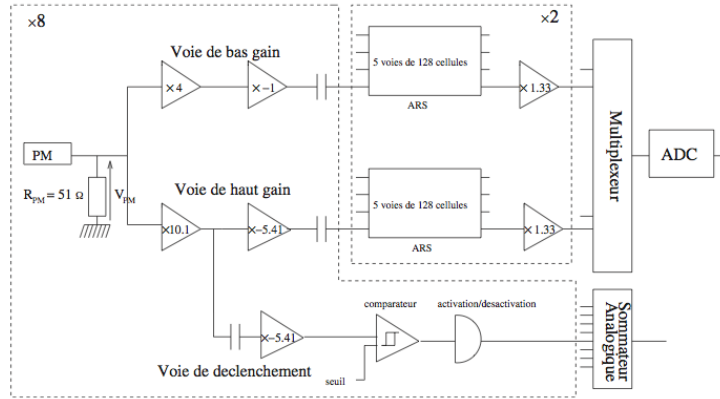


FIGURE 2.1: Schéma de l'électronique des caméras de H.E.S.S. I avant leur modernisation. Pour chacun des huit PMs reliés à une carte analogique le signal est acheminé vers 3 voies, une de haut gain, une de bas gain et une pour le système de déclenchement où le signal est comparé à un seuil S_1 .

2.1). Le module de la caméra reçoit ensuite l'information sur le nombre de pixel ayant dépassé ce seuil S_1 dans une fenêtre de 1,3 ns. Si ce nombre est supérieur à S_2 on passe à l'étape suivante. C'est la carte de gestion du déclenchement de la caméra qui décide si les conditions sont réunies et qui envoie deux ordres simultanément. Le premier va vers les tiroirs pour ordonner l'arrêt de l'échantillonnage aux puces et le début de la lecture du signal enregistré pendant la période de l'évènement. L'autre va au système de déclenchement central.

2.3.2 Déclenchement central

La stéréoscopie nécessite le déclenchement en coïncidence de plusieurs caméras, le principe général est illustré dans la figure 2.2. Pour cela le système central reçoit l'information sur l'état des différents systèmes de déclenchement locaux. Les temps d'arrivés des signaux sont ensuite corrigés par les différentes longueurs de fibres optiques. C'est là qu'intervient un troisième seuil S_3 correspondant au nombre de télescopes dont le système de déclenchement local a vu un évènement dans un intervalle de 10 ns. La lecture d'un évènement nécessite $273 \mu s$ et son transfert vers les mémoires FiFo $144 \mu s$. Le temps mort, temps durant lequel la caméra n'est plus disponible pour l'observation, est au total de $446 \mu s$. Un des objectifs de la modernisation des caméras sera de réduire ce temps mort comme nous le verrons dans le chapitre 3.

2.3.3 Choix des différents seuils

Le choix des seuils doit se faire dans un souci de performance en terme d'évènements collectés et de seuil en énergie mais aussi en réduisant le bruit de fond provenant des étoiles et des hadrons. La figure 2.3 montre que si on veut choisir le seuil S_1 le plus bas possible il faut le faire intelligemment en prenant aussi en compte la stéréoscopie. Par exemple, si avec un seul télescope

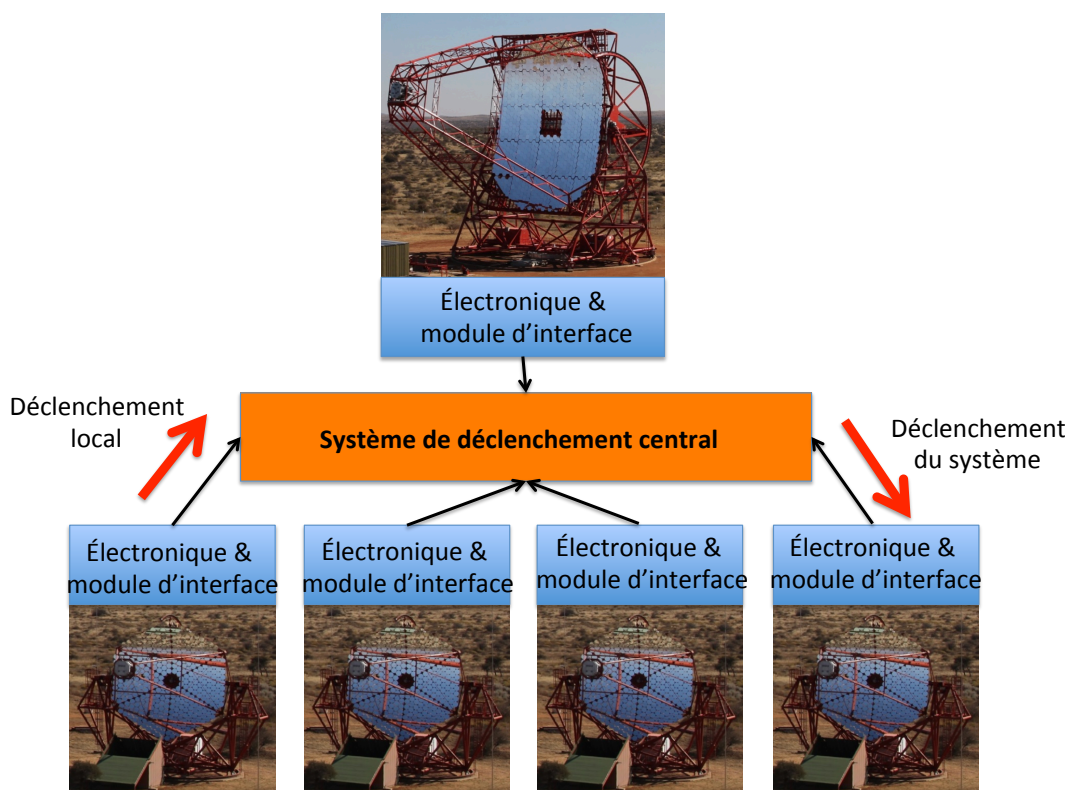


FIGURE 2.2: Schéma du système de déclenchement central. Le système de déclenchement local envoie des informations au déclenchement central qui peut déclencher les autres télescopes.

le seuil S_2 est fixé à 3, un seuil S_1 inférieur à 5 fera augmenter le taux de comptage de manière trop importante à cause du bruit de fond du ciel. Cependant lorsque le nombre de télescope augmente on peut abaisser le seuil S_1 requis. Les valeurs retenues pour le système H.E.S.S. I avant la modernisation sont données ici : Au niveau d'un pixel seul il faut un seuil minimum de $S_1 = 4$ photo-électrons par pixels, ensuite on demande $S_2 = 3$ pixels en coïncidence dans un secteur et enfin $S_3 = 2$ télescopes. Ces valeurs permettent d'abaisser le taux de déclenchement de 1 kHz pour un télescope seul à 300-400 Hz.

Événements Mono avec CT5

En dessous de 100 GeV la lumière Tcherenkov collectée par les télescopes CT1-4 n'est pas suffisante la plupart du temps pour déclencher les télescopes localement. Avec sa plus grande surface, CT5 est capable de voir ces événements et active le système de déclenchement seul en mode **Mono**. Quand une décision de déclenchement est envoyée au système central par CT5 seul, les informations sur la cascade sont sauvegardées indépendamment.

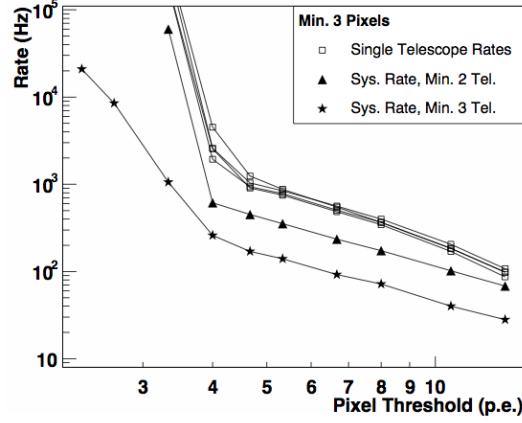


FIGURE 2.3: Taux de déclenchement en fonction du seuil en photoélectrons par pixel. Les carrés représentent le taux de déclenchement pour un seul télescope tandis que les triangles et les étoiles le représentent pour respectivement deux et trois télescopes. Figure extraite de [20]

2.4 Observation et prise de données

Le réseau H.E.S.S. observe des sources de rayons γ uniquement lors de nuit sans lune, avec de bonnes conditions météo et lorsque le soleil est 18° en dessous de l'horizon. Si toutes ces conditions sont réunies il est possible d'atteindre un total de ~ 1700 heures d'observation pendant l'année. Cependant en prenant compte les périodes de météo défavorables et des problèmes techniques, la moyenne du temps d'observations par année est autour de 1000 heures. La présence de la lune rendrait la détection de rayons γ en dessous de quelque centaines de GeV très compliquée, donc seul les prises de données d'étalonnage sont effectuées en sa présence. Les observations sont séparées en *run* de 28 minutes durant lesquelles la source est suivie dans le ciel. Deux stratégies d'observation sont principalement utilisées par H.E.S.S. :

- 1) **ON-OFF** : Le télescope pointe alternativement vers la source (position ON) et une position éloignée sans autres sources (position OFF) décalée de 30 minutes d'arc en ascension droite mais avec la même déclinaison. Cette technique permet une très bonne estimation du bruit de fond hadronique dans la même région du ciel avec des conditions atmosphériques similaires. Le désavantage de cette stratégie est que seulement la moitié du temps d'observation est dédié à la source pour les sources étendues de plus de quelques degrés..
- 2) **Le mode Wobble** : Le télescope pointe vers une direction légèrement décalée de la source (typiquement $\pm 0.7^\circ$) et le bruit de fond hadronique est estimé dans le même champ de vue. Un des désavantages possibles est de ne pas pouvoir estimer le bruit de fond dans le champ de vue lors d'observations de sources étendues.

2.4.1 Critère de qualité pour la sélection des données

Les observations ont besoin d'être étalonnées pour l'analyse, il est donc important de vérifier la stabilité au cours d'un *run* des conditions météo et des performances de l'équipement.

Contrôle de l'atmosphère

Le développement des cascades dépend fortement des conditions atmosphériques, en particulier la transparence de l'atmosphère a un effet direct sur la quantité de lumière Tcherenkov reçue au sol. Le phénomène le plus visible est la présence de nuages et de certains aérosols qui peuvent aussi gêner les observations. Il est donc impératif de contrôler la qualité de l'atmosphère pour réduire les erreurs systématiques lors de la procédure d'analyses. On utilise pour cela plusieurs instruments météo qui enregistrent les conditions *run* par *run* dans une base de données. Par exemple chaque télescope est équipé avec des radiomètres infrarouges pour mesurer la température du ciel dans le champ de vue, et la présence du nuage augmente significativement la température. Une station météo mesure en permanence la température, la pression, le vent et sa direction. Un LIDAR infrarouge (Ceilometer, 95nm) est utilisé comme détecteur de nuage en scannant le ciel avec un rayon laser. Finalement un transmetteur a été installé pour mesurer la transparence de l'atmosphère à ~ 500 mètres au dessus du sol à des différentes longueurs d'ondes de 390, 455, 505 et 910 nm.

Critères de sélection standards

La procédure de sélection standard des données utilisées par H.E.S.S. suit les critères ci-dessous :

- Les événements activent le système de déclenchement lorsque 3 pixels reçoivent plus de 4 p.e. à l'intérieur d'un secteur de caméra et au moins deux télescopes voient le même événement dans une fenêtre de coïncidence de 80 ns.
- Le nombre de pixels inutilisables dans la caméra à cause de problème matériel ou d'étoiles brillantes dans le champ de vue n'excède pas 10%.
- Le taux de déclenchement global est supérieur à 70% de la moyenne pour une liste de *run*.
- La variation des taux des systèmes de déclenchement de chaque télescope est inférieure à 10%

Une description complète de la procédure peut être trouvée dans [20].

2.5 Principe d'analyse de données avec H.E.S.S.

La première étape de l'analyse est l'étalonnage des données, c'est à dire la conversion de photoélectron en coups d'ADC utilisable pour l'analyse. L'étalonnage s'effectue grâce à des *runs* dédiés mesurant les piédestaux et de la réponse à un photon électron unique dans chacun des pixels. Ces mesures seront détaillées dans le chapitre 3. La figure 2.4 résume les différentes étapes de la mesure de rayon γ à travers la chaîne d'analyse depuis l'interaction dans l'atmosphère au

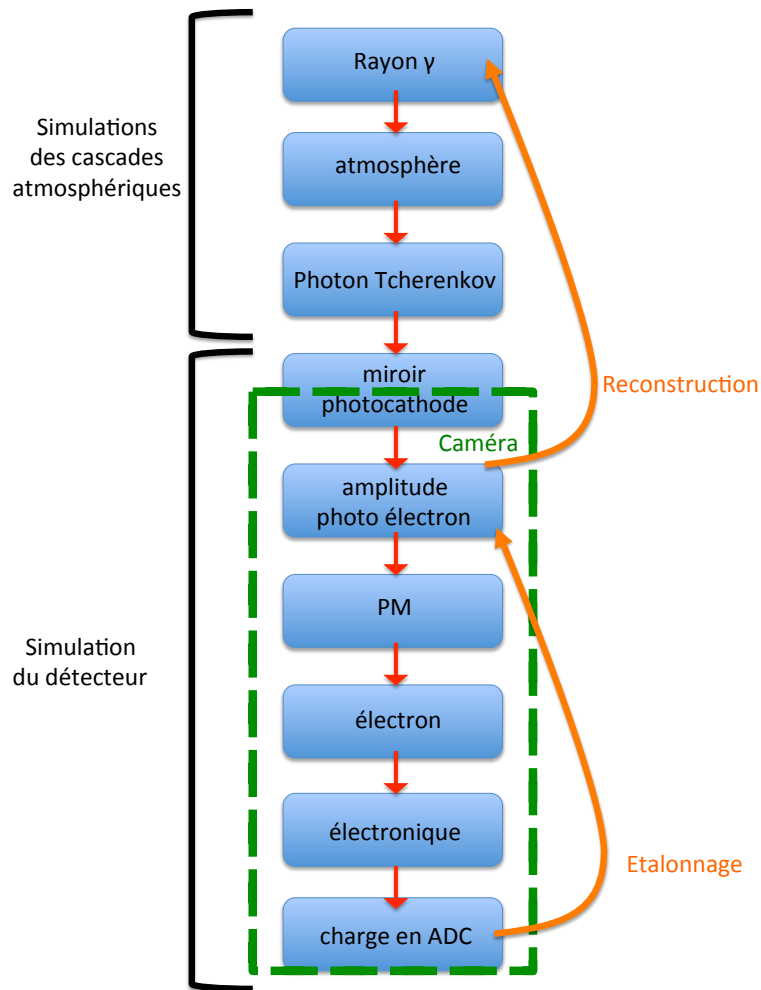


FIGURE 2.4: Schéma général de l'étalonnage et de la reconstruction d'un rayon γ dans l'expérience H.E.S.S.. La figure résume les étapes entre le rayon γ primaire et le nombre de coups d'ADC finaux dans les caméras. L'étalonnage consiste à mesurer le facteur de conversion entre les coups d'ADC et les photoélectrons. La reconstruction permet de connaître les caractéristiques du rayon γ primaire comme sa direction ou son énergie.

nombre de coups d'ADC dans les caméras. La figure montre les étapes de l'étalonnage et de reconstruction que nous allons détailler dans cette section.

2.5.1 Reconstruction des évènements

Après la prise de donnée et l'étalonnage, la reconstruction et l'identification des particules primaires détectées par l'instrument sont nécessaires avant toutes analyses de physique. Cette phase consiste dans la reconstruction de la direction, du paramètre d'impact (distance de première interaction par rapport au sol) et de l'énergie des particules. Comme vu précédemment la séparation γ /hadron se fait en comparant la forme de l'image dans la caméra à des simulations Monte Carlo permettant de construire des variables discriminantes. Nous décrivons la méthode de reconstruction *Model++* [20], plus précise que la méthode de *Hillas* utilisant uniquement la géométrie des images des cascades dans la caméra (figure 1.5). La méthode *Model++* compare les images des caméras pixel par pixel avec une base de données obtenue par des simulations en utilisant un ajustement par maximum de vraisemblance et un jeu de variables discriminantes pour séparer les hadrons des γ . L'analyse *Model++* sera celle utilisée pour tous les résultats présentés dans ce manuscrit.

Simulations Monte Carlo

La reconstruction de l'énergie et de la direction des particules primaires nécessite des simulations réalistes des images des cascades dans les caméras. La première étape utilise le code KASKADE [21] initialement développé pour le télescope Whipple. Le code fournit des simulations Monte Carlo (MC) des cascades atmosphériques pour différentes particules primaires comme des rayons γ , électrons, protons et noyaux. Après avoir modélisé les différentes interactions dans l'atmosphère, la lumière Tchenrenkov dans les longueurs d'ondes détectables par les PMs est générée pour obtenir un nombre réaliste de photons dans les caméras.

Le fichier créé par KASKADE est ensuite lu par le code SMASH, spécialement développé pour l'analyse de H.E.S.S., qui permet de simuler les fonctions de réponses de l'instrument connaissant la valeur du signal Tchenrenkov dans chaque pixel des caméras. Les simulations SMASH incluent en particulier :

- Les caractéristiques des miroirs comme l'orientation et la réflectivité.
- Les cônes de Winston.
- La géométrie du télescope et les obstacles sur le chemin des photons.
- La conversion des photons en photo-électrons dans les PMs.
- Le processus de déclenchement local, central et les systèmes d'acquisition.

Toutes les informations sur les événements MC sont stockées dans un fichier de même architecture que les vraies données.

Reconstruction de la direction et de l'énergie

Une procédure de maximum de vraisemblance (likelihood) compare l'image de la cascade dans la caméra avec l'image produite par la simulation MC pixel par pixel. Plus de détails sur

la méthode de vraisemblance sont donnés dans le chapitre 8. La fonction de likelihood pour un pixel s'écrit de la manière suivante :

$$\ln\mathcal{L} = -2 \times \ln P(s|\mu, \sigma_e, \sigma_{NSB}) \quad (2.1)$$

avec $P(s|\mu, \sigma_e, \sigma_{NSB})$ la densité de probabilité d'observer un signal s dans un pixel où le signal attendu est μ pour une largeur de la distribution du bruit électronique σ_e et du bruit de fond de ciel σ_{NSB} . Le likelihood total pour un télescope est la somme des likelihood individuels sur tous les pixels de la caméra. Cette technique permet de reconstruire les paramètres de la cascade comme l'énergie, la direction et le paramètre d'impact des particules primaires en comparant les observations aux cascades simulées par MC.

La séparation des événements γ et des hadrons

Une variable discriminante appelée *Shower goodness* de l'ajustement basée sur la fonction de likelihood Eq.(2.1) et présentée dans [20] permet de discriminer efficacement les événements hadroniques. Elle est définie comme la différence entre la fonction de likelihood $\ln\mathcal{L}(s|\mu)$ avec celle prédit par les simulations MC $\langle \ln\mathcal{L} \rangle|_{\mu}$ sommées sur tous les pixels de la caméra :

$$G = \frac{\sum_i [\ln\mathcal{L}(s_i|\mu_i) - \langle \ln\mathcal{L} \rangle|_{\mu_i}]}{\sqrt{2 \times N_{d.o.f}}} \quad (2.2)$$

où $N_{d.o.f} = N_{\text{pixel}} - 6$ est le nombre de degrés de liberté. Á l'aide de cette variable deux quantités sont définies :

- La *Shower Goodness*, définie comme la qualité d'ajustement des pixels participant à l'image de la cascade.
- Le *Background Goodness*, définie la qualité d'ajustement des pixels ne participant pas à l'image de la cascade.

La figure 2.5 compare la distribution de la variable *Shower Goodness* pour l'analyse d'une source ponctuelle PKS 2155-304 (AGN) avec la prédiction MC et la distribution du bruit de fond autour de la source. Une coupure est définie sur ces variables discriminantes pour rejeter le plus de hadrons possible même si une fraction non négligeable n'est pas exclue. Pour les analyses H.E.S.S. I la coupure supérieure sur la *Shower Goodness* est placée à 0.6.

2.5.2 Méthode de détermination du bruit de fond

La procédure d'analyse de données est basée sur la soustraction des événements d'une région ON, où se trouve la source, par rapport à une région OFF où seul du bruit de fond est attendu. Il faut donc définir une région ON, ou région d'intérêt, et une région OFF dans le même champ de vue ou un champ de vue différent nécessitant des observations dédiées. Les événements contenus dans la région OFF sont soustraits à ceux de la région ON pour obtenir l'excès. Pour limiter l'erreur statistique sur la mesure du bruit de fond la taille de la région OFF est la plupart du temps supérieure à celle de la région ON. Les événements sont donc renormalisés par le paramètre α (voir équation (2.4)), et les événements excédant donnent l'excès.

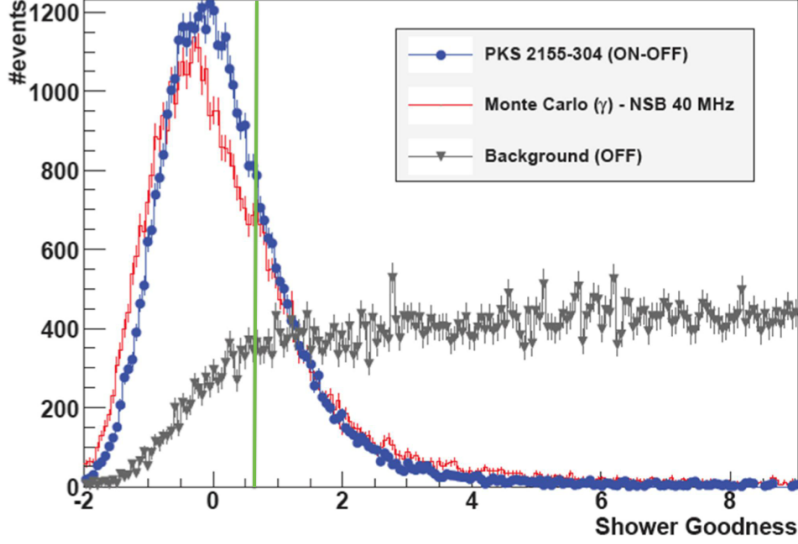


FIGURE 2.5: Distribution de la variables *Shower Goodness* dans l'analyse de PKS 2155-304 pour les données (ronds bleus), le signal MC (rouge) et le bruit de fond (triangles gris). La coupure standard utilisé dans H.E.S.S. à 0.6 est tracée par la barre verte.

La définition des régions OFF dépend des conditions d'observation de la source étudiée. Pour éviter tout biais lors de l'analyse il est important que la surface effective soit la même pour les deux régions. La surface effective est maximale au centre de la caméra et décroît avec la distance au centre au delà de 1° . Une solution pour éviter ce problème est de pointer le télescope avec une certain décalage par rapport à la source appelé *offset*, et de prendre les régions OFF sur un cercle ayant comme rayon l'*offset*. Cette méthode est appelée *wobble* et permet d'obtenir des régions ON et OFF dans les mêmes conditions d'observation.

D'un autre coté le champs de vue limité ($\sim 5^\circ$ pour CT1 à 4 et $\sim 3.2^\circ$ pour CT5) peut contraindre le choix des régions OFF, en particulier pour des sources étendues et de grandes régions d'exclusions. Dans ce cas il peut être bénéfique de choisir le OFF dans un autre champs de vue en utilisant des paires de *run* ON/OFF pris dans les mêmes conditions.

Le mode *wobble*

La plupart des observations de H.E.S.S. sont effectuées en mode *wobble* avec un *offset* typique situé entre 0.5° et 1.5° . Dans de telles conditions les analyses ON-OFF permettent une excellente estimation du bruit de fond, comme le montre la figure 2.6. Le nombre d'excès dans la région d'analyse est donné par :

$$N_{\text{exces}} = N_{\text{ON}} - \alpha N_{\text{OFF}} \quad (2.3)$$

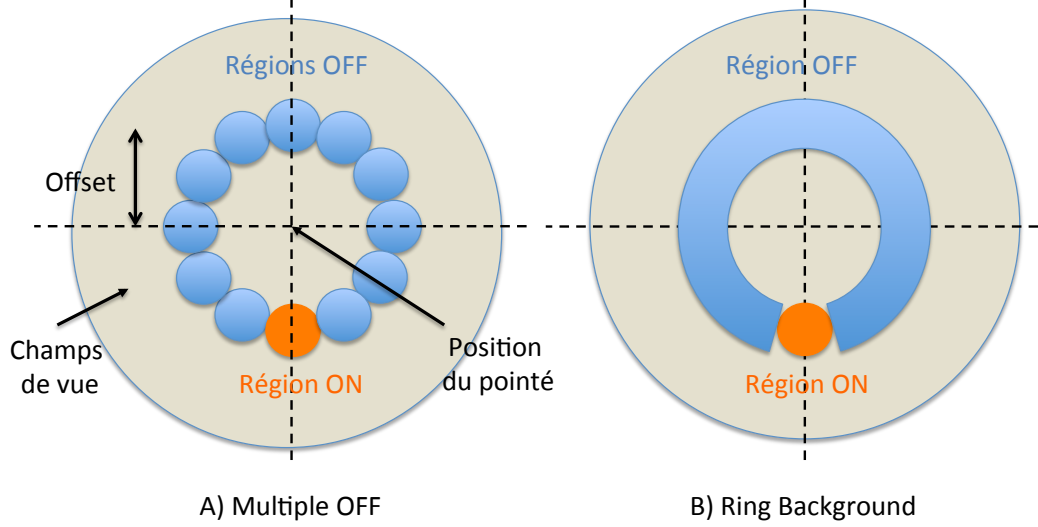


FIGURE 2.6: Deux façons différentes de calculer le bruit de fond dans la région OFF. En A) la technique *Multiple OFF* et en B) celle du *Ring background*.

où :

$$\alpha = \frac{\int_{\text{ON}} A_{\text{ON}}^{\gamma}(\phi_{\theta}, \phi_z, E, t) dE dt}{\int_{\text{OFF}} A_{\text{OFF}}^{\gamma}(\phi_{\theta}, \phi_z, E, t) dE dt} \quad (2.4)$$

représente l'expression du facteur de normalisation α pour une temps d'observation t dans la région ON et OFF. $A_{\text{ON,OFF}}^{\gamma}$ est la surface effective de rayons γ du détecteur dépendant de ϕ_{θ} la distance angulaire par rapport à la position de pointé, ϕ_z l'angle zénithal d'observation et E l'énergie du rayon γ . Il est important de noter que dans la littérature α peut être défini comme l'inverse de l'équation (2.4) et l'équation (2.3) devient donc $N_{\text{exces}} = N_{\text{ON}} - \frac{1}{\alpha} N_{\text{OFF}}$. Il est facile de savoir quelle est la définition de α utilisée car la région OFF, ou la somme des régions OFF doit être de même taille ou plus grande que la région ON. Donc lorsque $\alpha < 1$ l'équation (2.4) est utilisée et si $\alpha > 1$ c'est son inverse. En mode *wobble* la surface effective dans les régions ON et OFF sont similaires, de même que le temps d'observation, on peut donc réécrire α comme le rapport des tailles des régions ON et OFF :

$$\alpha = \frac{\Delta\Omega_{\text{ON}}}{\Delta\Omega_{\text{OFF}}} \leq 1 \quad (2.5)$$

Comme le montre la figure 2.6 il y a plusieurs moyens de calculer le bruit de fond en mode *wobble*. La technique des OFF multiples (*Multiple OFF*) qui définit des cercles de tailles égales à la région ON autour de la position de pointé est la technique de l'anneau complet (*Ring background*) qui définit un anneau autour de la position de pointé excluant la région ON.

Régions d'exclusion

Lorsqu'une autre émission de rayons γ est présente dans le champ de vue il est possible de définir des régions d'exclusion pour ne pas contaminer le OFF et biaiser la mesure du bruit de fond résiduel. Habituellement une région d'exclusion autour de sources ponctuelles (0.25° pour H.E.S.S. I et 0.4° pour H.E.S.S. II) est définie pour prévenir toute contamination du signal de la source. La figure 2.7 représente l'estimation du OFF en présence de régions d'exclusions dans le champs de vue pour la technique du *Multiple OFF* et celle du *Ring background*.

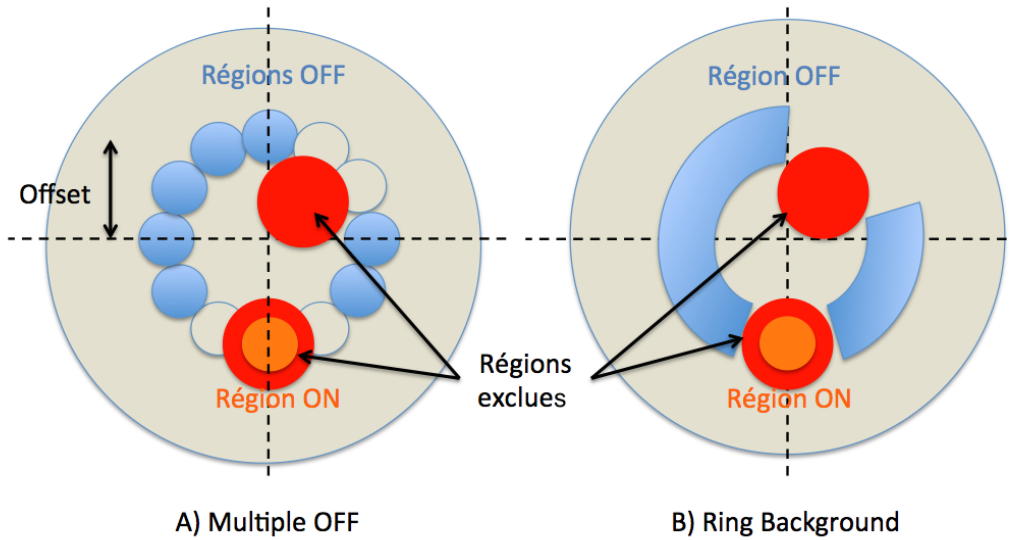


FIGURE 2.7: Impact de la présence de régions d'exclusion (en rouge) sur A) la technique *Multiple OFF* et B) celle du *Ring background*.

Observations ON/OFF

Les *runs* d'observation de sources de rayons γ très étendues ne permettent pas toujours de définir la région OFF dans le même champ de vue, dans de tel cas on a recours à la méthode d'observation ON/OFF. On prend un premier *run* pointant, sans *offset*, vers la source puis un deuxième *run*, dans les mêmes conditions d'observations, dans une région voisine où aucun signal astrophysique n'est attendu et où le bruit de fond de ciel est similaire. La figure 2.8 représente cette stratégie d'observation. Les régions ON et OFF sont typiquement séparées de 7° dans le ciel et de ~ 30 minutes dans le temps. Cette méthode peut se révéler aussi efficace lorsque trop de régions d'exclusions sont présentes dans le champs de vue.

Calcul de significativité

Pour estimer si l'excès de rayons γ dans la région ON au niveau de la source est significatif, il est nécessaire de le comparer au bruit de fond résiduel dans la même région. La significativité

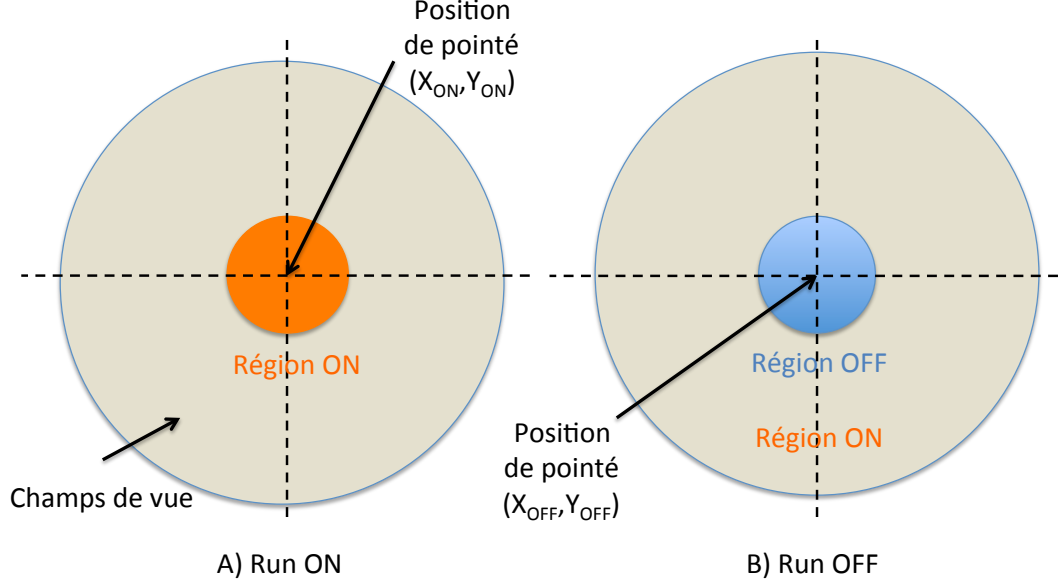


FIGURE 2.8: Pair de *runs* ON et OFF

statistique S d'une source est déterminée en utilisant le nombre d'événement ON et OFF (N_{ON} et N_{OFF}) et le facteur de normalisation α avec formule de Li & Ma [22] :

$$S = \sqrt{2} \left[N_{ON} \ln \frac{1 + \alpha}{\alpha} \left(\frac{N_{ON}}{N_{ON} + N_{OFF}} \right) + N_{OFF} \times \ln(1 + \alpha) \left(\frac{N_{OFF}}{N_{ON} + N_{OFF}} \right) \right]^{1/2} \quad (2.6)$$

Une significativité supérieure à 5 est demandée pour avoir une détection. La distribution de la significativité S mesurée en l'absence de signal reflète les fluctuations statistiques du bruit de fond hadronique résiduel et suit une distribution Gaussienne centrée sur 0 de largeur $\sigma = 1$. Il est important de noter que la significativité d'un véritable signal augmente proportionnellement à la racine carrée du temps d'observation T_{obs} .

2.5.3 Reconstruction spectrale

La méthode de reconstruction présentée ici fait partie de la méthode d'analyse *Model++*, elle est basée sur la comparaison du nombre d'événements dans des cellules en énergie avec celle obtenue avec une forme spectrale prédéfinie. La méthode du maximum de vraisemblance est ensuite utilisée pour extraire les différents paramètres. Pour appliquer cette méthode il faut connaître les fonctions de réponse de l'instrument : résolution en énergie, surface effective du détecteur en fonction de l'énergie, des conditions d'observations (θ, δ) et l'efficacité optique. Il est possible de les obtenir en utilisant des simulations de cascades électromagnétiques pour différentes valeurs d'angle zénithaux, d'*offset* et d'efficacité optique.

Résolution en énergie

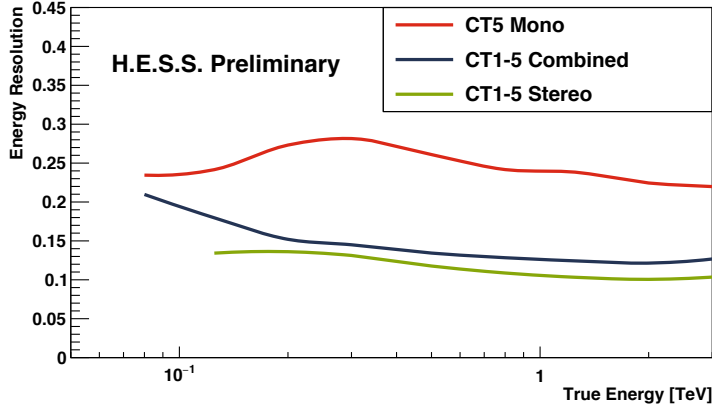


FIGURE 2.9: Résolution en énergie de H.E.S.S. en analyse Combinée (ligne bleue), Mono (ligne rouge) et Stéréo (ligne verte) avec 80% d'efficacité optique, pour un *offset* fixé à 0° .

La probabilité de reconstruire un évènement d'énergie vraie E avec une énergie \bar{E} est estimée à partir de simulations et stockée dans des tables. La résolution en énergie $\Delta E/E$ et le biais en énergie sont calculés à partir de ces tables. La figure 2.9 représente l'évolution de la résolution en énergie pour un *offset* fixé à 0° et les trois différentes méthode d'analyse avec H.E.S.S. II.

Surface effective

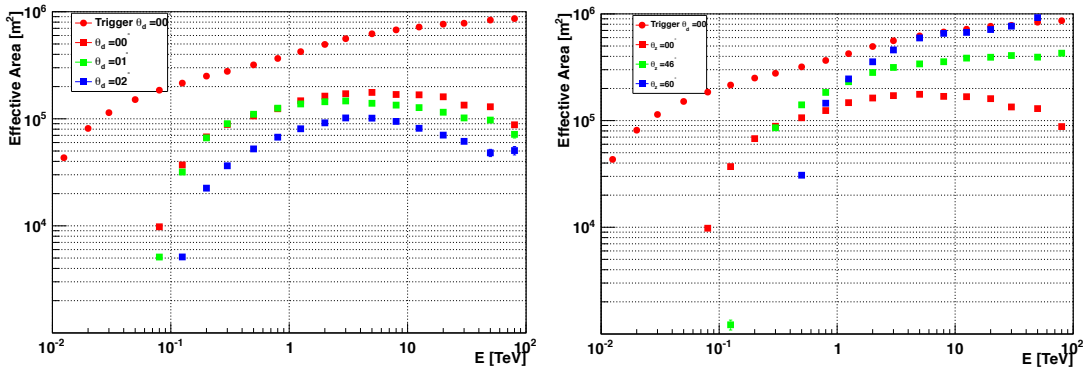


FIGURE 2.10: Surface effective de H.E.S.S. en analyse Combinée pour 80% d'efficacité optique. À gauche : Pour un angle zénithal d'observation fixé à 0° et des *offset* de 0° (carrés rouges), 1° (carrés verts) et 2° (carrés bleus). La surface effective sans coupure d'analyse est représentée par les ronds rouges. À droite : Pour un *offset* fixé à 0° et des angles zénithaux d'observation de 0° (carrés rouges), 46° (carrés verts) et 60° (carrés bleus). La surface effective sans coupure d'analyse est représentée par les ronds rouges.

La surface effective de collection du détecteur aux rayons γ en fonction de l'énergie vrai E , de l'angle zénithal θ , de l'*offset* δ et de l'efficacité optique μ s'exprime de la manière suivante :

$$A(E, \theta, \delta, \mu) = \int dS \times \epsilon(\vec{r}, E, \theta, \delta, \mu) \quad (2.7)$$

où $\epsilon(\vec{r}, E, \theta, \delta, \mu)$ est l'efficacité de collection en fonction des paramètres. La figure 2.10 montre la dépendance de la surface effective en observation Combinée (CT1-5) en fonction de l'angle zénithal et de l'*offset* en fonction de l'énergie du rayons γ primaire. L'énergie de seuil est définie lorsque la surface effective est supérieure à 20% du maximum pour éviter les incertitudes systématiques à basse énergie. Lorsque l'*offset* augmente le seuil augmente car les cascades peuvent se développer hors du champs de vue et seuls les rayons γ de hautes énergies sont bien reconstruits. Lorsque l'angle zénithal augmente, le seuil augmente et la surface effective augmente au delà de quelques TeV puisque seuls les cascades les plus énergétiques sont les seules capables de traverser la plus grande épaisseur d'atmosphère.

Maximum de vraisemblance

La méthode présentée ici s'appuie sur une hypothèse de forme spectrale, convoluée par la réponse du détecteur pour être comparée avec les observations. Le maximum de vraisemblance permet de converger vers les paramètres préférées par les données avec une forme spectrale d'ajustement en supposant que le nombre de rayons γ dans les régions ON et OFF suit une loi de Poisson : Les échantillons de la distribution mesurée sont donnés dans des intervalles :

- En énergie reconstruite, $[\tilde{E}_{i_e}^{\min} - \tilde{E}_{i_e}^{\max}]$ avec $\Delta \ln(\tilde{E}) = 0.25$
- En angle zénithal, $[\phi_{i_z}^{\min} - \phi_{i_z}^{\max}]$ avec $\Delta \cos(\theta) = 0.02$
- En *offset*, $[\phi_{i_d}^{\min} - \phi_{i_d}^{\max}]$ avec $\Delta \phi = 0.5^\circ$
- En efficacité optique $[\mu_{i_r}^{\min} - \mu_{i_r}^{\max}]$ avec $\Delta \mu = 0.1$

Les nombres de candidats γ observés dans chaque intervalle des régions ON (Γ^{ON}) et OFF (Γ^{OFF}) sont comptés et l'excès observé de rayons γ peut s'écrire :

$$S_{\gamma, i_e, i_z, i_d, i_r}^{\text{obs}} = \Gamma_{i_e, i_z, i_d, i_r}^{\text{ON}} - \alpha \times \Gamma_{i_e, i_z, i_d, i_r}^{\text{OFF}} \quad (2.8)$$

où α est ici le rapport de taille entre les régions ON et OFF.

Le nombre attendu de rayons γ dans un intervalle $\Delta_{i_e, i_z, i_d, i_r}$ se calcule par l'intégrale :

$$S_{i_e, i_z, i_d, i_r}^{\text{th}} = \tau_{\text{ON}} \int_{\tilde{E}_{i_e}^{\min}}^{\tilde{E}_{i_e}^{\max}} d\tilde{E} \int_0^{\text{inf}} dE \times \left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{th}} \times A(E, \bar{\theta}_{i_z}, \delta_{i_d}, \mu_{i_r}) \times P(\bar{\theta}_{i_z}, \delta_{i_d}, \mu_{i_r}, E, \tilde{E}) \quad (2.9)$$

où $\left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{th}}$ est la forme supposée du spectre, $\bar{\theta}_{i_z}$ est l'angle zénithal moyen dans l'intervalle Δ_{i_z} , δ_{i_d} est l'*offset* de l'intervalle Δ_{i_d} , et μ_{i_r} est l'efficacité optique de l'intervalle Δ_{i_r} . On utilise aussi la surface effective A des photons d'énergie vraie E et P la probabilité de reconstruire un rayon γ d'énergie vrai E à une énergie \tilde{E} . τ_{ON} représente de temps d'observation de la région ON.

2. L'instrument H.E.S.S.

On peut donc construire une fonction de vraisemblance prenant en compte les probabilités d'obtenir les distributions d'événements dans la région ON et OFF et la maximiser pour les formes spectrales supposées. Les principales formes spectrales qui seront testées lors des chapitres suivants sont :

- La loi de puissance :

$$\frac{dN}{dE} = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad (2.10)$$

- La loi de puissance cassée :

$$\frac{dN}{dE} = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma_1} \quad \text{pour } E < E_{\text{cut}} \quad (2.11)$$

$$\frac{dN}{dE} = \phi_0 E^{\Gamma_1 - \Gamma_2} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma_2} \quad \text{pour } E > E_{\text{cut}} \quad (2.12)$$

- La loi de puissance avec coupure exponentielle :

$$\frac{dN}{dE} = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \times \exp \left(\frac{-E}{E_c} \right) \quad (2.13)$$

- La loi de puissance avec coupure super exponentielle :

$$\frac{dN}{dE} = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \times \exp \left(\left(\frac{-E}{E_c} \right)^\beta \right) \quad (2.14)$$

où E_0 est l'énergie de référence en TeV du spectre, Γ l'indice spectral, ϕ_0 la normalisation du flux en $\text{TeV}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ et E_c l'énergie de coupure en TeV.

Dans le chapitre suivant nous expliquerons en détails la modernisation de l'électronique des caméras de CT1 à 4 ainsi que le processus d'étalonnage nécessaire pour reconstruire les événements γ .

Chapitre 3

La modernisation des caméras de H.E.S.S. I

Sommaire

3.1	Les nouveaux équipements	38
3.2	Les puces NECTAr	41
3.3	La nouvelle électronique des tiroirs	42
3.3.1	Synchronisation de la fenêtre de lecture des mémoires analogiques	42
3.3.2	Les voies d'acquisition du signal	43
3.3.3	La carte de contrôle	44
3.3.4	Les paramètres d'étalonnage du signal Tcherenkov	45
3.4	Les tests de performances	46
3.4.1	Description du banc de test	46
3.4.2	Mesure des piédestaux électroniques	47
3.4.3	Facteur de conversion entre coups ADC et charge du signal	49
3.4.4	Couplage entre les différents canaux	51
3.4.5	Banc de test pour 4 tiroirs et installation sur site	52
3.5	Suivi et contrôle premières données de CT1U	53
3.5.1	<i>Run</i> de piédestaux électroniques	54
3.5.2	<i>Run</i> de photo-électron unique	54
3.5.3	Réduction du temps mort	55
3.6	Conclusion et perspectives	57

3. La modernisation des caméras de H.E.S.S. I

La modernisation des caméras de CT1 à 4 intervient plus de 10 ans après la mise en service de l'instrument H.E.S.S. . Le vieillissement des caméras et les meilleurs composants électroniques à notre disposition justifient amplement une telle intervention. Les principales raisons poussant vers cette modernisation sont la réduction du temps mort de la caméra, l'amélioration de l'ensemble des performances du réseau actuel permettant de diminuer les défaillances, ainsi qu'assurer la continuité de H.E.S.S. avant l'arrivée de CTA (voir chapitre 10). Certains composants de la nouvelle électronique utilisés telles que les puces NECTAr font aussi partie du design des cartes électroniques des caméras des télescopes de tailles moyennes du futur grand réseau de télescopes Cherenkov CTA. La réduction du temps mort est nécessaire pour bénéficier des performances de l'électronique d'acquisition de CT5. Initialement le temps de lecture total d'un télescope de H.E.S.S. I est de $\sim 450 \mu s$, ce qui est acceptable si l'on considère un taux de déclenchement de l'ordre de 200 à 400 Hz. Cependant, le nouveau télescope CT5 a lui un taux de déclenchement pouvant aller au delà de 1.5 kHz. Il peut donc y avoir beaucoup d'événements perdus par CT1 à 4, ce qui correspond à un temps mort en stéréoscopie de plus de 10%. Pour réduire ce temps mort l'actuel système de lecture va être remplacé par un plus rapide fonctionnant via des câbles Ethernet ainsi que des cartes électroniques plus modernes construites autour de la puce NECTAr [23]. La nouvelle électronique permet d'abaisser le temps de lecture du télescope modernisé à $\sim 15 \mu s$, la fréquence du système de déclenchement central est multipliée par ~ 2 et la fréquence de lecture par ~ 3 . Ce qui donne un temps mort total en stéréoscopie autour de 1%. Enfin, pour réduire les défaillances dues au vieillissement, de nombreux éléments vont être changés : le câblage, la ventilation, l'alimentation en courant et la pneumatique.

Dans ce chapitre nous décrirons dans un premier temps (section 3.1) les nouveaux équipements composant la caméra puis nous présenterons dans la section 3.4 les tests de performances effectués sur la nouvelle électronique des tiroirs. Parmi ces tests nous trouverons : la mesure du piédestal électronique, de la réponse à un photo-électron unique ou encore la linéarité dans les canaux de haut et bas gain. Ce travail a été réalisé pendant 1 an à DESY Zeuthen et a donné lieu à un proceeding de conférence [24]. Dans une dernière partie (section 3.5) nous montrerons l'étalonnage des premières données obtenues avec la caméra de CT1 modernisée sur site.

3.1 Les nouveaux équipements

La modernisation des composants se fait autant au niveau électronique que mécanique, la figure 3.1 schématise l'architecture de la caméra CT1 de H.E.S.S. modernisé (CT1U), ainsi que les connexions des composants. Les composants inchangés sont représentés en vert, les nouveaux modules produits en laboratoire sont en bleus et les modules provenant de produits commerciaux en oranges. Tout ce qui était à l'intérieur de la caméra a été remplacé sauf les PMs et leur base générant la haute tension. Pour décrire la figure 3.1 avec plus de facilité il faut suivre le chemin emprunté par le signal, donc de la droite vers la gauche. Les premiers composants remplacés sont les cartes analogiques contenues dans les 60 tiroirs. Ce chapitre décrit principalement les tests qui ont été effectués pour vérifier leur bon fonctionnement. Chaque tiroir

a donc 16 PMs dont le signal est lu par 2 cartes analogiques (8 PMs chacune) interfacées à une carte de contrôle. L'électronique située à l'arrière de la caméra qui était placée sur 2 baies électroniques n'est maintenant déployée que sur une seule appelée DIB (Drawer Interface Box) où est située presque tout ce qui concerne le contrôle, la sécurité et la logique de déclenchement. Les tiroirs sont connectés aux réseaux de données et d'alimentation situés dans le DIB à travers une carte de connexion possédant 3 connecteurs : deux RJ45, un pour ethernet et un pour le système de déclenchement, le contrôle de lecture ou le chronomètre, et un M8 à 4 entré pour l'alimentation (24 V DC). Le DIB est composé de 3 parties : un panneau avant, une carte principale et une carte de système de déclenchement analogique. La connexion avant est équipée de 60 connecteurs RJ45 pour l'horloge du tiroir, le contrôle d'acquisition et le signal de déclenchement, un connecteur ethernet, plusieurs connecteurs M8 et des connecteurs LEMO-00 auxiliaires. Les fonctions de contrôle et de sécurité sont implémentées dans le FPGA sur la carte principale. Tous les composants périphériques comme le GPS, les pneumatiques, l'alimentation et la ventilation sont contrôlés depuis cette carte et tous les capteurs y sont aussi lus. Il existe une logique de sécurité dans les FPGA qui se base sur les entrées de ces capteurs. En cas de défaillance, comme une coupure d'alimentation ou une trop importante exposition à la lumière, cette logique coupe le haut voltage de PMs et referme le couvercle de la caméra. La carte principale héberge également le système de déclenchement responsable au niveau de la caméra.

Les tiroirs sont alimentés par une boîte PDB (Power Distribution Box) possédant 64 canaux qui surveille en permanence la consommation électrique de chaque tiroir. L'alimentation principale provient du commerce et est composée d'une unité de 3 modules qui délivrent les 24 V et 80 A nécessaire au fonctionnement de la caméra. Deux modules partagent la charge le troisième sert en cas de défaillance de l'un des deux autres.

Le DIB, l'alimentation et les tiroirs sont tous équipés d'un FPGA *Altera Cyclone IV* couplé à un ordinateur ARM (TASK IT Stamp 9G45) pour un maximum de flexibilité et une facilité de contrôle et de communication.

La technique de ventilation a, quand à elle, complètement été revue et le nouveau système a été mis en place sur la porte arrière. Il comporte un seul ventilateur au lieu de plusieurs qui étaient montés sur les cotés de la caméra. La fermeture et l'ouverture de la porte arrière est aidée par la présence d'éléments pneumatiques. De nombreux capteurs ont été déployés en dehors et dans la caméra pour contrôler la lumière ambiante, la température, la fumée ou encore l'humidité. Certains d'entre eux permettent un système de verrouillage qui garantie la sécurité de l'électronique et du personnel sur place.

3. La modernisation des caméras de H.E.S.S. I

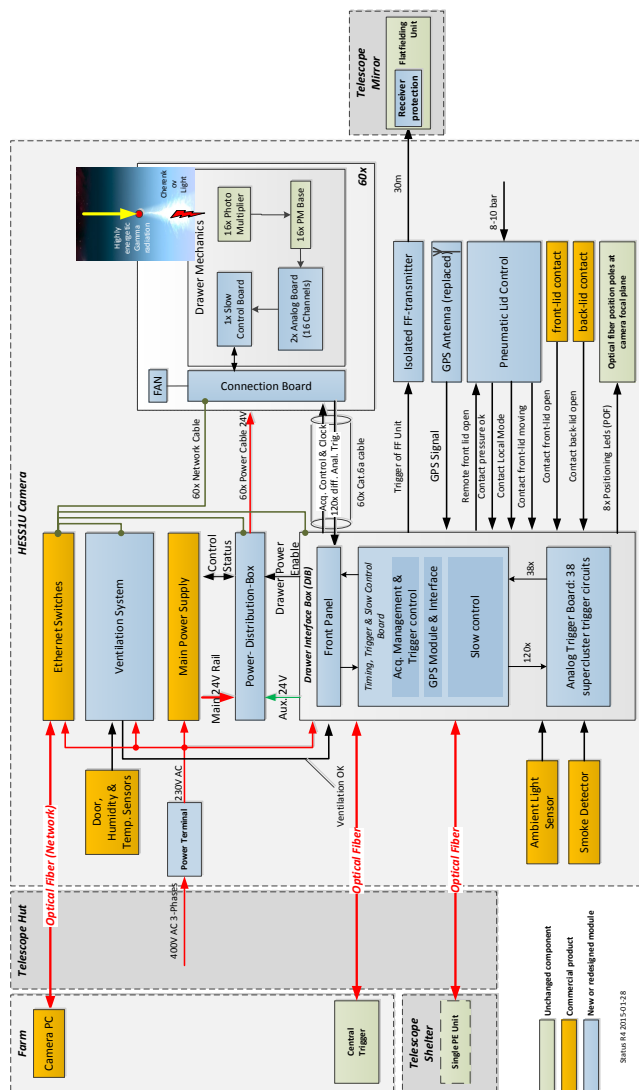


FIGURE 3.1: Architecture électronique de la modernisation de H.E.S.S. I. Les systèmes originaux non modifiés sont colorés en vert. Lorsque cela a été possible de nouveaux produits provenant du commerce ont été utilisés, ceux-ci sont colorés en orange comme par exemple le câblage qui se compose principalement de câbles Ethernet et de câbles M8. Les boîtes colorées en bleu représentent les composants remplacés.

Paramètres électroniques	NECTAr	ARS0
Consommation d'énergie	< 300 mV	500 mV
Fréquence d'échantillonnage	0.5 – 3 GHz	0.3 – 1.1 GHz
Échelle dynamique	12 bits	8 bits
Couplage entre les voies	< 3×10^{-3}	< 10^{-2}
Temps mort de lecture	2 μs	60 μs
Bruit (RMS)	0.7 mV	5 mV
Signal maximal	2 V	4 V
Nombre de cellules	1024	128

TABLE 3.1: Paramètres électroniques de la puce NECTAr comparés à ceux de la puce ARS0 équipant actuellement l'électronique de H.E.S.S. I.

3.2 Les puces NECTAr

Les puces NECTAr (New Electronics for the Cherenkov Telescope Array) ont été initialement créées pour équiper l'électronique des caméras de CTA. Elles vont cependant être aussi utilisées pour la modernisation des caméras de H.E.S.S. I. La puce « NECTAr HESS » est une version améliorée de la version initiale, elle comporte, une amélioration de l'ADC (analog to digital converter) permettant une réduction du couplage entre les voies, la diminution du bruit électronique de la puce ainsi qu'une augmentation de la vitesse de balayage des cellules de mémoire de 25%. Chaque puce va échantillonner et lire le signal provenant des 960 PMs à une fréquence de 1 GHz. Cette nouvelle puce doit remplacer la puce original ARS0 [19], dans l'optique d'améliorer les performances globales du réseau H.E.S.S. . Les paramètres électroniques de la puce NECTAr comparés aux paramètres de la puce ARS0 sont donnés dans la table 3.1 montrant une amélioration claire des paramètres de l'électronique d'acquisition.

La méthode d'échantillonnage reste la même que pour la puce ARS0, à l'exception faite de l'augmentation du nombre de cellules à 1024 (au lieu de 128) qui forment une matrice de 16 lignes et de 64 colonnes. Cette extension permet d'être compatible avec l'augmentation du temps du système de déclenchement global à 1 μs pour un échantillonnage de 1 GHz. C'est la structure de la matrice où la lecture des lignes se fait en parallèle qui permet de diminuer le temps mort de lecture à 2 μs . Pour réduire la dispersion des piédestaux, ils sont ajustés ligne par ligne.

Il est aussi possible de programmer la taille de la fenêtre d'intégration et du temps de latence du système de déclenchement, N_f et N_d , schématisés sur la figure 3.2. Celle-ci montre comment chacun de ces paramètres entre en compte dans la lecture du signal à l'intérieur de la mémoire de la puce.

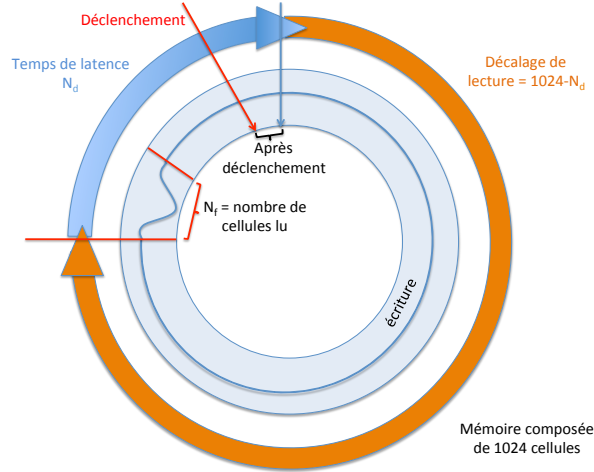


FIGURE 3.2: Représentation de la lecture des données dans la puce NECTAR. La mémoire est stockée dans les 1024 cellules. Une fois un signal détecté, un temps de latence (correspondant à N_d cellules), nécessaire pour lancer le déclenchement L0, doit être observé. La mémoire est ensuite relue à partir de la cellule contenant le début du signal en intégrant $N_f = 16$ cellules suivantes pour obtenir la valeur du signal en coup d'ADC.

3.3 La nouvelle électronique des tiroirs

Cette partie décrit la procédure et les paramètres utilisés pour l'étalonnage des nouvelles cartes analogiques des caméras de H.E.S.S I (figure 3.3). Comme vu précédemment la modernisation des caméras s'applique à tous les composants électroniques du tiroir, sauf les PMs et leurs cartes d'alimentation. Un tiroir est composé de 16 PMs deux cartes analogiques d'acquisition du signal de 8 différents PMs chacune et une carte de contrôle (voir figure 3.3). Le signal analogique est digitalisé dans chaque voie puis envoyé dans une boîte d'acquisition. Les données sont ensuite envoyées vers l'acquisition centrale par un système de fibre optique. La connexion vers le système de déclenchement central se fait elle aussi via des fibres optiques.

3.3.1 Synchronisation de la fenêtre de lecture des mémoires analogiques

Une fenêtre de lecture contient $N_f = 16$ cellules de 1 ns sur les 1024 constituant la puce NECTAR. Le processus de lecture est le suivant : lorsque la commande de lecture est reçue la puce NECTAR arrête son échantillonnage, la première cellule de la fenêtre de lecture qui sera sélectionnée dépendra de N_d qui représente le temps de latence entre lequel le signal est reçu par le pixel et le moment où le système de déclenchement revient au tiroir. La première cellule sera donc la $(1024 - N_d)^e$. La charge dans les cellules contenues dans la fenêtre de lecture est lue et enregistrée, pour obtenir la forme du signal. La figure 3.4 montre la distribution du signal correspondant à un signal électrique en coups d'ADC en fonction du temps.

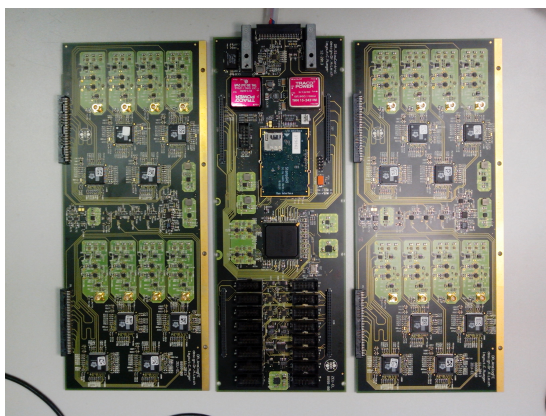


FIGURE 3.3: Photo des nouvelles cartes analogiques sur la droite et la gauche ainsi que la carte de contrôle au centre. Les 8 carrés noirs sur chaque carte analogique correspondent aux puces NECTAr.

3.3.2 Les voies d'acquisition du signal

Pour chaque pixel (PM) il y a 3 canaux, un canal pour le déclenchement, et 2 canaux d'acquisition avec des gains distincts : le haut gain (HG), avec un facteur d'amplification de $\times 15,1$, est utilisé pour des charges allant jusqu'à 200 photo-électrons (p.e), et le bas gain (LG), avec un facteur de $\times 0,68$, couvrant les charges au delà de 15 p.e. La figure 3.5 montre la gamme de voltage où les deux canaux sont considérés comme ayant une réponse linéaire (courbe ajustée en rouge), c'est à dire lorsque le voltage reçu est proportionnel au nombre de coups d'ADC en sortie. Le bas gain est généralement utilisé pour les gerbes les plus énergétiques alors que le haut gain permettra d'entrevoir les plus faibles d'entre elles.

Le signal du PM est mesuré à travers une résistance $R_{PM} = 50 \Omega$ puis est amplifié dans les deux canaux (HG et LG). Le signal analogique est ensuite acheminé dans les puces NECTAr. L'échantillonnage se fait à une vitesse de 1 GHz et le voltage est gardé en mémoire dans les 1024 condensateurs constituant les cellules. Le système de déclenchement donne l'ordre à l'échantillonnage de se stopper. Les N_f cellules sont lues une par une, le signal passe par un convertisseur analogique numérique (ADC) ayant un facteur de conversion de $0,49 \text{ mV}/(\text{coup d'ADC})$. Dans toutes les 16 cellules lues le signal est converti en coup d'ADC. Le signal digitalisé est mémorisé et traité dans un FPGA pour chacune des cartes d'acquisition, puis les N_f échantillons sont sommés pour donner deux valeurs de charge en coup d'ADC équivalent par pixel, une pour le haut gain et une pour le bas gain.

Lorsqu'il n'y a aucun évènement et que le tiroir se trouve dans le noir complet on obtient une valeur de charge de base. Si on enregistre cette valeur de base sur un temps d'acquisition important, elle prend une forme que l'on peut ajuster par une gaussienne. La valeur moyenne de la gaussienne est appelé le piédestal et correspond au signal du bruit électronique pur. Cette valeur devra être retranchée à la valeur mesurée lors de l'enregistrement de signaux Tcherenkov.

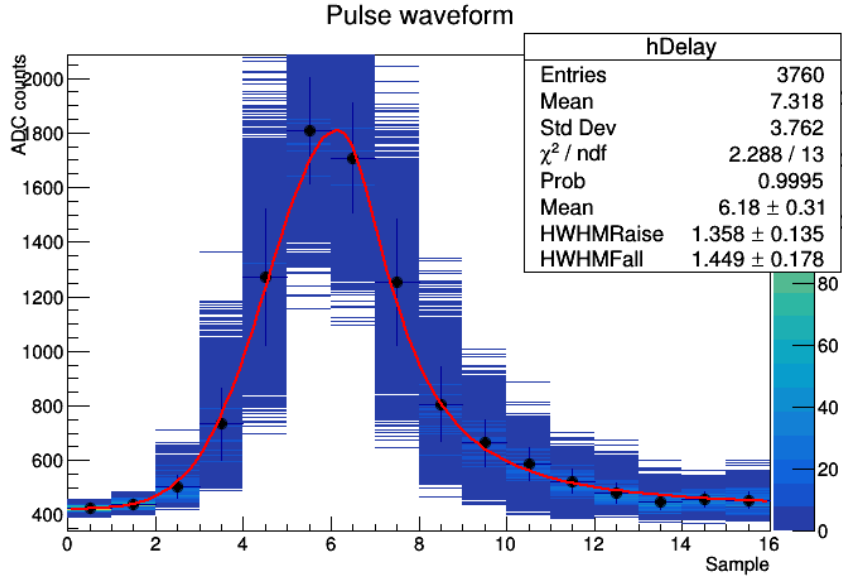


FIGURE 3.4: Exemple du signal en coups d’ADC dans la fenêtre de lecture dans le haut gain contenant $N_f=16$ échantillons de 1 ns. Il est important que le maximum du signal soit atteint au milieu de la fenêtre de lecture pour intégrer toute la charge correspondant à un évènement, en particulier pour les cascades de très hautes énergies. L’échelle en violet correspond à la distribution des 235 signaux utilisés pour construire la figure.

La dispersion du bruit électronique par voie du système est représentée par la largeur à 1σ de la gaussienne ajustant le piédestal. Elle doit être typiquement de l’ordre de 20% de la valeur du signal pour 1 p.e., soit ~ 16 coups d’ADC. Cette valeur fait partie des spécifications requises par la collaboration H.E.S.S. Un bruit électronique faible permet un étalonnage précis du gain de chaque pixel.

Le canal de haut gain est sensible à un photo-électron unique (SPE) : le nombre de coup d’ADC entre le maximum du piédestal électronique et le signal du SPE est γ^{ADC} . Dans les spécifications demandées par H.E.S.S. il doit être de ~ 50 coups d’ADC, pour un PM ayant alimenté à 1050 V). Cette valeur est choisie afin que le pic du SPE puisse être clairement séparé du piédestal pour permettre un étalonnage de qualité dans le haut gain pour des cascades de basses énergies.

3.3.3 La carte de contrôle

En plus des cartes d’acquisitions, les tiroirs possèdent une carte de « slow control » qui permet la mesure de paramètres tel que la température et la gestion de l’alimentation HV grâce à des fournisseurs de courant pour chaque voie. Ces fournisseurs de courant sont des convertisseurs « DC-DC » ayant une régulation active pour la cathode (HV négative) et les quatre dernières dynodes. La carte de contrôle possède une puce ARM équipée de linux contrôlé depuis l’ordinateur central. Un FPGA est aussi présent et permet de réguler la lecture, le

déclenchement et la HV. La HV est mesurée dans un pixel avec une fréquence de 15,6 kHz pour identifier ceux affectés par la lumière des étoiles. Les PMs avec une valeur de HV supérieur à 5 V par rapport à la valeur nominale obtenue dans la base de donnée produisent les pixels non utilisables. Le FPGA permet de synchroniser le déclenchement dans le temps grâce à une horloge et éviter tout temps de transit entre les PMs dû à leurs différentes HV.

3.3.4 Les paramètres d'étalonnage du signal Tcherenkov

L'analyse standard du rayonnement Tcherenkov utilise comme point de départ l'amplitude du signal dans chaque pixel, donnée en p.e., induit par la lumière reçue dans le PM. Cette charge est ensuite corrigée par l'efficacité relative du pixel comparé à la valeur moyenne sur toute la caméra, on appelle cela le « flat-fielding ». L'étalonnage permet d'obtenir les coefficients de conversion pour transformer les coups d'ADC en p.e. pour chaque pixel.

Pour chaque événement, le nombre de coups d'ADC dans les canaux de haut et bas gains sont respectivement ADC^{HG} et ADC^{LG} et permettent de calculer l'amplitude en p.e., A^{HG} et A^{LG} , reçu dans chaque pixel grâce aux relations :

$$A^{HG} = \frac{ADC^{HG} - P^{HG}}{\gamma_e^{ADC}} \times FF \quad (3.1)$$

$$A^{LG} = \frac{ADC^{LG} - P^{LG}}{\gamma_e^{ADC}} \times \left(\frac{HG}{LG} \right) \times FF, \quad (3.2)$$

où les différents paramètres :

- P^{HG} et P^{LG} sont les valeurs des piédestaux pour les canaux HG et LG.
- γ_e^{ADC} est le gain du canal de haut gain en coups d'ADC par p.e.
- HG/LG est le rapport des amplifications du haut et bas gain
- FF est le coefficient de « flat field »

Le coefficient de FF apporte une correction prenant en compte les variations optiques et quantiques entre les différents PM d'une même caméra. Pour l'analyse de l'image, A^{HG} et A^{LG} sont l'amplitude du signal dans un pixel. La figure 3.5 représente les résultats des tests de linéarité dans le haut et bas gain. On remarque dans la figure du haut que le haut gain peut être utilisé jusqu'à ~ 200 p.e., avant saturation de l'ADC, et le bas gain prend ensuite le relais jusqu'à ~ 3000 p.e. .

En résumé les coefficients essentiels à la l'étalonnage sont : le rapport haut gain sur bas gain, la position des piédestaux dans les deux canaux, le gain γ_e^{ADC} et le coefficient de « flat-field » pour chaque pixel. Il est aussi très important que toutes les voies ou pixels non opérationnels soient détectés dans le processus d'étalonnage pour éviter une erreur dans le calcul de l'amplitude.

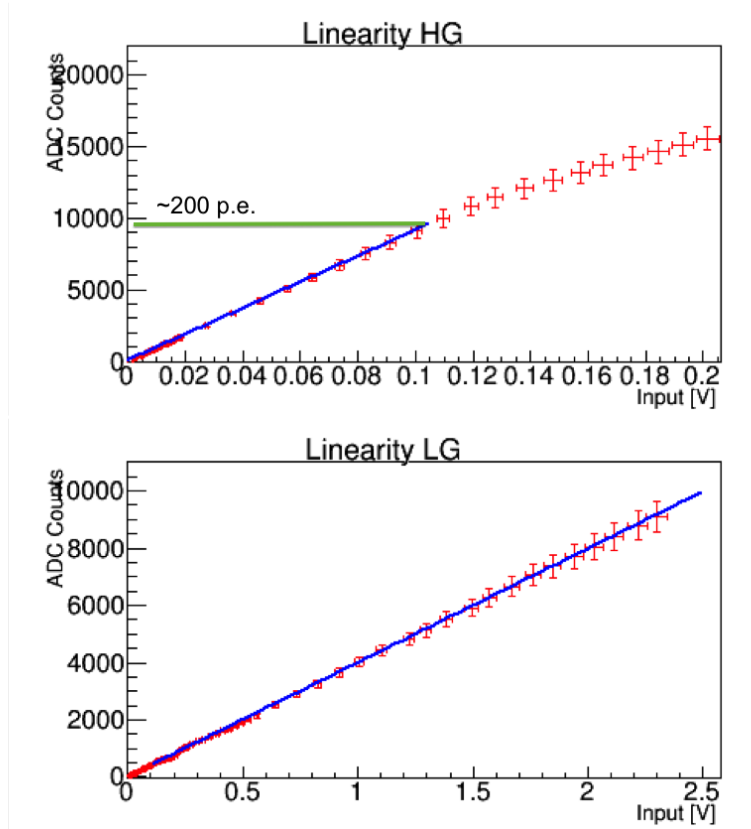


FIGURE 3.5: Haut : linéarité dans le haut gain. On constate la perte de linéarité au dessus de 0,1 V. avec un facteur de conversion $\gamma_e^{\text{ADC}} = 50$ le haut gain reste linéaire jusqu'à 200 p.e.. Bas : linéarité dans le bas gain.

3.4 Les tests de performances

3.4.1 Description du banc de test

Une image du banc de test en opération est montrée sur la figure 3.6. Celui ci est composé de 7 éléments principaux (voir la figure pour la numérotation) :

- La boîte noire contenant le tiroir (PMs + électronique) d'un coté ainsi qu'une source lumineuse (LED) à l'autre extrémité (1).
- Un générateur de pulse Agilent 81160A (2), utilisé pour mimer le signal d'un PM.
- Un oscilloscope (3) pour contrôler la forme des signaux à différents endroits du circuit électronique.
- Une unité principale de contrôle (4).
- Un générateur de pulses électriques (5) relié à une LED située dans la boîte noire envoyant des signaux lumineux à 337 nm sur des périodes de 2,5 ns. Il est aussi relié directement au générateur de pulse pour synchroniser le déclenchement.

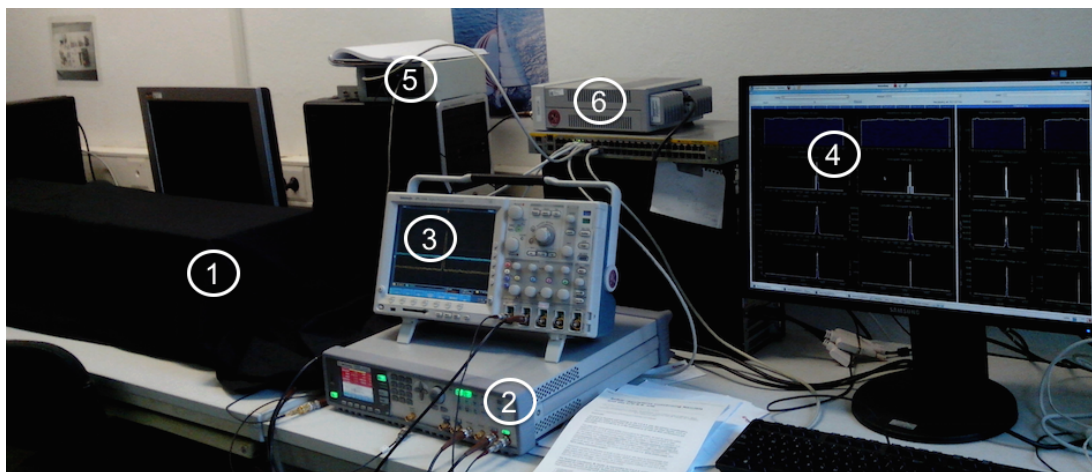


FIGURE 3.6: Photo du banc de test utilisé à DESY Zeuthen pour contrôler la qualité des cartes électroniques. Le banc de test est composé d'une boîte noire (1) renfermant un tiroir (PMs+cartes), un générateur Agilent de pulses électroniques (2), un oscilloscope (3), un ordinateur (4), un générateur de pulses lumineux (5) et une source de haute tension (6).

- Un générateur de haute tension alimentant les PMs (6).
- Un atténuateur manuel de signal (non présent sur la figure 3.6).

Le générateur de pulses électriques envoie un signal de 6 ns (3 ns de montée et 3 ns de descente), l'ensemble du système permet de simuler au mieux les conditions d'utilisation des cartes analogiques. Le tiroir est maintenu dans le noir grâce à la boîte pour éviter toute contamination de la lumière ambiante. Ainsi grâce au générateur de pulse lumineux (LED) on peut déclencher l'électronique pour tester la réponse à un p.e. unique comme nous le verrons par la suite.

3.4.2 Mesure des piédestaux électroniques

La position du piédestal est définie comme la valeur moyenne d'ADC enregistrée en l'absence de signal (c.a.d de lumière Cherenkov). Dans le noir le bruit électronique se distribue de façon gaussienne autour de la position du piédestal qui est obtenu simplement en ajustant la distribution par une gaussienne. La position du piédestal peut dépendre de la température dans la caméra (entre 20°C et 40°C selon le temps et la saison) cependant pendant la durée d'une acquisition (28 minutes) la température ne varie pas de plus d'un degrés. Pendant les observations les pixels sont illuminés par le bruit de fond du ciel, ce qui a pour effet d'augmenter la largeur des piédestaux. Il y a au moins 1 p.e. de NSB par fenêtre de lecture lors d'un déroulement normal des opérations où le taux de NSB est d'environ 100 MHz. La position du piédestal sert de référence 0 dans H.E.S.S. pour le nombre de p.e. reçu.

Pour connaître les caractéristiques des piédestaux (position et largeur) des mesures ont été effectuées dans une boîte noire (voir section précédente) pour s'affranchir du bruit de fond créé par la lumière ambiante. Le système de déclenchement est activé par logiciel de façon aléatoire dans le temps pour permettre de tester toute les cellules de mémoire de la puce. Ainsi le signal

3. La modernisation des caméras de H.E.S.S. I

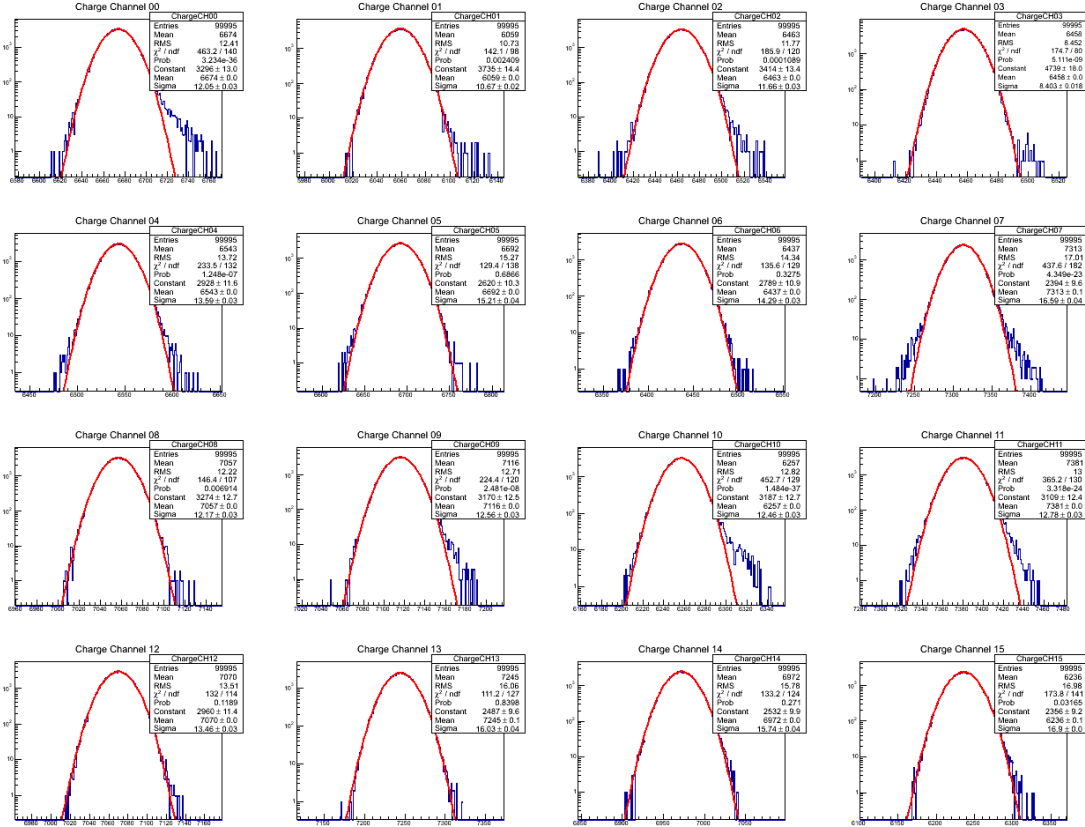


FIGURE 3.7: Distribution des piédestaux dans le haut gain, ajusté par une gaussienne (ligne rouge), pour un tiroir test de 16 voies. La largeur à 1σ des piédestaux est toujours inférieure 17 coups d'ADC.

récupéré n'est autre que le piédestal électronique correspondant au bruit électronique des PMs et des cartes analogiques. La largeur du piédestal en mode charge (c'est à dire après avoir sommé sur les N_f échantillons sélectionnés contenant le signal) ne doit pas dépasser 16 coups d'ADC qui est la valeur mesurée pour H.E.S.S. 1 [25]. La figure 3.7 montre la distribution des piédestaux dans le canal de haut gain dans les 16 pixels d'un tiroir testé. La largeur de ces piédestaux est en dessous de 16 coups d'ADC et malgré quelques évènements en queue de distribution (la voie 0 et la voie 7 par exemple), l'étalonnage est satisfaisant. Cette mesure est effectuée dans le canal de bas gain. L'amplification étant moins élevée on s'attend à une largeur de piédestal plus faible, comme nous pouvons le voir sur la figure 3.8.

La figure 3.9 représente la distribution des valeurs de piédestaux dans les canaux de haut et bas gain pour 50 mesures dans les différentes voies d'acquisitions correspondant au 8 pixels reliés à une carte de lecture. On remarque que les voie 4 à 7 sont systématiquement plus bruyantes que les autres à cause de leur position en retrait sur la carte. Ce défaut est dû à la conception des cartes est ne peut plus être modifié. L'impact est cependant faible puisque les largeurs des

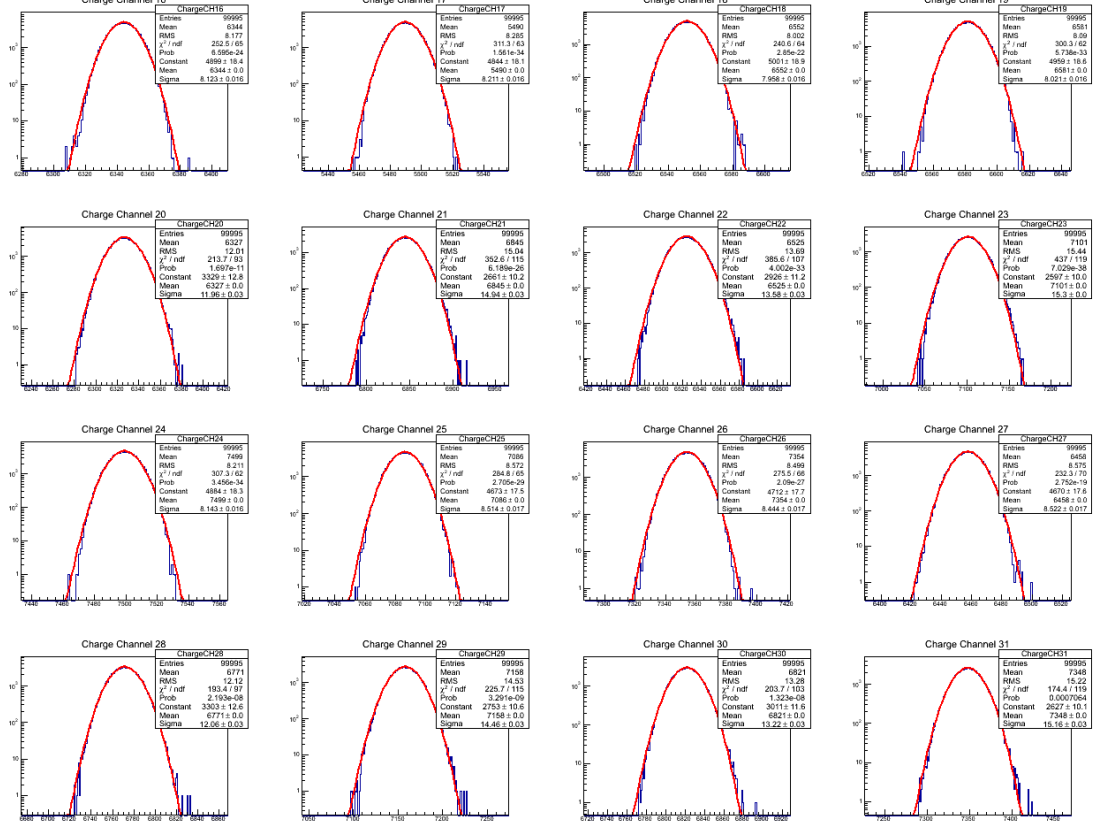


FIGURE 3.8: Distribution des piédestaux dans le bas gain, ajusté par une gaussienne (ligne rouge), pour un tiror test de 16 voies. La largeur des piédestaux est toujours < 16 coups d'ADC.

distributions restent en dessous de 20 coups d'ADC au maximum.

3.4.3 Facteur de conversion entre coups ADC et charge du signal

Le signal du PM, V_{PM} , est mesuré à travers une résistance et amplifié dans un canal de haut gain G^{HG} et de bas gain L^{LG} . Le signal amplifié est ensuite converti en signal digital avec une fréquence d'échantillonnage de 1 GHz et sommé dans la fenêtre de lecture comprenant les N_f échantillons. Le facteur de conversion de l'ADC est de $V_{ADC} = 0.49$ mV/Count, on définit le nombre de coup d'ADC équivalent à un p.e. par l'équation :

$$\gamma_{e,i}^{ADC} = \frac{G^i}{\tau V_{ADC}} \int_0^1 V_{PM,s.p.e}(t) dt \quad (3.3)$$

Avec l'indice i représentant le canal considéré et $V_{PM,s.p.e}$ la forme du pulse du photoélectron unique. Le gain du pixel définit le facteur de conversion, il inclut le gain du PM, le signal d'amplification dans les deux canaux et l'intégration du signal dans la puce NECTAR.

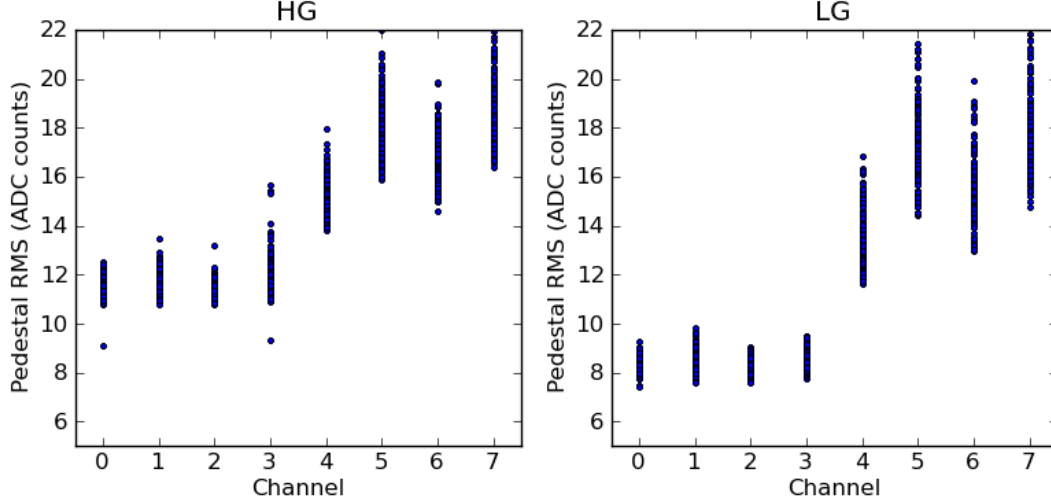


FIGURE 3.9: Distribution de 50 mesures des piédestaux pour les 8 pixels d'une carte test dans le canal de haut gain (à droite) et le canal de bas gain (à gauche).

Pour déterminer le facteur de conversion une source de lumière est placée à l'extrémité opposée des PMs dans la boîte noire. Un filtre¹ est placé devant la source pour atténuer la lumière et permettre l'illumination minimale des pixels pour déterminer la forme de la distribution du SPE. Le signal ainsi envoyé sert à déclencher l'acquisition avec un certain retard lui permettant d'arriver centré sur la fenêtre de lecture.

Le gain du pixel peut être extrait des données en prenant une illumination de p.e. unique et en ajustant la distribution des coups d'ADC pour chaque pixel. Les conditions de travail pour pouvoir ajuster la distribution des coups d'ADC sont les suivantes :

- . Le nombre de p.e., attendu dans la fenêtre de lecture, suit une distribution Poissonienne
- . Le bruit électronique est bien plus faible que la largeur du pic du SPE.
- . La distribution du SPE est décrite par une distribution Gaussienne

On détermine ensuite le piédestal électronique en l'ajustant par une Gaussienne de déviation standard σ_P et une position nominale P . La distribution de lumière pour un signal donné de $n_{i\text{eme}}$ p.e. est ajusté par une Gaussienne de déviation standard $\sqrt{n}\sigma$ et une position nominale en $P + n\gamma_e^{\text{ADC}}$, γ_e^{ADC} étant le facteur de conversion entre le nombre de coups d'ADC et le nombre de p.e. et σ_{γ_e} est la RMS de la charge induite par le SPE. La distribution du signal attendu est donné par :

$$G(x) = N \times \left(\frac{e^{-\mu}}{\sqrt{2\pi}\sigma_P} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x-P}{\sigma_P} \right)^2 \right] + \kappa \sum_{n=1}^{m \gg 1} \frac{e^{-\mu}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\gamma_e}} \frac{\mu^n}{n!} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x-P+n\gamma_e^{\text{ADC}}}{\sqrt{n}\sigma_{\gamma_e}} \right)^2 \right] \right) \quad (3.4)$$

où μ est l'intensité lumineuse par pixel. Les autres paramètres sont définis précédemment. Pour

1. ND 2.000 NEWPORT FSR-0D200, 25.4mm

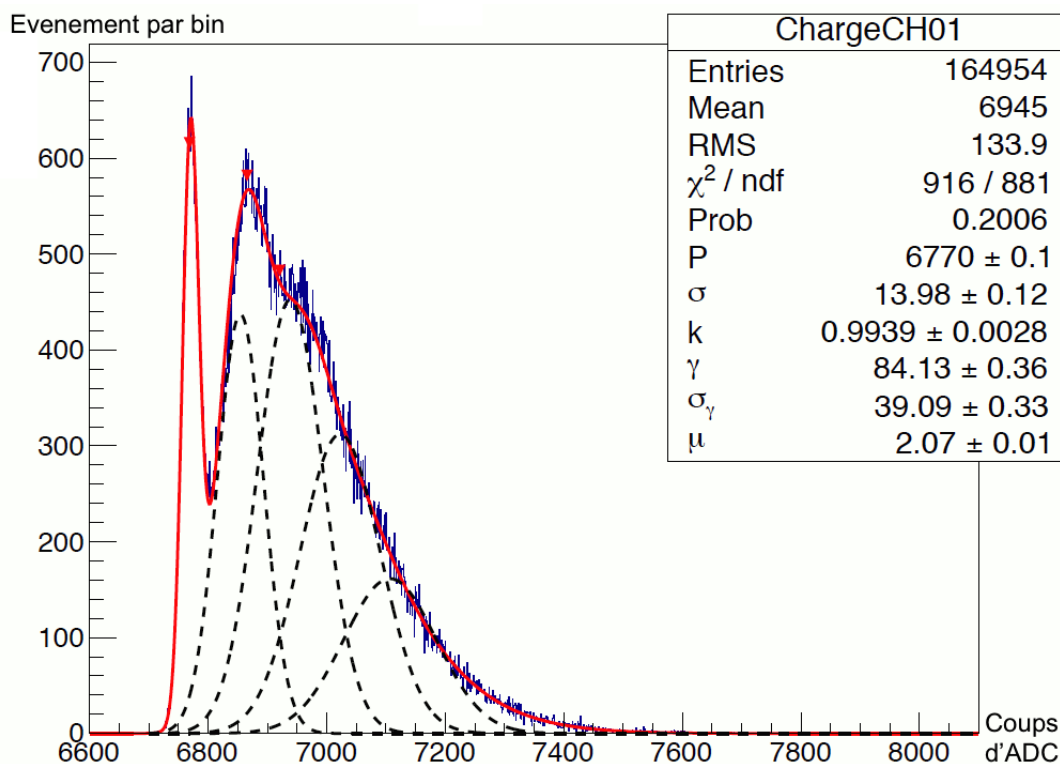


FIGURE 3.10: Distribution des événements lors de l'illumination dans les conditions d'un SPE en bleu. L'ajustement par la fonction donnée par l'équation (3.4) est représenté par la courbe en rouge. Les gaussiennes individuelles utilisées pour l'ajustement sont tracées en pointillées noirs et les trois premiers maximums de la distribution (piédestal électronique, premier p.e., deuxième p.e.) indiqués par les triangles rouges.

chaque pixel le signal est ajusté par la fonction donnée par l'équation (3.4), le seul paramètre fixé est N , qui est égal au nombre total d'événements déclenchés durant l'acquisition.

La figure 3.10 montre la distribution des événements en coups d'ADC lors des mesures du SPE. On distingue clairement le piédestal électronique du pic à 1 p.e., amenant à un gain $\gamma_e^{\text{ADC}} \approx 84$ permettant de clairement distinguer les deux premiers pics. Le gain est volontairement supérieur à 50 coups d'ADC sur cette image pour une meilleure distinction entre les pics. La distribution est ajustée en rouge par la fonction définie dans l'équation (3.4).

3.4.4 Couplage entre les différents canaux

Lorsque l'on utilise une carte analogique comportant 8 voies recueillant le signal des PMs elles même divisées en 2 entre canaux, le haut et le bas gain, il est important de contrôler les effets de couplage entre les différentes voies. Pour cela on injecte un signal dans une voie donnée et on mesure le signal reçu dans la voie adjacente. Le pourcentage de signal électrique passant d'une voie à une autre doit être négligeable pour que l'information lue dans une voie soit fiable.

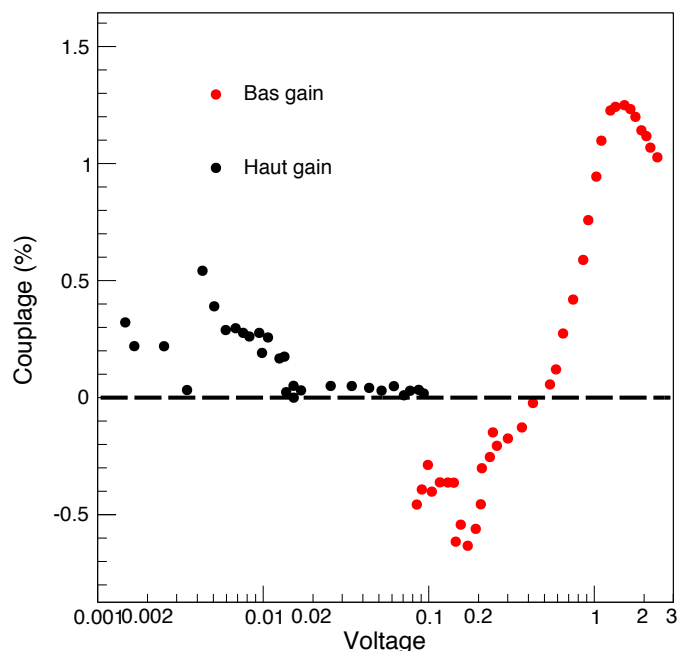


FIGURE 3.11: Couplage entre les voies 10 et 11 en haut et bas gain. Le signal est envoyé dans la voie 11 et est représenté ici le pourcentage de ce signal reçu dans la voie 10.

La figure 3.11 montre le pourcentage de signal reçu dans la voie 10 (en haut gain et bas gain) avec un signal injecté dans la voie 11. Ce pourcentage reste de l'ordre de grandeur du pour cent dans le haut et bas gain en dessous de 1 V ce qui satisfait les spécifications.

3.4.5 Banc de test pour 4 tiroirs et installation sur site

La seconde phase consiste à faire passer tous les tiroirs produits sur le banc de test. Pour tester la gestion de plusieurs tiroirs simultanément, une boîte noire pouvant contenir 4 tiroirs a été conçue (figure 3.12). Les tests de fonctionnement rassemblent les mesures des piédestaux, de la linéarité du couplage entre les voies et du signal en créneau à la sortie de la voie de déclenchement. Une fois les 60 tiroirs vérifiés ils sont placés à l'intérieur d'une copie de l'une des caméra de H.E.S.S. I appelé « COPY CAM ». En plus des tiroirs on y place tous les nouveaux composants, la nouvelle électronique, les câbles, la ventilation et le DIB. On peut ainsi vérifier l'aménagement spatial à l'intérieur et le poids de la nouvelle caméra qui doit être d'environ 960 kg.

Avant d'installer le matériel sur le site, il faut tester au préalable la bonne intégration du nouveau système dans le réseau H.E.S.S.. Outre les tests du systèmes de sécurité et du contrôle des cartes analogiques il faut aussi vérifier que le système de déclenchement local de la

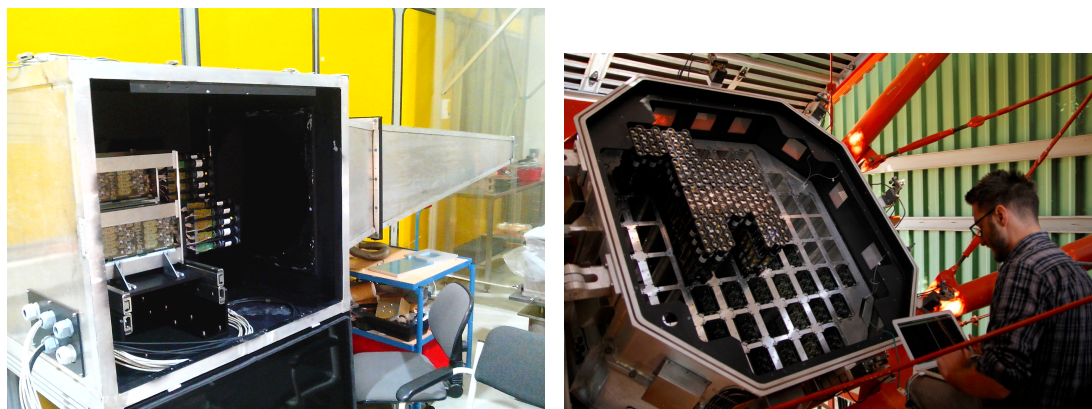


FIGURE 3.12: À gauche : La boîte noire utilisée pour tester 4 tiroirs simultanément installés dans le hangar de test à DESY Zeuthen. À droite : Après le retrait de toute l'ancienne électronique les tiroirs sont remis un par un dans leur emplacement puis testés.

caméra communique correctement avec le système de déclenchement général et que le système de contrôle de l'acquisition des données [26] (DAQ pour « Data Acquisition ») sache enregistrer les données de CT1U avec son lot de modernisations.

Une fois tous les tests conformes aux spécifications, l'ensemble est envoyé en Namibie sur le site de H.E.S.S. . On vide donc d'abord la caméra de CT1 de tous ces composants obsolètes (tous sauf les PMs), puis on remplace de la même façon que dans la COPY CAM auparavant la nouvelle caméra modernisée (figure 3.12 droite). Après avoir remonté tous les tiroirs avec les PMs et relié tous les câbles, une phase de test de communication s'amorce. En effet, il est très important que le nouveau système s'intègre parfaitement dans le système plus global de H.E.S.S..

3.5 Suivi et contrôle premières données de CT1U

Lors des périodes d'observation, le réseau H.E.S.S. effectue des prises de données régulières nécessaires pour l'étalonnage de l'instrument. Ces *run* d'étalonnage sont généralement pris en début ou fin de nuit avec la caméra fermée et rentrée dans sa cabane. Ils sont essentiels au suivi des performances des caméras et de leur électronique. Une fois que le premier télescope CT1 a bénéficié de la modernisation de son électronique de nombreux *runs* de test et d'étalonnage ont été effectués pour vérifier le bon fonctionnement de la caméra et son intégration au sein du réseau. Nous décrivons dans cette section le statut des mesures globales des piédestaux et de la réponse au SPE dans tous les pixels de la caméra ainsi que les premiers *run* d'observation effectués avant **Avril 2016**.

3.5.1 *Run* de piédestaux électroniques

Les premiers *run* de tests mesurent les piédestaux électroniques dans chaque pixel. Pour cela la caméra est simplement allumée et le déclenchement se fait par un logiciel. Comme le capot de la caméra est fermé aucun signal de photon Tcherenkov ou de bruit de fond de ciel n'est attendu, on peut donc obtenir le piédestal électronique. La figure 3.13 représente la distribution de la valeur des piédestaux en fonction de leurs positions dans la caméra ainsi que leur largeur σ dans les canaux de haut et bas gain.

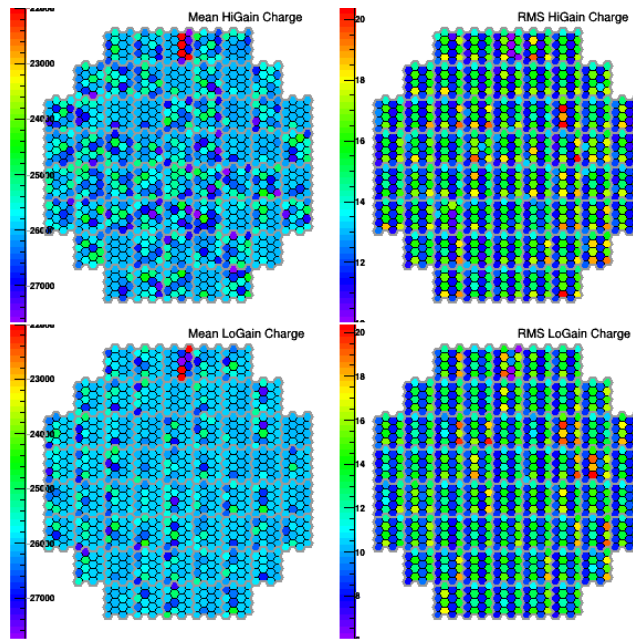


FIGURE 3.13: Distribution des valeurs de piédestaux par pixel pour le haut gain (en haut à gauche), le bas gain (en bas à gauche) et de leur RMS dans le haut gain (en haut à droite) et le bas gain (en bas à droite).

On remarque que selon la position dans le tiroir les valeurs de σ se répartissent autour de deux valeurs moyennes illustrées sur la figure 3.14 à droite. Une partie des pixels se répartissent autour de 13 coups d'ADC tandis que d'autre se répartissent autour ~ 16 coups d'ADC. Cette dichotomie est dû à la conception des cartes analogiques où les pixels dont le signal est traité sur les 4 puces NECTAr les plus en arrière de la carte sont plus bruyants comme déjà vue dans la figure 3.9 lors des tests. Les pixels les plus bruyants peuvent poser des problèmes pour l'étalonnage et la détermination du pic du photo-électron unique comme nous le verrons dans la suite.

3.5.2 *Run* de photo-électron unique

Dans les sections précédentes nous avons que connaître le facteur de conversion γ_e^{ADC} est essentiel pour étalonner la caméra, pour cela des *run* de p.e. unique sont effectués plusieurs fois

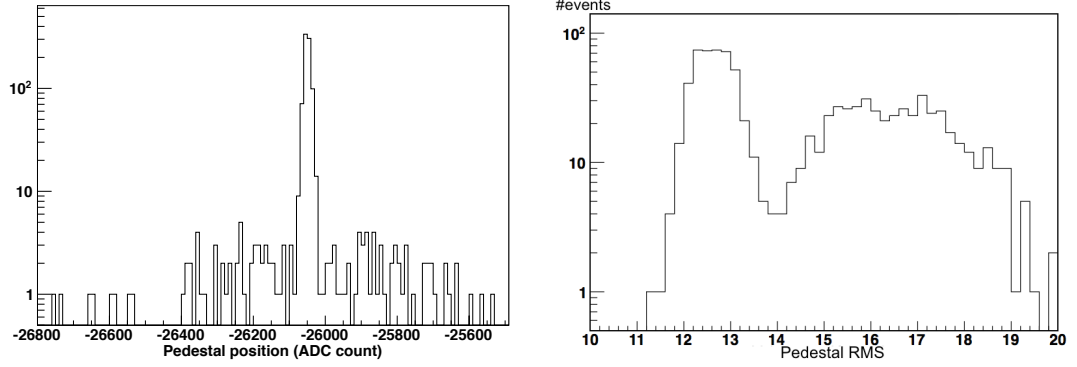


FIGURE 3.14: Distribution des valeurs de piédestaux pour le *run* numéro 117167 (à gauche) et de leur RMS (à droite).

par mois. La figure 3.15 à gauche montre la répartition de γ_e^{ADC} dans la caméra pour le *run* 117218 et la partie gauche la valeur de l'erreur associée. Le gain γ_e^{ADC} est réparti de manière très uniforme autour de 50 ADC/p.e. dans la caméra comme le montre la figure 3.16.

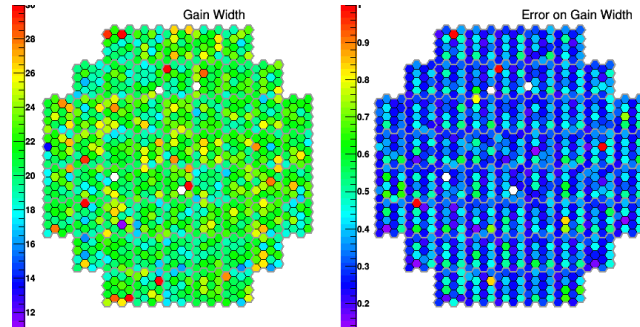


FIGURE 3.15: Répartition de γ_e^{ADC} dans les 960 pixels de la caméra à gauche et de son erreur relative à droite

Les valeurs les plus faibles, $35 < \gamma_e^{ADC} < 45$, peuvent être dues à un mauvais ajustement de la fonction (3.4) à cause de la trop grande largeur du piédestal électronique. En effet lorsque celui ci devient trop large il absorbe le pic à 1 p.e. et ne permet pas un ajustement correct. La figure 3.17 montre cet effet : à gauche les deux pics sont parfaitement définis et à droite le piédestal électronique a une largeur $\sigma > 16$ qui fait disparaître l'écart entre les deux pics.

L'ensemble des pixels dans la caméra peut cependant être bien étalonné et des premiers *run* d'observation vers des sources standards comme la nébuleuse du Crabe sont maintenant effectués.

3.5.3 Réduction du temps mort

Un des objectifs principaux de la modernisation des caméras est la réduction du temps mort de lecture des caméras des télescopes CT1 à 4 pour avoir plus de coïncidences avec CT5

3. La modernisation des caméras de H.E.S.S. I

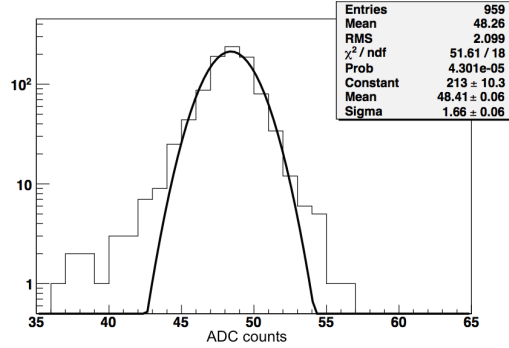


FIGURE 3.16: Distribution des valeurs de γ_e^{ADC} dans la caméra pour le *run* numéro 117218

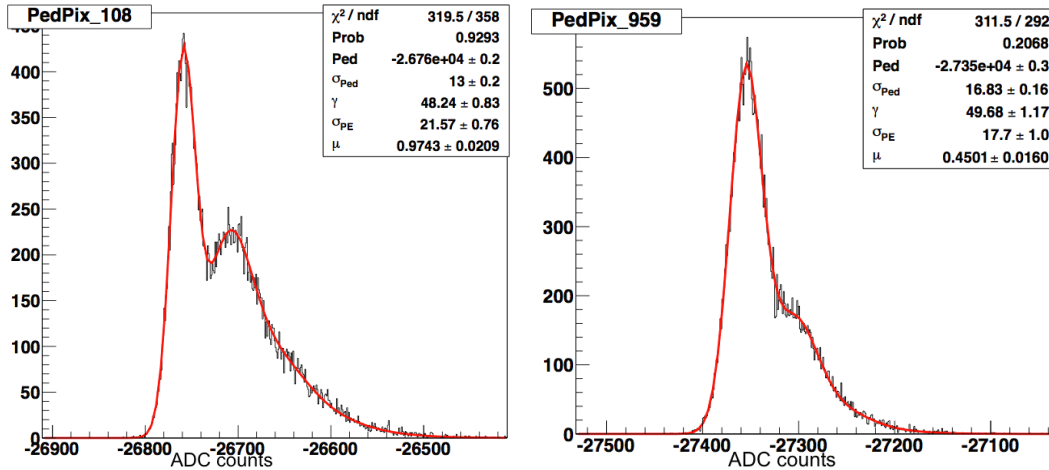


FIGURE 3.17: Exemple de distribution des évènements lors d'un *run* de p.e. unique et ajustement par l'équation (3.4) en rouge pour le pixel 108 (à gauche) et 959 (à droite).

et donc mieux bénéficier de la stéréoscopie. Les premiers tests menés sont positifs et une mesure comparant la distributions de l'écart en temps des évènements dans CT1 et CT2 est représentée sur la figure 3.18. On voit à droite le temps entre chaque évènement vu par le télescope CT2 et on remarque particulièrement la coupure en dessous de $450 \mu\text{s}$. En revanche si on regarde le même graphique à gauche pour le télescope modernisé CT1, on voit clairement la disparition de la coupure.

Les observations avec CT1 seul ont continuées tout le mois d'avril et il devrait de nouveau être mis en réseaux à partir du mois de mai. Malgré les problèmes de largeur des piédestaux, une adaptation de l'étalonnage peut permettre d'utiliser la nouvelle électronique pour faire des analyses de physique tout en bénéficiant des nouvelles performances amenées par la modernisation. De plus les piédestaux sont particulièrement affectés par le bruit de fond de ciel ce qui rend le bruit électronique supplémentaire négligeable pendant les observations. Les télescopes CT2,3,4 seront modernisés en septembre 2016. Pendant quelques mois CT5 et CT1 opéreront

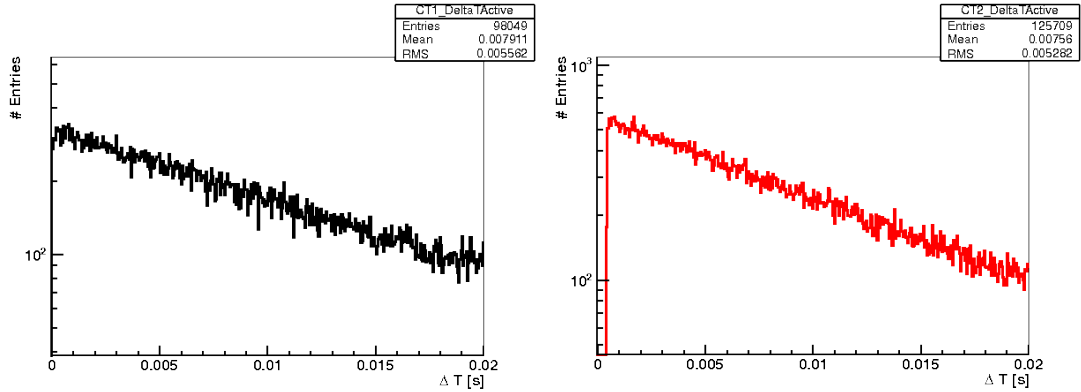


FIGURE 3.18: Distribution du temps mort entre les évènements pour CT1 à gauche et CT2 à droite.

donc seuls, CT2,3 et 4 rejoindront ensuite le réseau pour le rendre plus homogène et plus efficace permettant d'assurer les dernières années de fonctionnement du réseau. L'arrivée de la nouvelle génération de télescope Tcherenkov avec le démarrage de CTA en ~ 2019 entrainera la fin du réseau H.E.S.S..

3.6 Conclusion et perspectives

Les tests d'étalonnage des nouvelles cartes électroniques des caméras de H.E.S.S. effectués à DESY Zeuthen ont validé le respect des spécifications demandées par la collaboration. Parmi ces tests se trouvent principalement les mesures : du piédestal électronique, de la réponse à un p.e unique, la linéarité et le couplage entre les voies de haut et bas gain. Malgré certaines voies bruyantes, le bruit électronique reste toujours inférieur à $1/2$ p.e. ce qui est négligeable par rapport au bruit de fond de ciel. Les observations ne seront donc pas affectées. Après l'installation sur site en juillet 2015 de la nouvelle électronique de CT1 et un effort général pour intégrer le nouveau système au sein du réseau, les premiers résultats sont positifs. Le nombre de pixel cassé est réduit ainsi que le temps mort de lecture. Les télescopes CT2 à 4 devrait être modernisés à partir septembre 2016 ce qui permettra d'augmenter le nombre d'évènements stéréoscopiques entre CT5 et l'un des quatre petits télescopes.

3. La modernisation des caméras de H.E.S.S. I

Deuxième partie

La région du centre Galactique : les
300 parsecs centraux

Chapitre 4

Le centre Galactique observé avec H.E.S.S. I

Sommaire

4.1 Observations multi-longueurs d'ondes de la région du centre Galactique	62
4.1.1 Les observations en radio	62
4.1.2 Les observations en infrarouge (IR)	63
4.1.3 Les observations en rayons X	64
4.1.4 Les observations en rayon γ	65
4.2 Le trou noir central Sgr A*	66
4.3 La région du centre Galactique vue par H.E.S.S.	68
4.3.1 Nature de la source HESS J1745-290	71
4.3.2 Onze ans d'observation de HESS J1745-290	71
4.3.3 Analyse des données et spectre de HESS J1745-290	72
4.3.4 Les spectres des régions Sagittarius B2, C et D	75
4.4 Conclusion et perspectives	76

Le centre Galactique, situé à $\sim 8,5$ kpc du soleil, est une région dense composée de très nombreux objets émettant à de nombreuses longueurs d'ondes, ce qui en fait la région la plus complexe à étudier en astronomie γ . Au centre gravitationnel de notre galaxie se trouve le trou noir supermassif Sagittarius A* (Sgr A*), $(4,31 \pm 0,06) \times 10^6 M_{\odot}$ [27], découvert en 1974 grâce à des observations radio [28]. C'est le trou noir supermassif le plus proche de la terre et sa présence a un impact considérable sur les phénomènes physiques et les mécanismes d'émission à toutes les longueurs d'ondes dans son voisinage. Ce chapitre rappelle, dans la section 4.1, les principales observations des ~ 300 pc centraux du centre Galactique en radio, infrarouge, rayons X et rayons γ . Ensuite la section 4.2 décrit les études sur la position du trou noir central super massif Sgr A* et son spectre multi-longueurs d'ondes. Enfin, nous présenterons dans la section 4.3 les résultats de l'analyse des observations au TeV avec H.E.S.S. sur la source HESS J1745-290 et des régions de l'émission diffuse. Les observations et leur analyse incluant le télescope CT5 seront détaillées au chapitre suivant.

4.1 Observations multi-longueurs d'ondes de la région du centre Galactique

4.1.1 Les observations en radio

La figure 4.1 montre une carte radio de longueur d'onde 90 cm (330 MHz) de la région du centre Galactique obtenue par le télescope *Very Large Array* (VLA) [29]. Le champs de vue de $4^{\circ} \times 5^{\circ}$ permet de voir de nombreuses structures dont en particulier :

- Le complexe Sagittarius A au centre d'un rayon de 15 pc qui abrite la contrepartie radiative du trou noir central Sgr A*.
- On distingue dans la région centrale une coquille de SNR en expansion appelé Sgr A East et une nébuleuse diffuse de gaz HII, Sgr A West.
- Des régions HII comme les nuages moléculaires massifs Sgr B2, Sgr C et Sgr D.
- Des filaments d'origine non thermique de plusieurs dizaines de pc provenant d'émissions synchrotron des électrons autour de lignes de champs magnétiques à grande échelle de 1 mG [30].
- Des vestiges de supernovæ (SNR), dont la coquille est vue par rayonnement synchrotron comme G0.9+0.1 et G359.1-0.5. Ces dernières témoignent d'une activité stellaire importante.

Les observations du VLA permettent d'identifier des sources d'origine thermique et non thermique provenant de l'émission synchrotron. L'astronomie γ , ne détecte que des sources de rayonnement non thermiques, ce qui explique que de nombreuses sources vues en radio le sont aussi avec H.E.S.S. comme G359.1-0.5, les nuages moléculaires ou encore G0.9+0.1.

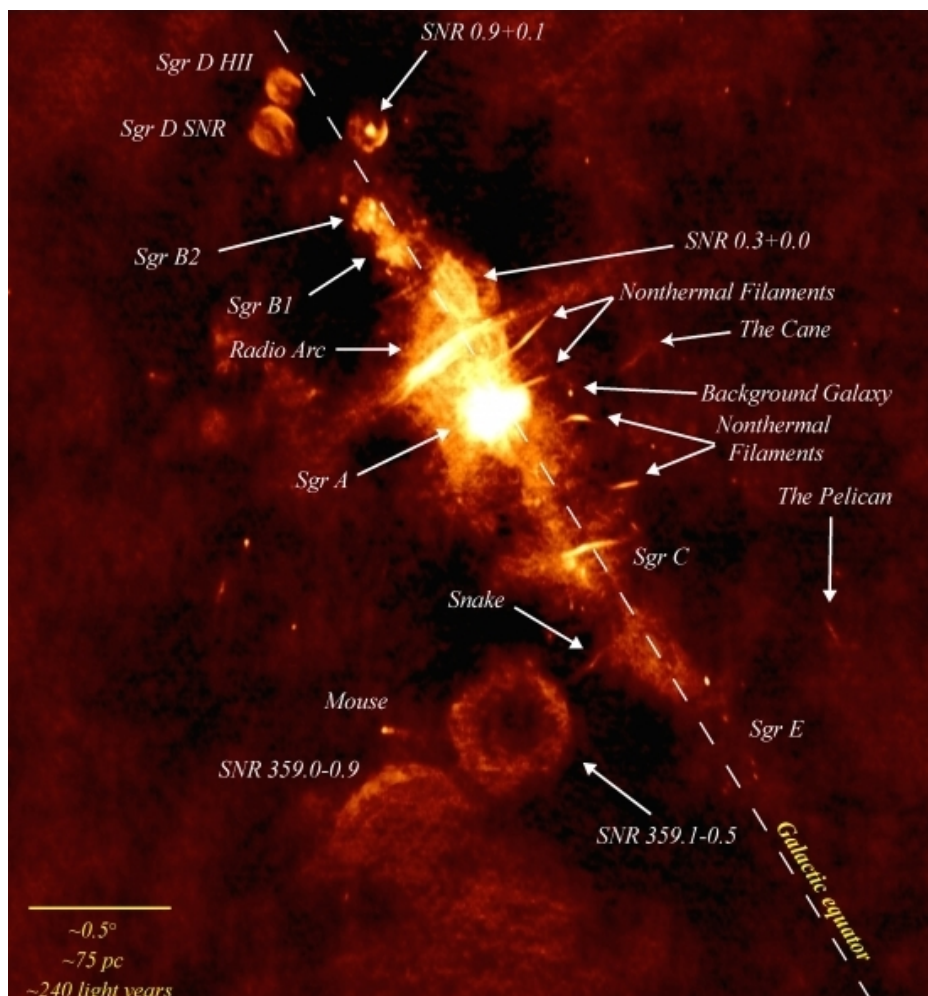


FIGURE 4.1: La région du centre Galactique vue par le VLA à 90 cm [29]. De nombreuses sources sont visibles à cette longueur d'onde comme des vestiges de supernovæ, des filaments ou encore de nombreux nuages moléculaires.

4.1.2 Les observations en infrarouge (IR)

La figure 4.2 montre les observations du télescope spatial Spitzer pour $l < |1.25^\circ|$ et $b < |1^\circ|$. À ces longueurs d'ondes, la région est très riche en amas d'étoiles jeunes et en zones H_{II} qui témoignent d'une activité stellaire très intense. On appelle zone moléculaire centrale (CMZ) la région autour du centre Galactique mesurant ~ 600 pc de large sur ~ 100 pc de haut. Elle renferme 10% de la masse en gaz moléculaire de la galaxie alors qu'elle n'en représente que 1% de son volume. Cet important contenu en gaz est responsable de l'important taux de formation d'étoile et de l'alimentation du complexe Sgr A.

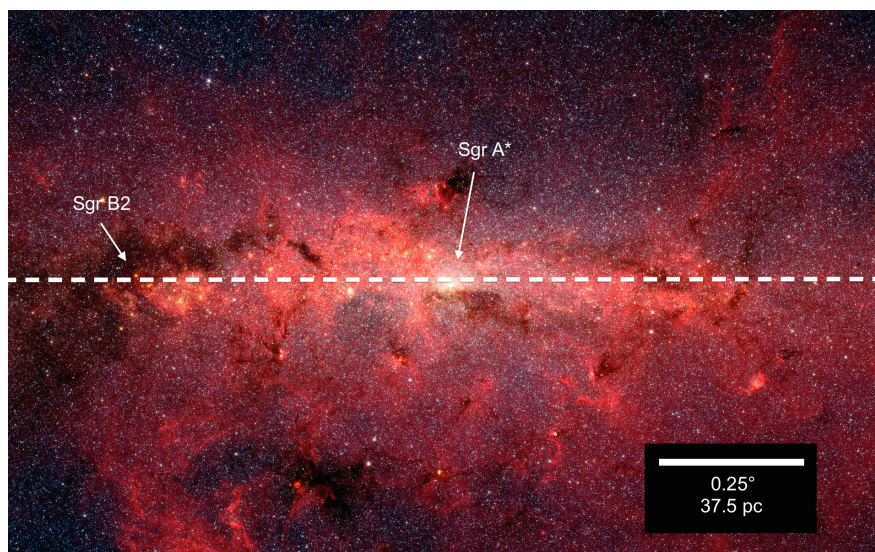


FIGURE 4.2: Panorama composite du centre Galactique en Infrarouge moyen par *Spitzer*/IRAC à 3.6, 4.5, 5.8 et 8 μm (en bleu, vert, orange et rouge respectivement). Le plan Galactique est matérialisé par les tirets blancs. L'image provient du site officiel de *Spitzer* (<http://www.spitzer.caltech.edu/>)

4.1.3 Les observations en rayons X

Dans les observations en rayons X, on peut distinguer les X mous, de 0,1 à 10 keV des X durs, de 10 keV à 400 keV. Les télescopes satellites observant en X mous tels que XMM Newton¹ et Chandra² ont une résolution angulaire pouvant atteindre 0,5'' et permettent d'obtenir des images d'une qualité exceptionnelle. L'image 4.3 montre des observations composites de Chandra du centre Galactique présentant un nombre important de sources ponctuelles et étendues. Les sources ponctuelles les plus brillantes sont pour la plupart des binaires X formées par l'association d'objets compacts, mais se trouvent aussi 2300 sources moins brillantes parmi lesquelles 281 sont des sources d'avant plan et une centaine d'AGN d'arrière plan.

La source centrale Sgr A* et le vestige de supernovæ Sgr A East sont aussi détectés en X [32, 33]. Sgr A* est visible sur l'image 4.3, sa luminosité en X dans la bande 2-10 keV est de $L=2 \times 10^{33} \text{ ergs}^{-1}$ ce qui est très faible comparé à d'autres noyaux actifs de galaxie. Cependant des sursauts d'activités ont été observés avec des augmentations de la luminosité allant jusqu'à deux ordres de grandeur au dessus du flux au repos $L = 4 \times 10^{35} \text{ ergs}^{-1}$ [34, 35, 36]. Les sursauts d'activité peuvent se produire sur des échelles de temps de la minute ce qui impliquerait des processus non thermal proche de l'horizon et la présence de particules ultra relativistes. Un moyen de tester la présence de telles particules et d'observer un sursaut simultanément au TeV et en X. Une étude de H.E.S.S. [37] n'a cependant montrée aucune corrélation entre les sursauts

1. <http://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton>
2. <http://chandra.si.edu/>

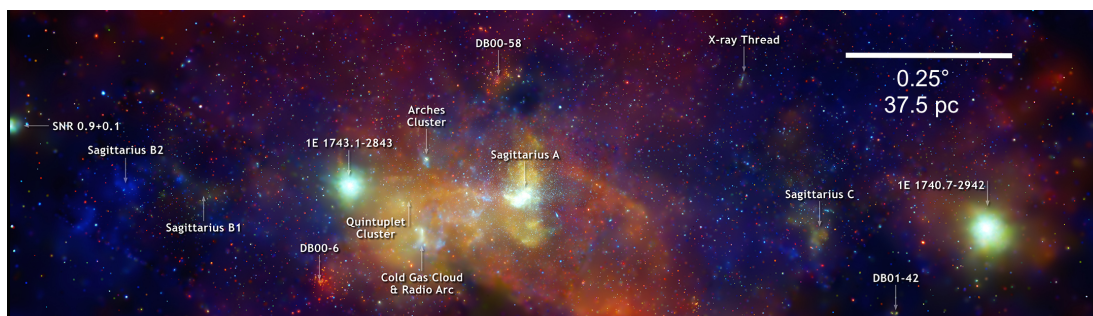


FIGURE 4.3: Mosaïque composite du centre Galactique vu par Chandra [31] en coordonnées Galactique (rouge=2-4 keV, vert =4-6 keV, bleu=6-8 keV).

en X et des augmentations du flux en γ sur l'échelle d'une journée. Dans le cas de Srg A East l'émission X semble être plus faible d'un facteur 5 en diamètre que celle en radio, mais révèle une émission non thermique de la coquille ainsi qu'une émission thermique provenant du cœur. Grâce aux observations en X il est possible de dater l'explosion $\approx 10^4$ ans pour une masse de 13-20 M_{\odot} .

Une des sources intéressantes découverte par Chandra à cause sa position est une nébuleuse à vent de pulsar, G359.95-0.04 [38]. Elle est situé à $8.7''$ seulement de la position de Sgr A*, ce qui en fait une contrepartie potentielle à la source au TeV HESS J1745-290.

Des observations en X dur du centre Galactique, $358, 1^{\circ} < b < 1.8^{\circ}$ et $-1.5^{\circ} < l < 1^{\circ}$, par le satellite INTEGRAL sont présentées sur la figure 4.4. On distingue 8 sources. Parmi elles, IGR 17456-2901 coïncide spatialement avec Sgr A*, cependant la résolution angulaire de $10'$ de INTEGRAL ne permet pas d'affirmer que le trou noir central est à l'origine de cette émission. Aucune période présentant des sursauts d'activité n'a été observée, ce qui tend à favoriser une émission provenant de radiations diffuses. La plupart des sources vues par INTEGRAL sont associées à des binaires X dont l'une d'elles, 1E 1740.7-2942, pourrait contenir un trou noir stellaire. Enfin, une source encore non identifiée, IGRJ 17475-2822, pourrait être associée au nuage moléculaire Sgr B2.

4.1.4 Les observations en rayon γ

À hautes énergies ($1 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 100 \text{ GeV}$), les première données du centre Galactique ont été obtenues au début des années 1990 par le satellite EGRET¹ montrant un important excès de rayons γ . Cette source est appelée 3EG J1746-2851 et apparait à partir de 30 MeV au dessus de l'émission diffuse [40]. Le centre de 3EG J1746-2851 est compatible avec la position de Sgr A* avec une erreur de 0.2° . La très faible résolution angulaire de EGRET (10° à 35 MeV et 0.5° à 10 GeV) ne permet pas de conclure sur l'origine de la source mais des observations spécifiques

1. <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/egret/>

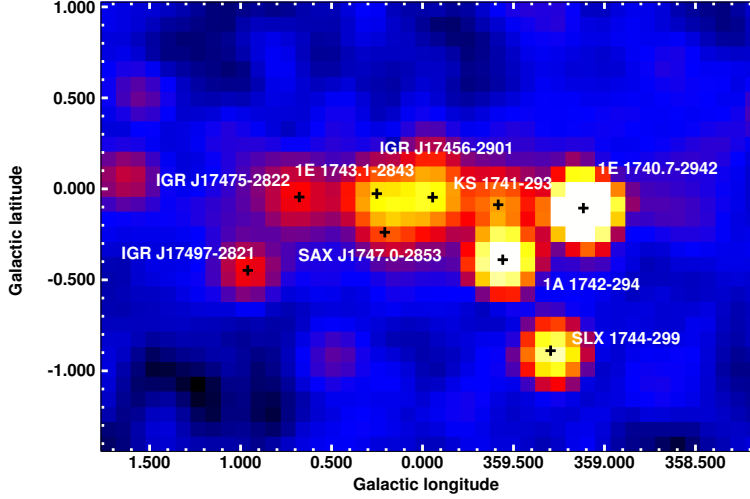


FIGURE 4.4: Carte de significativité du centre Galactique en rayons X durs (20-40 keV). Les quadrillages ont été effectués par l’instrument *INTEGRAL*/ISGRI et collectés entre 2003 et 2009. L’image provient de [39]

au dessus de 1 GeV ont permis d’exclure une association à Sgr A* à 99.9% [40].

Plus récemment le satellite Fermi-LAT a fourni des observations avec une meilleure précision sur le GC représentées sur la figure 4.5 basées sur 25 mois de données [41]. Sélectionner les évènements à hautes énergies aide à réduire l’intensité relative de l’émission diffuse et à améliorer la résolution angulaire. La source détectée par Fermi entre 0.3 et 100 GeV, nommée 2FGL J1745.6-2858 (mais notée 1FGL J1745.6-2900 dans la figure 4.5 car référencé dans le premier catalogue de Fermi), est compatible avec la position du GC. Le spectre est décrit par deux lois de puissance $dN/dE = \Phi_0(E/1\text{TeV})^{-\Gamma}$ avec un index de $\Gamma_1 = 2.20 \pm 0.04_{stat}$ et $\Gamma_2 = 2.68 \pm 0.05_{stat}$ respectivement en dessous et au dessus d’une énergie de cassure de 2 GeV. Aucun indice de variabilité n’a été mesuré [42]. Le spectre est en bon accord global avec celui de la source HESS J1745-290 détectée par H.E.S.S. même si son indice spectral est un peu plus faible (voir section 4.3.3). Comme nous le verrons dans le chapitre 5, les campagnes d’observation menées avec H.E.S.S. II vont permettre de recouvrir la plage en énergie sur laquelle sont détectée les deux sources, en particulier autour de ~ 100 GeV.

4.2 Le trou noir central Sgr A*

D’abord découvert comme une source radio, Sgr A* a ensuite fait l’objet de nombreuses campagnes d’observation à de multiples longueurs d’ondes. La position exacte du trou noir cen-

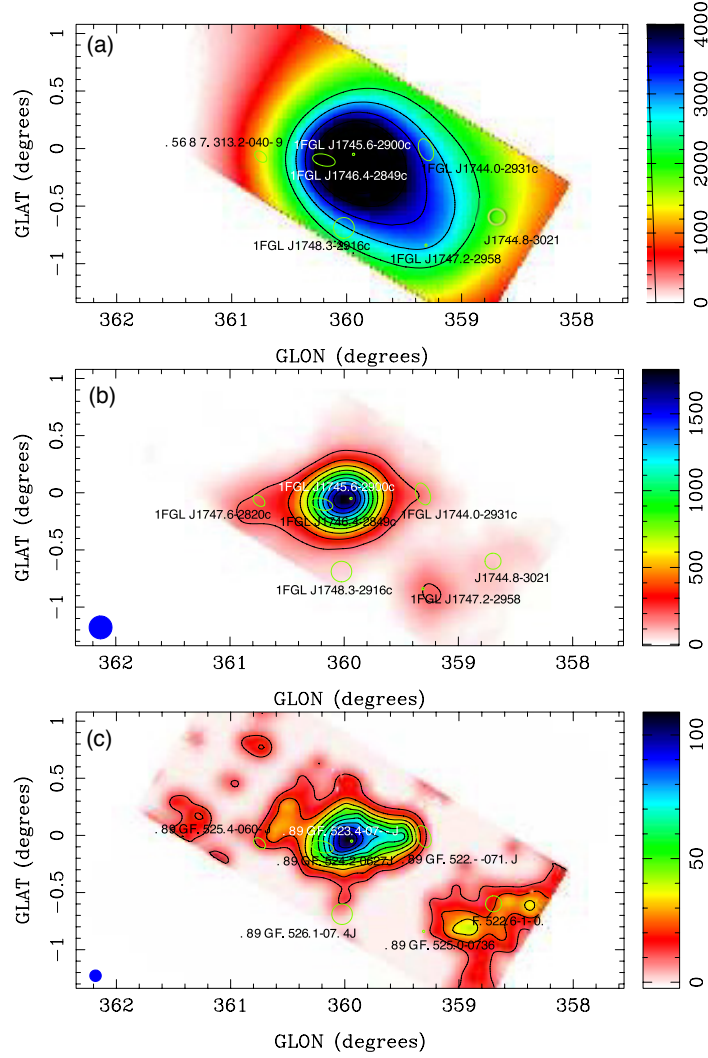


FIGURE 4.5: Carte de significativité au carré de la région du GC observée par l’instrument Fermi-LAT pendant 25 mois pour de photons avec une énergie, $0.3 \text{ GeV} < E_\gamma < 3$ (en haut), $3 \text{ GeV} < E_\gamma < 30 \text{ GeV}$ (au milieu) et $30 \text{ GeV} < E_\gamma < 300 \text{ GeV}$ en bas [42]. La résolution angulaire de l’instrument est donnée par le rond bleu en bas à gauche. Les positions et les cercles d’erreurs de 6 sources de rayons γ HE présentes dans le catalogue des sources HE de Fermi [43] sont représentées par des ellipses vertes. Parmi elles la source 1FGL J1745.6-2900 peut être associée à Sgr A East [44].

tral est mesurée très précisément par le VLT en utilisant 16 ans d’observation du mouvement de 20 étoiles voisines [27], ce qui donne en coordonnées équatoriales $\alpha(2000) = 17^h 45^m 40.0383^s \pm 0.0007^s$ et $\delta(2000) = -29^\circ 00' 28.069'' \pm 0.014''$, où les erreurs contiennent les incertitudes statistique et systématique des mesures. La figure 4.6 montre la trajectoire des 20 étoiles dont les

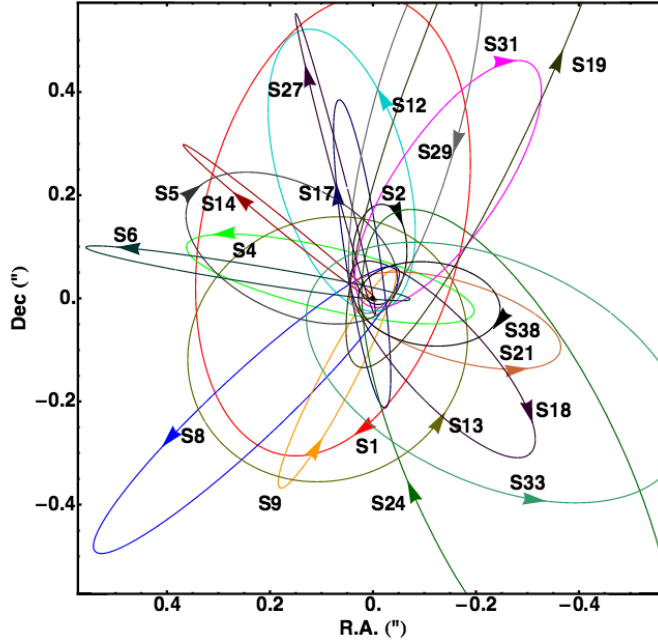


FIGURE 4.6: Trajectoire dans l’arc seconde central des 20 étoiles dont l’orbite a été reconstitué par les auteurs de [27].

orbites ont pu être reconstitué par les auteurs autour de la position de Sgr A*. Ces observations montrent que Sgr A* est situé au centre dynamique de la galaxie et permet de contraindre la masse totale du trou noir à $(4,31 \pm 0,06) \times 10^6 M_{\odot}$ [27].

Le spectre de la source centrale détecté en radio, IR, X mous, X durs et Gamma (TeV) est tracé sur la figure 4.7. La corrélation de l’émission de la source centrale avec Sgr A* est avérée uniquement en dessous de 10 keV, au delà la contrepartie de l’émission en X durs comme en rayons γ n’est toujours pas déterminée. Les satellites Chandra et XMM Newton ainsi que les télescopes IR voient d’importantes périodes d’éruptions en X [46] mous et des campagnes de suivi de ces éruptions ont été mise en place à toutes les longueurs d’ondes. Une des façons d’expliquer les spectres des éruptions est l’émission synchrotron d’électrons relativiste [47], cependant l’expansion du plasma chaud peut aussi être à l’origine de certaines d’entre elles [48]. Au dessus de 1 TeV aucune variabilité du signal n’a été détectée par H.E.S.S. [49].

4.3 La région du centre Galactique vue par H.E.S.S.

Le centre Galactique est observé à très hautes énergies ($E > 100$ GeV) par télescopes Tcherenkov au sol, CANGAROO [50], VERITAS [51], MAGIC [52] et H.E.S.S. [53]. Les observations de H.E.S.S. ont en particulier mené à la détection en 2004 de la source ponctuelle HESS J1745-290, coïncidant spatialement avec le trou noir Sgr A*, le vestige de supernovæ Sgr A East et

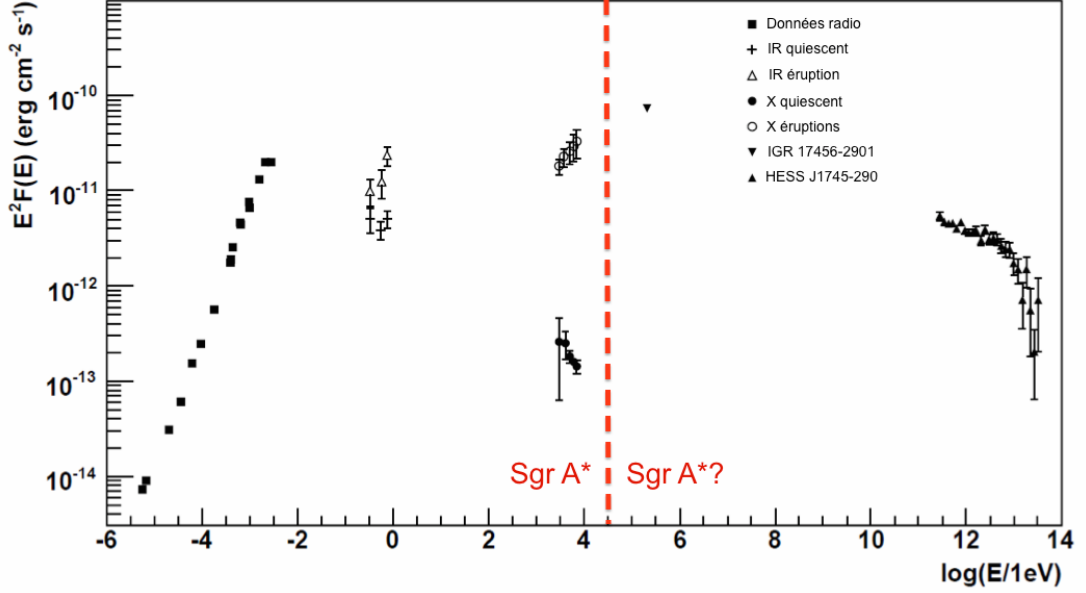


FIGURE 4.7: SED de la source centrale Galactique. Les points et références sont donnés dans [45]. Les flux en IR et X durant les éruptions sont aussi montrés. Le spectre de HESS J1745-290 vu par H.E.S.S. est tracé par des triangles noirs.

la nébuleuse à vent de pulsar G359.95-0.04. De plus, les nombreuses observations de la région révèlent une autre source ponctuelle, la SNR G0.9+0.1 [54].

La figure 4.8 montre la soustraction des deux sources ponctuelles mettant en relief la présence d'une émission diffuse le long du plan Galactique sur $\sim 2^\circ$ ainsi que le vestige de supernovae HESS J1745-303 [57]. L'émission diffuse est corrélée avec la distribution spatiale des nuages moléculaires présents dans la zone CMZ, ce qui indique une origine hadronique (collision proton/proton) de l'émission [55]. Récemment, une étude utilisant 10 ans d'observation du GC de H.E.S.S. a montré que des protons et des noyaux sont accélérés à des énergies de plusieurs centaines de TeV voir de PeV dans les 10 pc centraux autour de HESS J1745-290 [56]. Cette découverte permet d'identifier une des sources à l'origine des rayons cosmiques Galactiques au PeV produit par des sources appelées *Pevatrons*. L'étude montre que la puissance d'injection de proton du GC $\sim 10^{38}$ erg/s est suffisante pour expliquer une contribution significative à l'émission de rayon cosmique Galactique au PeV. Il s'agit de la première découverte d'un Pevatron en astronomie γ . Dans un tel scénario seul Sgr A* possède la puissance et les mécanismes d'accélération nécessaires pour être ce Pevatron. Il pourrait même expliquer la totalité de l'émission des rayons cosmiques Galactiques au PeV dans le cas où son activité a été plus intense par le passé.

4. Le centre Galactique observé avec H.E.S.S. I

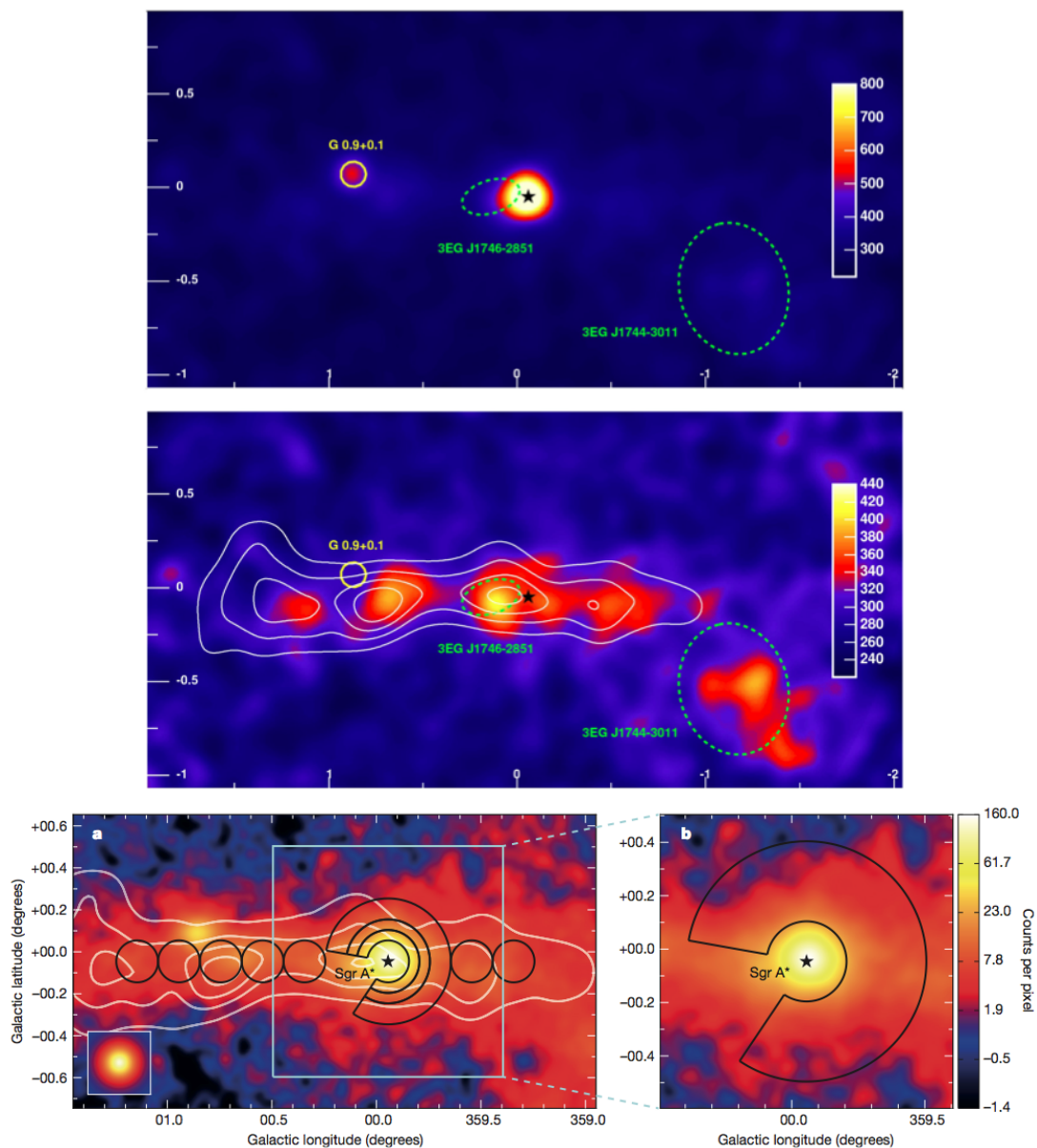


FIGURE 4.8: Observation du centre Galactique au très hautes énergies par H.E.S.S. .*Haut* : Carte d'excès de rayons γ obtenue à partir des données de 2006. *Centre* : La même carte d'excès avec les deux principales sources ponctuelles soustraites montrant une émission étendue le long du plan Galactique. Les contours blancs indiquent la densité de gaz moléculaire tracée par l'émission CS. La position de G0.9+0.1 est représentée par un cercle jaune et celle de Sgr A* par un étoile noire. La figure provient de [55]. *Bas* : Carte d'excès de rayons γ obtenue à partir des données disponibles en 2014. Un zoom sur la région de Sgr A* est montré à droite. L'arc de cercle noire représente la région utilisé pour la découverte du pevatron. Figure extraite de [56].

4.3.1 Nature de la source HESS J1745-290

Malgré les nombreux progrès effectués au cours des dernières années sur l'émission de rayons γ par la source centrale HESS J1745-290, la contrepartie astrophysique et les mécanismes qui produisent cette émission ne sont toujours pas déterminés. La raison est principalement la faible résolution angulaire des instruments à hautes énergies ($\sim 0.06^\circ$) comparé à ceux observant aux énergies plus faibles. La source centrale du GC couvre donc une large région ne permettant pas d'éviter la confusion entre les différents émetteurs probables présents dans cette région. En particulier il n'est pas évident que l'émission de rayons γ vue par Fermi et celle vu par les télescope Tcherenkov aient la même origine. Les rayons γ peuvent tout de même permettre de contraindre les modèles d'émissions et les contreparties possibles. Sans être en conflit avec les mesures à d'autres longueurs d'onde, les modèles pour HESS J1745-290 et 2FGL J1745.6-258 ont les caractéristiques suivantes [40, 45, 51, 58] :

- Le spectre en énergie entre 100 MeV et 30 TeV est caractérisé par une loi de puissance avec des cassures à ~ 2 GeV et ~ 20 GeV et une coupure exponentielle à ~ 10 TeV.
- Il n'y a aucun indice de variabilité sur des échelles de temps de la minute à l'année.
- La position de source centrale vue par H.E.S.S. coïncide avec Sgr A* à 20 arc seconde [45]. La taille de la source VHE est comprise dans 1.3 minutes d'arc mais il n'y a pas d'indice sur l'extension de la source vue par Fermi.

Bien qu'une association de la source de rayons γ avec Sgr A* soit cohérente, un autre candidat pour l'émission aux hautes et très hautes énergies est le PWN G359.95-0.04 [59]. La SNR Sgr A East est elle exclue par des mesure de précision de pointé [45]. L'émission pourrait aussi trouver son origine dans un signal d'annihilation de matière noire [60]. Enfin elle pourrait aussi provenir d'un cumul de plusieurs sources comme une large population de pulsars millisecondes [59].

4.3.2 Onze ans d'observation de HESS J1745-290

Sélection des données

Le réseau H.E.S.S. prend, chaque année depuis 2004, des données en direction du centre Galactique et accumule maintenant la statistique la plus importante pour une source γ . Depuis 2012 et l'ajout du télescope CT5 les observations du GC se sont intensifiées pour abaisser le seuil en énergie de détection de la source HESS J1745-290. L'analyse des données avec CT5 sera présentée dans le chapitre suivant. Nous présenterons ici l'analyse de prise de données de CT1-4 pendant la période 2004-2015 autour de Sgr A* pointant au maximum à 2.5° . Nous cherchons à caractériser la coupure exponentielle présente dans le spectre en énergie autour de 15 TeV [45]. Les observations à hauts angles zénithaux favorisent les événements à très hautes énergie ($E_\gamma > 10$ TeV) car seule les cascades les plus énergétiques activent le système de déclenchement (voir la figure 2.10 au chapitre 2). Nous accepterons donc lors de la sélection des prises de données, les observations avec des angles zénithaux $\theta_z < 70^\circ$ pour obtenir le maximum de statistiques à hautes énergies. Les prises de données sont effectuées en mode *wobble* avec un *offset* entre 0.7° et 1.1° . Seule les prises de données respectant les critères de qualité standard

4. Le centre Galactique observé avec H.E.S.S. I

Année	θ_z	T _{obs} (h)	Excès	Significativité
2004	16,8	31,6	1332	41
2005	20	63,2	2358	58
2006	14,1	19,6	772	30
2007	9,7	7,4	330	21
2008	14,2	18,9	716	32
2009	17,7	4,4	112	12
2010	11	3,5	146,5	15
2011	31,1	11	265	19
2012	17,8	39,6	1575	47
2013	18,6	36,3	1440	33
2014	17,2	22	834	25
Total	17,3	263,3	9375	104

TABLE 4.1: Détails des campagnes d’observations de H.E.S.S. vers le centre Galactique depuis 2004. θ_z indique l’angle zénithal moyen et T_{obs} le temps d’observation par année. Les excès sont calculés dans une zone d’intégration de 0.1° autour de la position de Sgr A* et la significativité est calculée selon l’équation 2.6.

définies dans le chapitre 2 sont sélectionnées. Le temps d’observation total s’élève à 263 heures à la position nominale de Sgr A*, c’est l’exposition la plus longue jamais obtenue sur une sources de rayons γ de très hautes énergies. La table 4.1 résume les observations menées par H.E.S.S. I durant 11 ans avec CT1 à 4.

4.3.3 Analyse des données et spectre de HESS J1745-290

Les données sont analysées en utilisant la technique de reconstruction *Model++* décrite dans le chapitre 2 et avec les coupures standards pour la sélection des événements. Le bruit de fond résiduel est déterminé par la technique du *ring background*. Les régions d’exclusions sont matérialisées par les cercles rouges sur la figure 4.9 qui représente la carte d’excès dans le centre Galactique entre -2° et 2° en latitude et longitude Galactiques. La figure 4.9 montre la carte de significativité pour la même région avec les contours à 3, 5 et 20σ en vert. Sur les deux figures trois sources sont clairement visibles : HESS J1745-290 ainsi que les vestiges de supernovæ G0.9+0.1 et HESS J1745-303. Pour 11 ans d’observation, l’analyse des données dans une région d’intégration de 0.1° de rayon autour de Sgr A* montre un excès de 9375 γ avec une significativité de 104.5σ . La distribution des événements γ en fonction de la distance angulaire au carré est présentée sur la figure 4.10. Elle montre un excès par rapport à la mesure du bruit de fond pour $\theta^2 > 0.01^\circ$ (ligne pointillée bleue) dû à la présence d’émission diffuse le long du plan Galactique.

La figure 4.11 montre le spectre en énergie de la source centrale HESS J1745-290 ajustée par un loi de puissance avec une coupure exponentielle (EPL). Ceci confirme les résultats publiés dans [45] excluant une loi de puissance (PL) simple. La procédure d’ajustement par

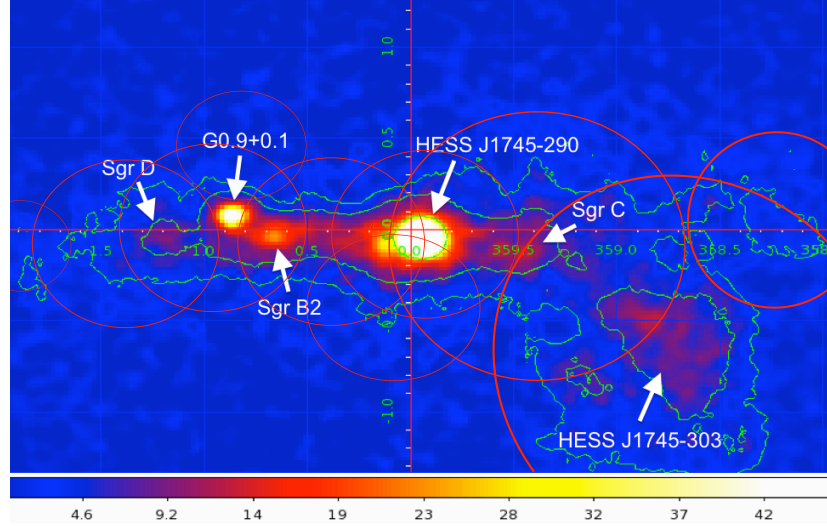


FIGURE 4.9: Carte de significativité du centre Galactique vu par H.E.S.S.. Les sources principales ainsi que les nuages moléculaires sont indiqués sur la carte par des flèches. Les contours à 3, 5 et 20σ sont tracés en vert. Les régions d'exclusion utilisées pour la mesure du bruit de fond sont matérialisées par les cercles rouges.

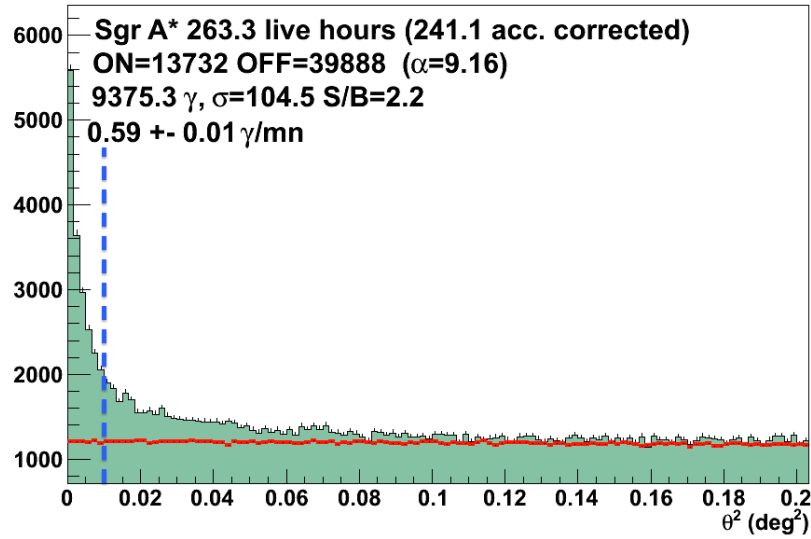


FIGURE 4.10: Distributions angulaires des rayons γ par bin de 0.0002^{deg^2} autour de Sgr A*. Les tirets rouge représentent l'estimation du bruit de fond résiduel et la ligne bleue pointillée délimite la taille de la région ON.

l'équation 4.1 est décrite dans le chapitre 2.

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_{\text{norm}}} \right)^{-\Gamma} \exp \left(\frac{E}{E_c} \right) \quad (4.1)$$

4. Le centre Galactique observé avec H.E.S.S. I

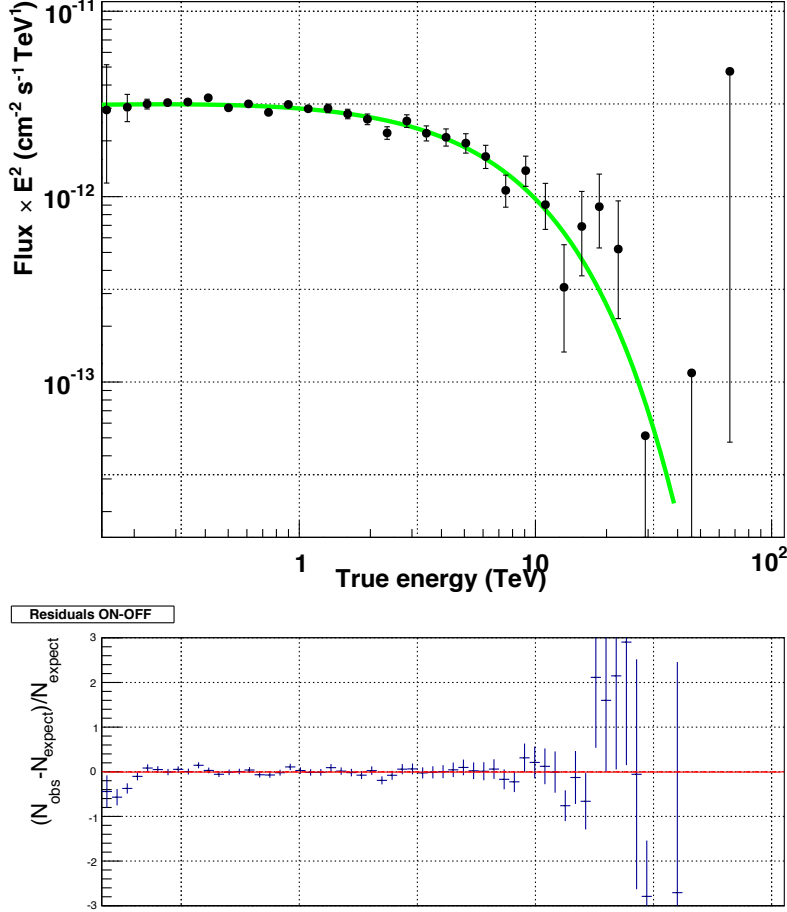


FIGURE 4.11: Spectre de HESS J1745-290 obtenu grâce aux données prises entre 2004 et 2015 et les limites supérieures au delà de 30 TeV. La région verte correspond au meilleur ajustement par une loi de puissance avec une coupure exponentielle. Les résidus $(N_{\text{obs}} - N_{\text{expect}})/N_{\text{expect}}$ sont aussi montrés. N_{expect} donne le nombre de rayons γ attendus pour le spectre ajusté.

où Φ_0 est la normalisation du flux en $\text{TeV}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$, E_{norm} l'énergie normalisé à 1 TeV, Γ l'index spectral et E_c l'énergie de coupure exponentielle. Les ajustements pour une loi de puissance cassée (BPL, Eq. 2.11) et une loi de puissance avec coupure super exponentielle (SEPL, Eq. 2.14) ont aussi été réalisés. Les valeurs des paramètres obtenus par la procédure d'ajustement sont donnés dans le tableau 4.2.

Aux erreurs statistiques du tableau il faut rajouter les erreurs systématiques de 5% sur l'index, 17% sur E_{cut} et 15% sur le flux qui sont estimé dans [61]. Le meilleur ajustement à plus de 5σ par rapport à la PL vient donc de l'EPL où la valeur de E_{cut} est plus faible que celle

4.3 La région du centre Galactique vue par H.E.S.S.

Spectre	Φ_0	Γ_1	E_{cut}	β	Γ_2	ndof	Likelihood
PL	2.70 ± 0.04	2.20 ± 0.02	/	/	/	2+80	-110.2
BPL	2.90 ± 0.05	2.09 ± 0.02	3.32 ± 0.37	/	2.97 ± 0.15	4+76	-54.1
EPL	2.99 ± 0.05	1.96 ± 0.03	7.47 ± 0.92	/	/	3+78	-46.2
SEPL	3.02 ± 0.06	1.86 ± 0.13	4.38 ± 3.42	0.70 ± 0.25	/	4+76	-46.5

TABLE 4.2: Paramètres de l’ajustement du spectre de HESS J1745-290 pour 4 hypothèses de forme de spectre. Seules les erreurs statistiques à 1σ sont données.

publiée, $15.7 \pm 6.1_{\text{stat,syst}}$ [45] TeV, mais compatible avec une déviation de 2σ . La SEPL n’est pas préférée significativement ($\Delta L = 0.3$) par rapport à la coupure exponentielle. L’analyse des données de 2004 à 2014 augmente la statistique et permet d’obtenir une meilleure précision sur la coupure à haute énergie.

4.3.4 Les spectres des régions Sagittarius B2, C et D

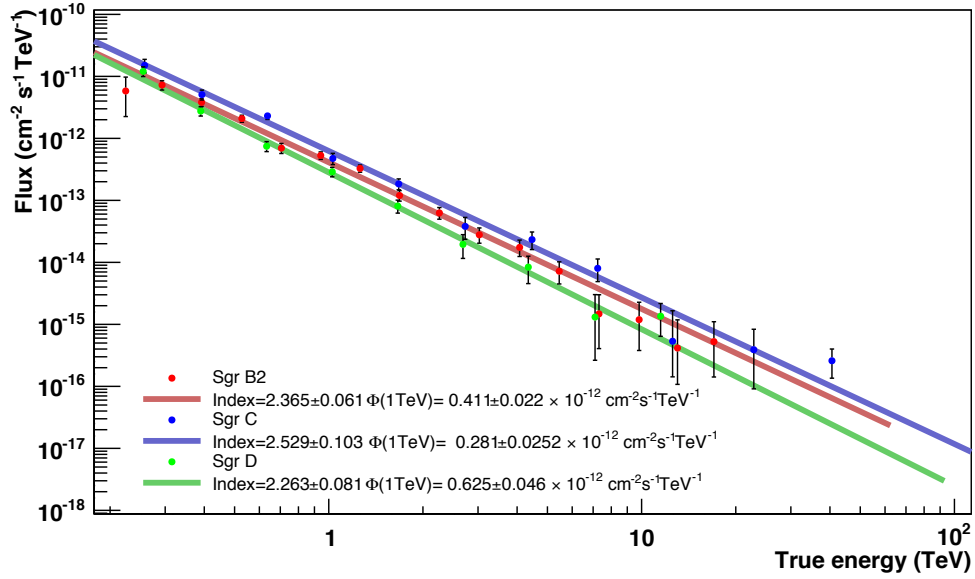


FIGURE 4.12: Spectre en énergie des nuages Sgr B2 (points rouges), C (points bleus) et D (points verts) ajusté par une loi de puissance respectivement en rouge, bleue et vert.

Dans les 200 pc centraux, outre les deux sources ponctuelles principales, on distingue dans la figure 4.9 quatre régions à forte concentration en gaz moléculaire. Sgr A ($l=0^\circ$) qui englobe la source centrale HESS J1745-290, Sgr B2 ($l=0.6^\circ$) au sud est de G0.9+0.1, Sgr C ($l=-0.6^\circ$) et à l’extrême ouest Sgr D ($l=1.2^\circ$). L’émission de Sgr A est difficile à caractériser puisque le signal

4. Le centre Galactique observé avec H.E.S.S. I

Région	$\Phi_0 \times 10^{-12}$ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1}$]	Γ
Sgr B2	0.411 ± 0.022	2.37 ± 0.06
Sgr C	0.281 ± 0.025	2.53 ± 0.1
Sgr D	0.625 ± 0.046	2.26 ± 0.08

TABLE 4.3: Paramètre des ajustements par une loi de puissance des spectres de Sgr B2, C et D. Seules les erreurs statistiques à 1σ sont données.

en rayons γ est dominé par la source centrale, ce qui ne sera pas discuté dans ce manuscrit. Par contre, nous pouvons étudier les spectres des 3 autres régions. Comme pour HESS J1745-290, on utilise le *Model++* avec les coupures standards et la méthode d'extraction de fond *ring background* pour les régions Sgr B2, C et D. La région d'intégration du signal choisie est de 0.2° pour tenir compte de l'extension des sources. Aucune coupure exponentielle significative n'est détectée et la figure 4.12 montre les spectres en énergie ajustés par des lois de puissances avec les valeurs centrales des paramètres de l'ajustement, indice spectral et du flux à 1 TeV.

4.4 Conclusion et perspectives

Le Centre Galactique est observé régulièrement depuis 2004 par H.E.S.S., ce qui permet d'avoir 263 heures sur Sgr A* de données de bonnes qualités disponibles faisant du GC la source γ avec la plus grande exposition par un réseau de télescopes Tcherenkov au sol. L'analyse des données révèle une région complexe avec de l'émission diffuse et de nombreuses sources, notamment HESS J1745-290 coïncidente spatialement avec le trou noir central Sgr A* mais pouvant aussi trouver son origine dans la nébuleuse à vent de pulsar G359.95-0.04 ou l'annihilation de matière noire. L'analyse spectrale de HESS J1745-290 met en évidence une coupure en énergie à $7.47 \pm 0.92_{stat} \pm 1.26_{syst}$ TeV alors que les nuages moléculaires environnant comme Sgr B2, C et D ont un spectre en loi de puissance simple. Les observations de GC continuent en 2015 et 2016 pendant les opérations de modernisation des caméras. Nous traiterons dans le chapitre suivant les analyses des données prises avec le réseau H.E.S.S. II depuis 2014. Le nouveau télescope CT5 est essentiel pour abaisser le spectre dans la région de 100 GeV. Les cartes du ciel nous permettront d'étudier les sources détectées par H.E.S.S. I et plus particulièrement HESS J1745-290 à plus basse énergie. Dans le chapitre 9 nous étudierons les stratégies d'observation du GC optimales pour la recherche de matière dans les années à venir.

Chapitre 5

Observation du centre Galactique avec H.E.S.S. II

Sommaire

5.1	Sélection des prises de données	78
5.2	La source H.E.S.S. J1745-290 en 2014	79
5.2.1	Analyse mono	79
5.2.2	Analyse combinée	81
5.2.3	Reconstruction spectrale	82
5.2.4	Comparaison avec les sources Fermi.	85
5.3	Observation avec pointés « éloignés » en 2015	85
5.3.1	Sélection des <i>runs</i>	85
5.3.2	Carte d'acceptance γ	86
5.4	Observations 2014 et 2015 conjointes	87
5.5	Conclusion et perspectives	89

5. Observation du centre Galactique avec H.E.S.S. II

Depuis 2012 avec la mise en service du cinquième télescope de 28 mètres de rayon, le réseau H.E.S.S. continue d’observer le centre Galactique régulièrement. Avec le réseau complet de 5 télescopes plusieurs méthodes de reconstruction des événements γ sont disponibles :

- **Stéréo** : correspond à l’utilisation des 4 premiers télescopes, CT1-4. C’est en fait une analyse type H.E.S.S. I.
- **Mono** : lorsque seul le télescope CT5 est utilisé indépendamment de l’information mesurée dans CT1-4.
- **Combinée** : lorsque l’ensemble du réseau est pris en compte. Les télescopes utilisés pour la reconstruction d’un événement sont choisis dynamiquement entre les meilleures reconstruction de l’évènement par CT5 ou CT1-4.

Dans ce chapitre nous présenterons les résultats des reconstructions Mono et Combinée des observations du centre Galactique, après la phase de mise en service de CT5 et le développement des outils d’analyse incluant CT5. Nous commencerons par sélectionner les meilleures données de 2014 dans la section 5.1 et 5.2 dans laquelle nous présenterons les analyses de la source HESS J1745-290. Cette analyse est actuellement dans le processus de revue interne de H.E.S.S. pour publication où je suis l’un des auteurs correspondants. Elle fait aussi l’objet d’un proceeding de la conférence ICRC 2015 [62]. Dans la section 5.3 nous analyserons des prises de données à plus grand *offset* par rapport à Sgr A* permettant d’obtenir une exposition plus étendue de la région du centre Galactique. Ces prises de données sont effectuées dans le cadre de la recherche de matière noire à haute latitude [63] que nous décrirons dans le chapitre 9. Nous terminerons en analysant les deux jeux de données conjoints.

5.1 Sélection des prises de données

La région du centre Galactique a été observée par les 5 télescopes du réseaux H.E.S.S. depuis 2012, nous présentons ici l’analyse des *run* pris au cours de l’année 2014. Nous n’utiliserons pas les *runs* de 2012 (période de test de performance de CT5) ni de 2013 à cause de l’inhomogénéité des gains entre les voies d’acquisition de la caméra de CT5. La répartition des valeurs de $(1/\gamma_e^{ADC})$ est représentée sur la figure 5.1 avant l’ajustement des gains (à gauche) et après (à droite). Les *runs* pris avant 2014 ne sont pas utilisés pour éviter toute erreur systématique supplémentaire. Le jeu de donnée de 2014 utilisé est composé de 81 *runs* couvrant des angles zénithaux compris entre 5° et 55° avec un angle moyen de 20° . Les observations sur HESS J1745-290 s’élèvent à 34,2 heures et ont été prises en mode *wobble* avec des *offsets* autour de Sgr A* compris entre 0.3° et 1.4° avec une valeur moyenne de 0.7° . Après l’étalonnage des données dont la procédure est décrite dans le chapitre 2, deux méthodes de reconstruction sont possibles incluant le télescope CT5 : Mono et Combinée. Comme CT5 est beaucoup plus sensible au bruit de fond ciel à cause de son seuil en énergie plus bas que les autres télescope une nouvelle variable appelée *NSBGoodness* a spécialement été développée pour réduire les événements mal identifiés dus au NSB dans la caméra.

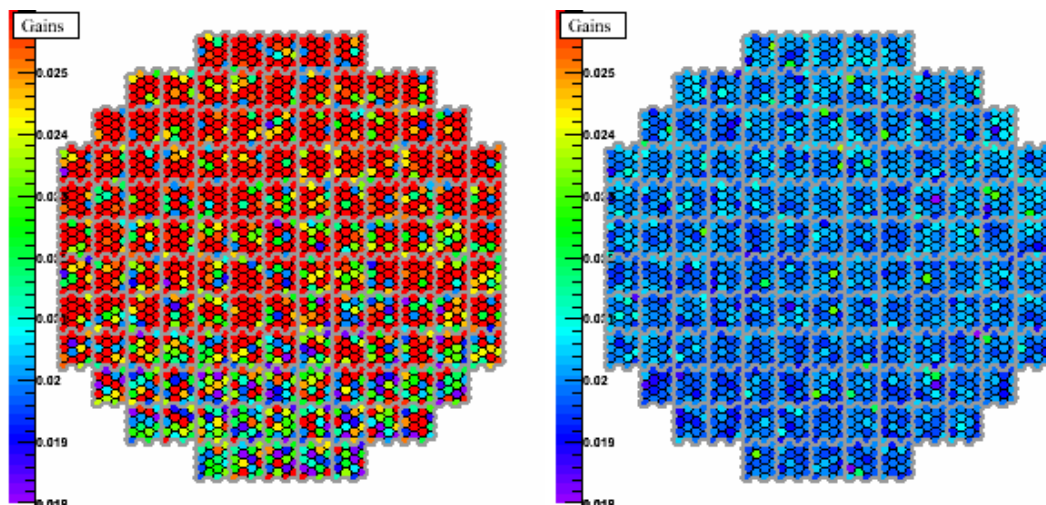


FIGURE 5.1: Répartition des valeurs de $1/\gamma_e^{ADC}$ dans la caméra de CT5 avant l'ajustement (à gauche) et après (à droite).

5.2 La source H.E.S.S. J1745-290 en 2014

5.2.1 Analyse mono

Les données sont analysées par la technique de reconstruction *Model++* adaptée pour incorporer le télescope CT5. Nous présentons dans cette section les résultats de l'analyse Mono, c'est à dire en utilisant le système de déclenchement de CT5 seul. Les coupures sur les événements sont adaptées ici, la région ON est agrandie à 0.13° au lieu de 0.1° avec H.E.S.S. I pour tenir compte de la plus faible résolution angulaire et la coupure *NSBGoodness* est ajoutée. La figure 5.2 montre la carte d'excès obtenue dans le plan Galactique (à gauche) ainsi que la distribution de la significativité dans toute la région (en noir) et en dehors des régions d'exclusion (en rouge). Le champ de vue de CT5 est de seulement 3.5° cela peut poser des problèmes pour l'estimation du bruit de fond en mode *wobble* en cas de trop grandes régions d'exclusion comme détaillé dans le chapitre 2. Le centre Galactique étant une région étendue et complexe (voir chapitre 4) les régions d'exclusions ont donc été modifiées et sont montrées sur la figure 5.2 de gauche par des cercles rouges. Nous appellerons dans la suite E_{std} les régions d'exclusions utilisées pour H.E.S.S. I dans le chapitre précédent et E_A celles utilisées ici. La distribution des événements par rapport à la distance de la source est représentée sur la figure 5.3 et la taille de la RoI est matérialisée par la ligne rouge pointillée. On remarque, comme pour H.E.S.S. I, que de l'émission diffuse est présente en dehors de la source jusqu'à $\sim 0.4^\circ$. La carte de significativité est présentée sur la figure 5.4 avec les contours à 3 et 5σ en vert. Seul HESS J1745-290 est détectée à plus de 5σ . La non détection de G0.9+01 est une surprise, cela nécessitera une étude plus approfondie et une exposition supérieure dédiée à cette source avant de conclure.

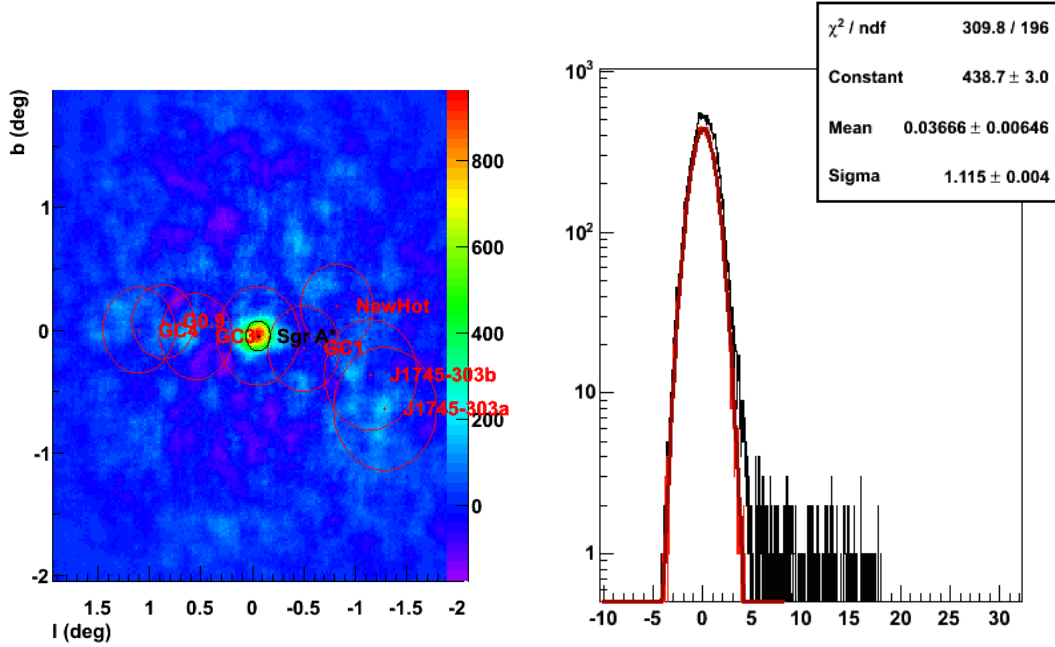


FIGURE 5.2: Résultat de l'analyse Mono de HESS J1745-290. À gauche : Carte d'excès par bin de $0.02^\circ \times 0.02^\circ$ en coordonnées Galactiques. Les cercles rouges représentent les régions d'exclusion. À droite : Distribution de la significativité dans toute la région (en noir) et en dehors des régions d'exclusions (en rouge) ajustée par une gaussienne (ligne rouge).

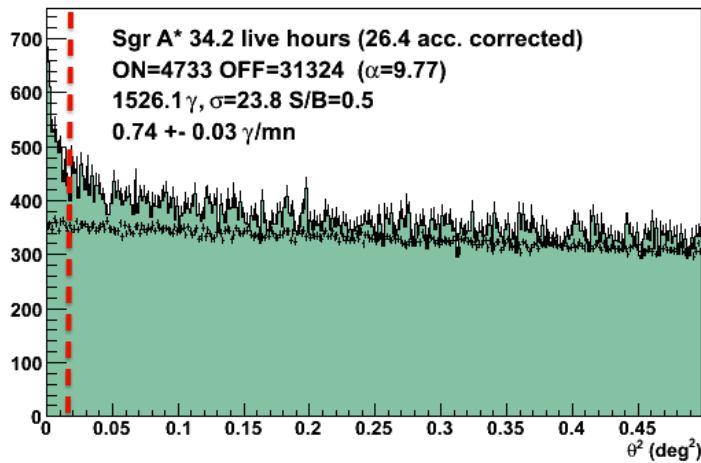


FIGURE 5.3: Distribution angulaire des rayons γ par bin de 0.002° autour de Sgr A* (vert) pour l'analyse Mono. L'estimation du bruit de fond est représentée par les croix noires et la ligne rouge pointillée donne la taille de la région ON.

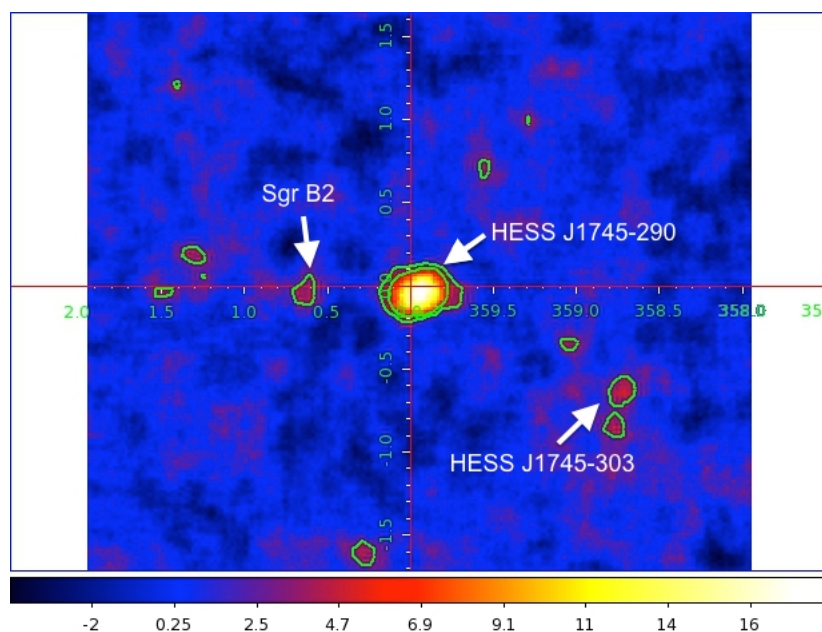


FIGURE 5.4: Carte de significativité (échelle de couleur) de H.E.S.S. en reconstruction Mono en coordonnées Galactiques. Les contours de significativité à 3 et 5 σ sont tracés en vert. Le bruit de fond est estimé par la méthode du *ring background* (voir chapitre 2).

5.2.2 Analyse combinée

L'analyse Combinée utilise tous les télescopes CT1 à 5 disponibles pendant la prise de donnée. L'analyse combine la reconstruction standard H.E.S.S. I Stéréo et la reconstruction Mono en choisissant la meilleure pour chaque événements. Bien entendu la reconstruction Mono sera plus efficace pour les événements de basse énergie typiquement en dessous de 1 TeV. Comme dans le paragraphe précédent nous montrons dans la figure 5.5 la carte d'excès obtenue ainsi que la distribution angulaire des événements autour de Sgr A* dans la figure 5.6. L'émission diffuse autour de la source est toujours bien visible jusqu'à $\sim 0.4^\circ$.

La figure 5.7 montre la carte de significativité obtenue grâce à la reconstruction Combinée en coordonnée Galactique. Le bruit de fond est estimé par la méthode du *ring background* (voir chapitre 2). Les contours de significativité à 3σ englobe une région bien plus grande que celle de l'analyse Mono laissant apparaître une émission diffuse très étendue. Il est difficile à l'heure actuelle de conclure sur la réalité physique de ces structures car cette technique d'analyse est encore en cours d'amélioration et des systématiques provenant de l'estimation du bruit de fond peuvent jouer un rôle important. L'analyse Combinée permet cependant de retrouver toutes les sources déjà observées avec H.E.S.S. I et en particulier la SNR G0.9+0.1 qui est détectée à plus de 5σ .

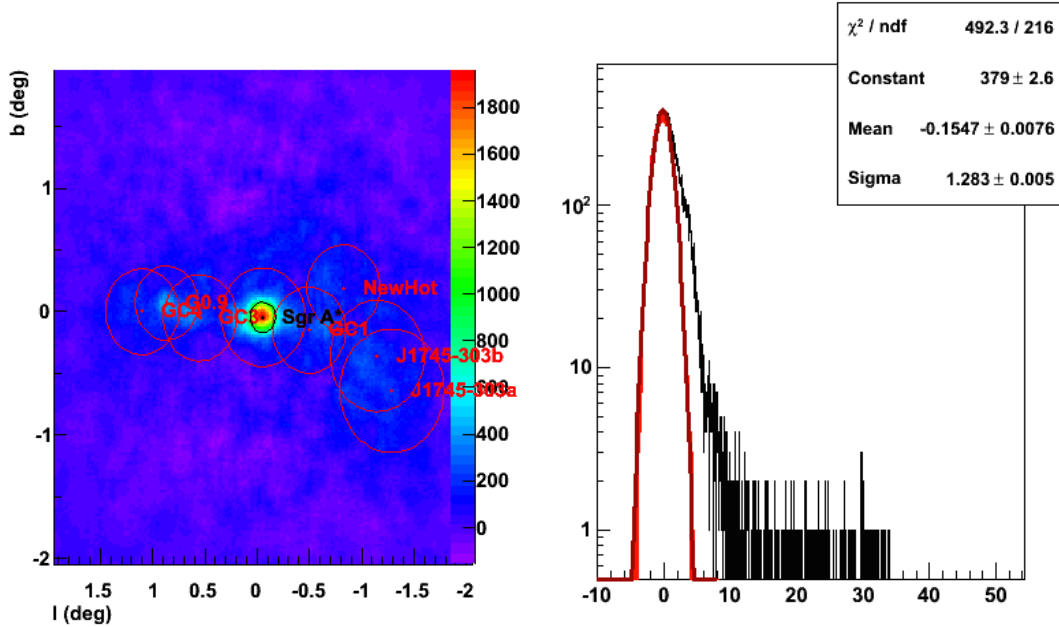


FIGURE 5.5: Résultat de l'analyse Mono de HESS J1745-290. À gauche : Carte d'excès par bin de $0.02^\circ \times 0.02^\circ$ en coordonnées Galactiques. Les cercles rouges représentent les régions d'exclusion. À droite : Distribution de la significativité dans toute la région (en noir) et en dehors des régions d'exclusions (en rouge) ajustée par une gaussienne (ligne rouge)..

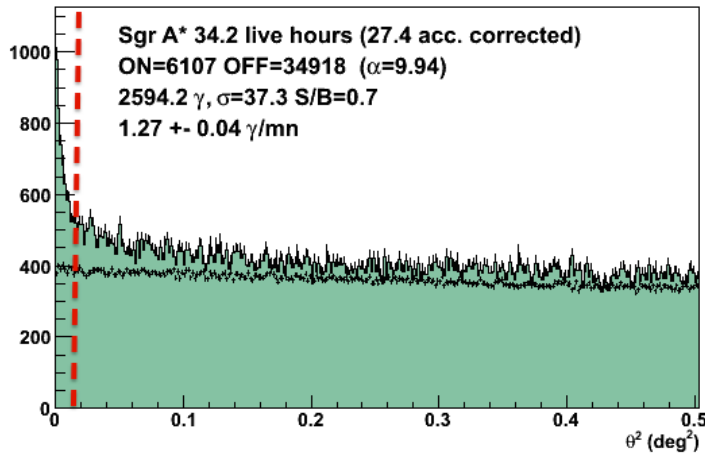


FIGURE 5.6: Distribution angulaire des rayons γ dans des bin de $0.002^\circ{}^2$ autour de Sgr A* (vert) pour l'analyse Combinée. L'estimation du bruit de fond est représentée par les croix noires et la ligne rouge pointillée donne la taille de la région ON.

5.2.3 Reconstruction spectrale

En utilisant la méthode de reconstruction spectrale présentée dans l'analyse *Model++* au chapitre 2 nous pouvons obtenir les spectres de la source centrale HESS J1745-290 pour les

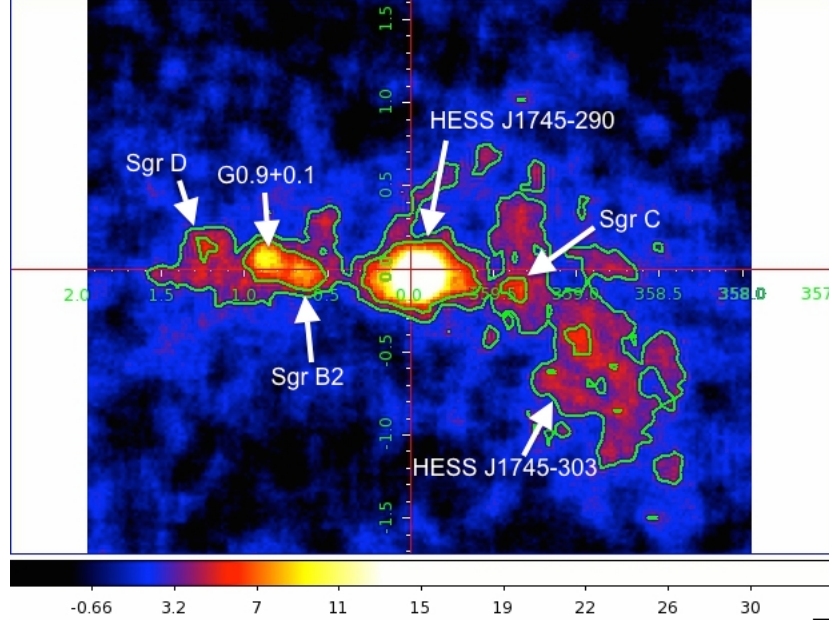


FIGURE 5.7: Carte de significativité (échelle de couleur) de H.E.S.S. en reconstruction Combinée en coordonnée Galactique. Les contours de significativité à 3 et 5 σ sont tracés en vert. Toutes les sources détectées par H.E.S.S. I sont vues à plus de 5σ . Le bruit de fond est estimé par la méthode du *ring background* (voir chapitre 2).

reconstructions Mono et Combinée. Ces spectres ajustés par des lois de puissance sont représentés sur la figure 5.8. Au chapitre précédent nous avons vu que le spectre de HESS J1745-290 mesuré avec H.E.S.S. I suit une loi de puissance avec une coupure exponentielle à ~ 7.4 TeV. Au delà de quelques TeV la surface efficace du télescope CT5 diminue ainsi que la réjection du bruit de fond hadronique abaissant la statistique au niveau de la coupure. Les événements à haute énergie sont donc moins nombreux que lors d'une observation Stéréo bénéficiant de CT1-4. Pour cette raison l'ajustement du spectre de HESS J1745-290 avec la reconstruction Mono ne dévoile aucune coupure significative comme montré sur la figure 5.8 à gauche. Les résultats de l'ajustement pour une loi de puissance simple sont :

$$\Gamma = 2.11 \pm 0.05_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{syst}} \quad (5.1)$$

$$\Phi_0 = 3.0 \pm 0.2_{\text{stat}} \pm 0.46_{\text{syst}} 10^{-12} \text{ TeV}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (5.2)$$

Les systématiques considérées sont les mêmes que pour H.E.S.S. I, elle sont donc très probablement sous estimées.

La reconstruction Combinée ne privilégie pas la présence d'une coupure exponentielle dans l'ajustement. L'ajustement par une loi de puissance avec coupure exponentielle permet d'obtenir $E_{\text{cut}} = 20.1 \pm 14.2$ TeV. Le rapport de vraisemblance donne $\Delta L = 3.20$ ce qui est inférieur au 3.84 nécessaire. L'ajustement avec une loi de puissance simple est donc préféré. L'ajout de

5. Observation du centre Galactique avec H.E.S.S. II

statistique permettra grâce aux futures données de préférer l'ajustement EPL à celui en PL. Les résultats de l'ajustement par une loi de puissance donne :

$$\Gamma = 2.31 \pm 0.03_{\text{stat}} \pm 0.12_{\text{sys}} \quad (5.3)$$

$$\Phi_0 = 2.45 \pm 0.09_{\text{stat}} \pm 0.37_{\text{sys}} 10^{-12} \text{ TeV}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (5.4)$$

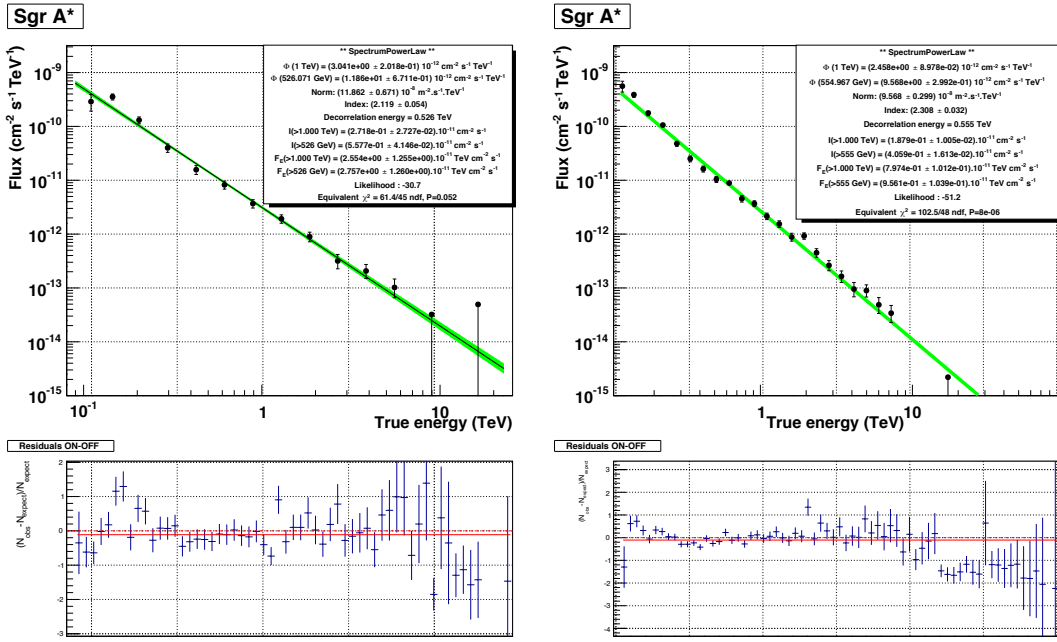


FIGURE 5.8: *Haut* : Spectre de HESS J1745-290 avec les données de 2014 pour l'analyse Mono (à gauche) et Combinée (à droite). Les régions vertes correspondent aux erreurs statistiques sur les paramètres Φ_0 et Γ . *Bas* : Les résidus de l'ajustement sont représentés.

Les erreurs systématiques pour une loi de puissance simple sur l'index étant de $\sim 5\%$ et celle sur le flux à 1 TeV de $\sim 15\%$ les résultats obtenus en Mono et en Combinée sont parfaitement compatibles entre eux et avec ceux de H.E.S.S. I à 1σ . Des observations supplémentaires en direction du centre Galactique dans les années à venir permettront de mesurer précisément l'énergie de coupure.

Dans cette analyse avec H.E.S.S. II nous avons réduit la taille des régions d'exclusions pour permettre à la méthode d'extraction du fond *ring background* (décrite au chapitre 2) utilisée ici de ne pas être gênée par le faible champs de vue de CT5 et pouvoir estimer le bruit de fond résiduel en même temps que le signal. Il est important de vérifier si de nouveaux effets systématiques ne sont pas introduits dans le calcul du bruit de fond par la modification de ces régions d'exclusions. Pour cela nous avons effectué plusieurs analyses utilisant des régions d'exclusion de tailles différentes. Les régions d'exclusions E_{std} utilisées lors des analyses H.E.S.S.

Analyse	Région d'exclusion	Index	Φ_0 [$\times 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$]
Mono	E_{std}	2.22 ± 0.06	2.73 ± 0.22
Mono	E_A	2.12 ± 0.05	3.04 ± 0.21
Mono	$E_{\text{std}+0.1^\circ}$	2.24 ± 0.06	2.75 ± 0.22
Mono	$E_{\text{std}-0.1^\circ}$	2.20 ± 0.05	2.90 ± 0.2
Mono	$E_{\text{std}-0.2^\circ}$	2.10 ± 0.05	2.93 ± 0.22
Combinée	E_{std}	2.23 ± 0.034	2.64 ± 0.11
Combinée	E_A	2.31 ± 0.0302	2.45 ± 0.09

TABLE 5.1: Impact des régions d'exclusion sur la reconstruction des paramètres (avec les erreurs à 1σ) de l'ajustement des données.

I étant composées uniquement de cercles nous avons augmenté de 0.1° mais aussi diminué de 0.1° et 0.2° leurs rayons pour tester la stabilité des paramètres spectraux obtenus par l'ajustement des données. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 5.1. Les deux paramètres, Γ et Φ_0 restent toujours compatibles respectivement à 5% et 15% montrant la stabilité de l'analyse par rapport à la définition des régions d'exclusions.

5.2.4 Comparaison avec les sources Fermi.

Dans le deuxième catalogue de Fermi 2 sources peuvent être associées à HESS J1745-290 la plus probable étant 2FGL J1745.6-2858. À plus haute énergie ($E > 50$ GeV) la source Fermi associée est appelée 2FHL J1745.0-2900. Le troisième catalogue de Fermi (3FGL) modélise quand à lui l'émission centrale par 3 sources avec une (3FGL J1745.6-2859c) en coïncidence avec HESS J1745-290 et les deux autres plus éloignées de part et d'autre du plan Galactique (3FGL J1745.3-2903c et 3FGL J1746.3-2851c). Le catalogue 3FGL a suffisamment de statistiques pour séparer ces sources à 95% de niveau de confiance laissant 3FGL J1745.6-2859c comme contre partie la plus probable de HESS J1745-290 à plus basse énergie. La figure 5.9 montre une comparaison entre les spectres de HESS J1745-290 en Combiné et avec H.E.S.S. I et ceux des sources Fermi 3FGL J1745.6-2859c et 2FHL J1745.0-2900. Le seuil en énergie autour de 100 GeV de l'analyse Mono permet de rejoindre les analyses spectrales de H.E.S.S. et Fermi et met en évidence une possible émission en loi de puissance continue sur 5 ordres de grandeurs en énergie.

5.3 Observation avec pointés « éloignés » en 2015

5.3.1 Sélection des *runs*

À partir de 2015 une campagne d'observations avec des pointés éloignés par rapport à Sgr A* a été effectuée. Ces observations ont pour but de couvrir une région plus large autour de Sgr A* permettant d'améliorer les futures recherches de matière noire présentées dans le chapitre 9.

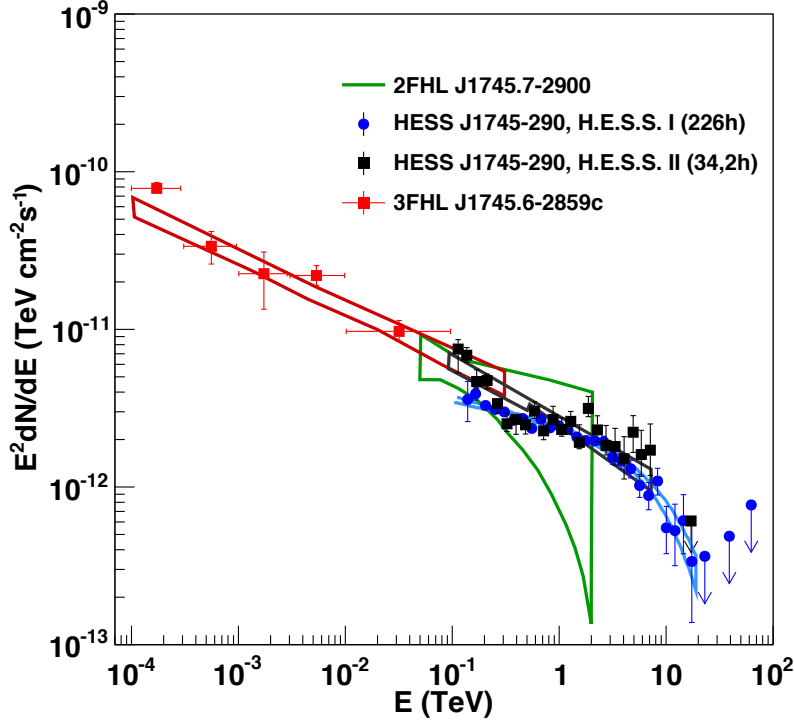


FIGURE 5.9: Spectre de HESS J1745-290 avec les données de 2014 pour l'analyse Combiné (points noirs), avec 10 ans de donnée H.E.S.S. I [56] (points bleus) et comparé avec les spectres des sources du deuxième et troisième catalogue de Fermi 2FHL J1745.7-2900 (bande verte) et 3FGL J1745.6-2859c (points rouge). Les bandes représentent les erreurs statistiques à 1σ sur l'ajustement des données.

Au total en 2015 huit pointés différents ont été utilisés et sont résumés dans le tableau 5.2. Ils sont représentés sur par les croix noires de la figure 5.10. 213 *runs* avec un angle zénithal moyen $18,4^\circ$ sont réparties sur ces 8 pointés permettant d'obtenir ~ 82 heures d'observation au total mais seulement 30 heures d'exposition dans les $0,1^\circ$ autour de la position de Sgr A* dû au gradient d'acceptance dans la caméra et à l'éloignement des pointés.

5.3.2 Carte d'acceptance γ

Pour connaître la région où l'exposition du télescope est importante nous calculons les cartes d'acceptance d'évènement γ dans la région d'intérêt. La figure 5.10 représente à gauche l'acceptance pour l'analyse Combinée de 2014 (voir section précédente) tandis que la partie de droite représente celle obtenue avec les pointés éloignés de 2015. Les contours extérieurs des zones vertes sur les deux figures correspondent à la limite dans la RoI où l'acceptance est plus faible d'un facteur 2 comparé au maximum. Avec les pointés de 2015 cette zone décrit un cercle de rayon $\sim 1,2^\circ$ autour de Sgr A* tandis qu'avec les pointés de 2014 la zone couverte s'étend

l [deg]	b [deg]	Nombre de <i>runs</i>
+0.8	+2	24
+0.8	-2	28
-0.8	+2	31
-0.8	-2	28
+0.8	+0.8	14
+0.8	-0.8	19
-0.8	+0.8	31
-0.8	-0.8	30

TABLE 5.2: Nombre de *runs* pour chacune des huit positions de pointés.

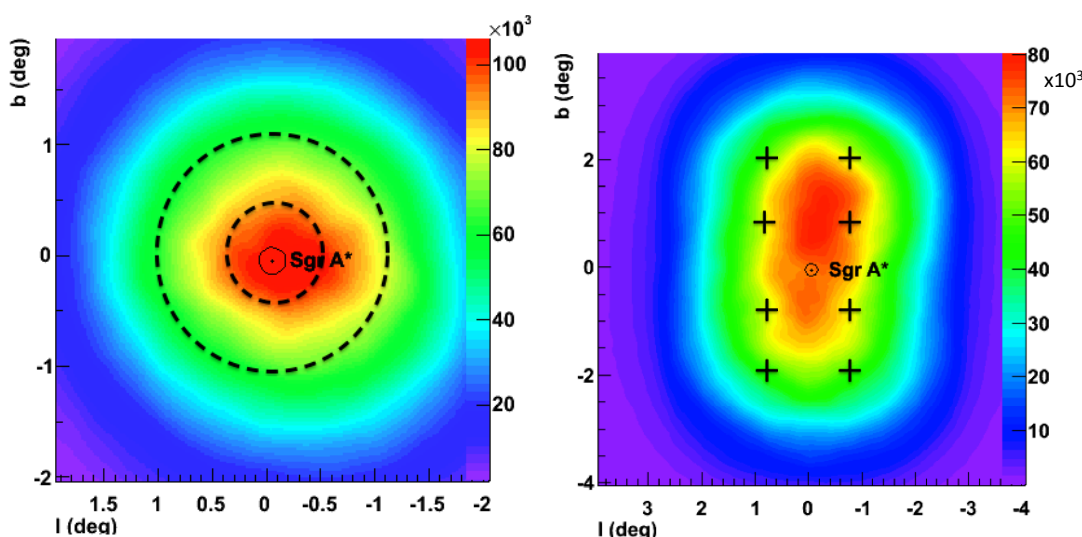


FIGURE 5.10: Acceptance des événements γ dans la RoI avec les pointés de 2014 (à gauche) et ceux de 2015 (à droite).

jusqu'à $l \leq 2^\circ$ et $b \leq 2.5^\circ$.

Grâce aux observations de 2015 utilisées dans l'analyse, une RoI étendue à plus de 2° autour de Sgr A* peut être observée dans de bonnes conditions. Les observations avec des pointés étendus vont continuer en 2016 et dans les années à venir permettant ainsi d'optimiser les recherches de matière noire avec H.E.S.S. II comme nous le verrons dans le chapitre 9.

5.4 Observations 2014 et 2015 conjointes

En combinant les observations décrites dans les deux sections précédentes nous obtenons un jeu de données total de 115 heures dont 52 heures d'exposition sur Sgr A* après correction du gradient d'acceptance dans la caméra. Ceci est dû à la faible contribution des pointés éloignés

5. Observation du centre Galactique avec H.E.S.S. II

par rapport SgrA*. La figure 5.11 représente la distribution angulaire des évènements autour de Sgr A* confirmant la présence de l'émission diffuse autour de la source est toujours présente jusqu'à $\sim 0.4^\circ$.

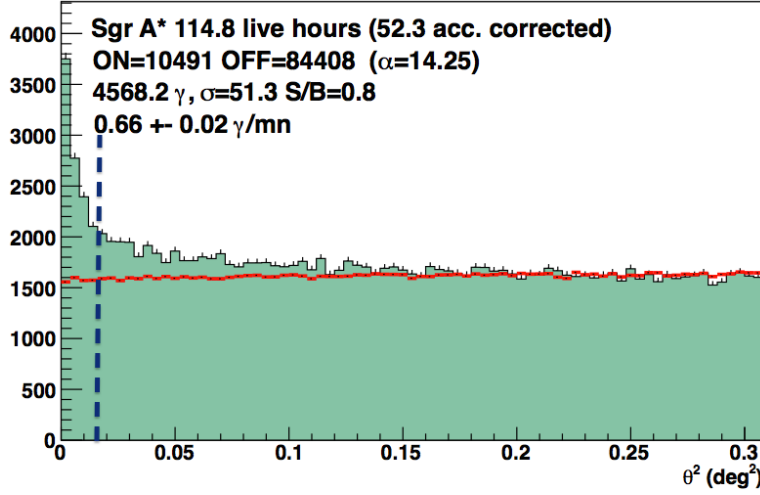


FIGURE 5.11: Distribution angulaire des rayons γ pour l'analyse Combinée de l'ensemble des données 2014 et 2015 dans des bins de 0.002°^2 autour de Sgr A* (vert) pour l'analyse Combinée. L'estimation du bruit de fond est représentée par les tirets rouges et la ligne bleue pointillée donne la taille de la région ON.

La carte de significativité de la région du GC est représentée sur la figure 5.12 avec les contours à $5, 10$ et 20σ en vert. Toutes les sources déjà connues avec H.E.S.S. I sont détectées à plus de 5σ . L'émission diffuse s'étend largement à 0.5° à l'est de Sgr A*. Nous devons être prudent sur la signification physique d'une telle émission car, comme mentionné précédemment, la compréhension de l'instrument CT5 n'est pas encore optimale.

Grâce à l'ajout de plus de statistique en combinant les résultats de 2014 et 2015, l'ajustement des données de HESS J1745-290 en analyse Combinée préfère une loi de puissance avec une coupure exponentielle par rapport à une loi de puissance simple. Le spectre est représenté sur la figure 5.13, les erreurs statistiques sur l'ajustement des paramètres sont représentées en vert et la figure du bas représente les résidus. Les résultats de l'ajustement par une loi de puissance avec coupure exponentielle sont :

$$\Gamma = 2.31 \pm 0.03_{\text{stat}} \pm 0.11_{\text{syst}} \quad (5.5)$$

$$\Phi_0 = (2.60 \pm 0.10_{\text{stat}} \pm 0.39_{\text{syst}}) \times 10^{-12} \text{ TeV}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (5.6)$$

$$E_{\text{cut}} = 25.1 \pm 15.3_{\text{stat}} \pm 6.3_{\text{syst}} \text{ TeV} \quad (5.7)$$

il faut noter que ici aussi les systématiques utilisées sont les mêmes que pour H.E.S.S. I, elle sont donc probablement sous estimées.

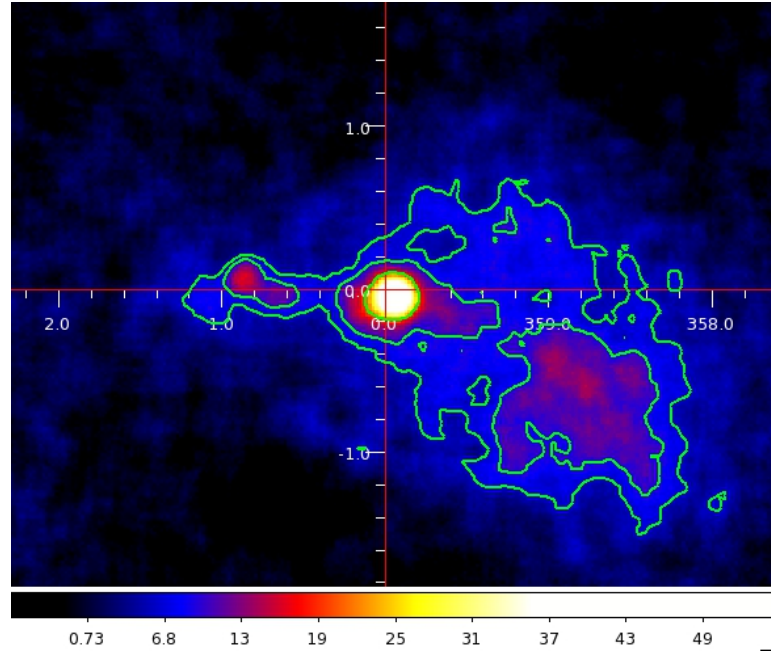


FIGURE 5.12: Carte de significativité (échelle de couleur) de H.E.S.S. en reconstruction Combinée pour l'ensemble des données 2014 à 2015 en coordonnée Galactique. Les contours de significativité à 5, 10 et 20 σ sont tracés en vert. Le bruit de fond est estimé par la méthode du *ring background* (voir chapitre 2).

5.5 Conclusion et perspectives

L'ensemble des données prises par H.E.S.S. II nous permettent de retrouver toutes les sources précédemment détectées par H.E.S.S. I. En particulier la coupure en énergie dans le spectre de HESS J1745-290 est également détectée avec H.E.S.S. II à $25.1 \pm 15.3_{\text{stat}} \pm 6.3_{\text{syst}}$ TeV. L'analyse Mono est toujours en développement et les résultats utilisant les données de CT5 sont impactés par la difficulté d'estimation du bruit de fond avec la méthode wobble. Le champ de vue de CT5 étant réduit à 3.2° comparé aux 5° de CT1-4. Une solution à envisager, serait d'effectuer des observations en ON-OFF mais cela doublerait le temps d'observation et pourrait être la source de nombreuses erreurs systématiques. Les campagnes d'observations à grand *offset* continueront dans les prochaines années et seront utilisées pour de nombreuses études autour de Sgr A* comme la recherche de matière noire (cf chapitre 9), la recherche de possibles « outflows » [64] ou encore d'une contrepartie à plus hautes énergies des « Fermi bubbles » [65].

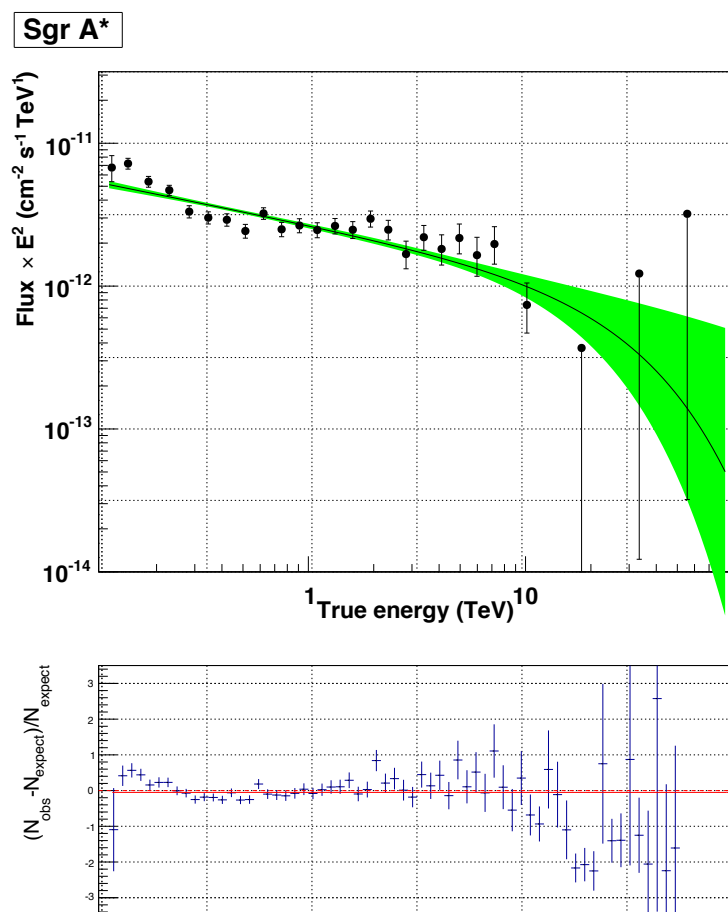


FIGURE 5.13: Spectre de HESS J1745-290 avec les données de 2014 à 2015 pour l'analyse Combinée ajustées par une loi de puissance avec une coupure exponentielle. Les région vertes correspondent aux erreurs statistiques sur les paramètres Φ_0 , Γ et E_{cut} . Les 3 derniers points sont des limites supérieures à 1σ . Les résidus de l'ajustement sont représentés sous les courbes.

Troisième partie

Recherche indirecte de matière
noire avec les rayons γ

Chapitre 6

La matière noire

Sommaire

6.1	La chasse de la matière noire	94
6.2	Le modèle ΛCDM	96
6.3	Les indices de la présence de matière noire dans l'univers	97
6.3.1	Les lentilles gravitationnelles	97
6.3.2	La nucléosynthèse primordiale	99
6.3.3	Les observations du fond diffus cosmologique	99
6.3.4	Supernovæ de type 1a et oscillations acoustique de baryon	100
6.4	Les difficultés rencontrées par le modèle ΛCDM	100
6.5	Les particules candidates à la matière noire	102
6.5.1	Les WIMPs	102
6.5.2	Autres candidats	105
6.6	Techniques de détection de WIMPs	106
6.6.1	Production dans les accélérateurs de particules	107
6.6.2	Détection directe	108
6.6.3	Détection indirecte	110

6. La matière noire

De l'échelle cosmologique aux galaxies naines les observations astronomiques effectuées depuis plus d'une cinquantaine d'années suggèrent l'existence d'une composante de l'univers représentant $\sim 25\%$ de sa masse appelée « matière noire ». La matière noire ne peut pas être de la même nature que la matière standard (baryonique) représentant elle moins de 5% du contenu de l'univers. Pour les 70% restant, on parle d'énergie noire caractérisée par une interaction gravitationnelle répulsive. Cette composante ne sera pas abordée dans ce manuscrit.

La nature de la matière noire est un des problèmes les plus importants de la physique moderne. Elle est étudiée par de nombreuses expériences multidisciplinaires. Ainsi, on la recherche en cosmologie, dans les accélérateurs de particules, en astrophysique, en recherche directe/indirecte. Beaucoup de candidats sous forme de particules élémentaires sont proposés. Parmi les plus récents et encore étudiés la plupart font partie des théories au delà du modèle standard à l'échelle électrofaible ($\simeq 246$ GeV). Par exemple, la supersymétrie prévoit l'existence de neutralinos, qui seraient des candidats idéaux et naturels pour la matière noire. On les appelle les WIMPs¹.

Après avoir discuté les preuves expérimentales qui ont amené la supposition de l'existence de la matière noire dans la section 6.3, nous parlerons, dans la section 6.5, des différents candidats avec une attention particulière portée sur les WIMPs, puis enfin dans les autres sections nous aborderons les plus récentes recherches en détection indirecte notamment en astronomie gamma, là où H.E.S.S. joue un rôle majeur.

6.1 La chasse de la matière noire

La matière ordinaire qui nous constitue ainsi que les étoiles est faite de baryons (en majorité protons, neutrons, électrons et les autres particules du modèle standard). Elle ne suffit pas à expliquer certains phénomènes observés depuis les grandes échelles cosmologique (mégaparsec²) aux galaxies naines (\sim kpc). L'excès de masse observé peut s'expliquer par la présence de matière noire.

Les galaxies parsèment l'univers et peuvent avoir des tailles et des formes très variées. En effet, elles peuvent être elliptiques, spirales ou même plus complexe et peser entre $10^9 M_\odot$ et $10^{13} M_\odot$. Pour référence, notre galaxie la voie lactée, est assez massive, quelques $10^{11} M_\odot$ [66]. Les plus petites galaxies sont appelées « naines », on en dénombre pour le moment 25 autour de la voie lactée dans une centaine de kpc, une des plus proche étant Sagittarius ~ 24 kpc [67]. De nouvelles galaxies naines ont été découvertes récemment par l'expérience DES³, nous en parlerons plus en détails dans la section 7.3.3 où nous verrons aussi que ces objets sont les systèmes les plus dominés par la matière noire. Les galaxies forment des groupes plus ou moins importants appelés « amas » ou « super-amas ». L'amas dans lequel se trouve la voie lactée (le groupe local) a une taille de plusieurs Mpc et contient deux autres galaxies très massives, Andromède et Triangulum ainsi qu'une multitude de galaxies plus légères gravitationnellement

1. « Weakly interactive massive particles »
2. 1 parsec (pc) = 3.26 année lumière
3. <http://www.darkenergysurvey.org/>

liées au système. À l'échelle de plusieurs dizaines de Mpc l'amas de la Vierge est le plus proche de nous. À de telles échelles l'univers peut être vu comme des entrelacements de filaments de galaxies avec des zones de matière plus ou moins dense où la dynamique gravitationnelle est dominée par l'évolution de la matière noire. Ceci a pu être mis en évidence grâce à d'importantes simulations de portions d'univers comme nous verrons ultérieurement.

Le premier indice trahissant la présence de matière noire remonte aux années 30. Le physicien Fritz Zwicky étudiait la dispersion de la vitesse des galaxies dans l'amas Coma, il en tira comme conclusion qu'elles ne pouvaient pas être liées entre elles par la seule attraction de la matière visible (étoiles, gaz, poussière). Cette anomalie fut laissée en suspend jusqu'à ce que dans les années 70 un deuxième indice, soit découvert grâce aux travaux de la physicienne Vera Rubin. L'observation d'un comportement anormal de la courbe de rotation des galaxies restera comme la preuve la plus probante de la présence de matière invisible ou d'un échec de la théorie de la gravitation. Un simple calcul de gravité newtonienne montre ce phénomène : si on considère toute la masse (M) contenu dans le disque visible, un objet de masse (m) contenu dans le disque ressentirait une force gravitationnelle $F = GMm/r^2 = mv^2/r \rightarrow v = (GM/r)^{1/2} \rightarrow v \propto r^{-1/2}$, v étant la vitesse de l'objet et r sa distance par rapport au centre. La figure 6.1 montre que v est constante avec r , donc logiquement M devrait augmenter avec r . Ce phénomène appelé « le halo noir » est représenté dans la figure 6.1.

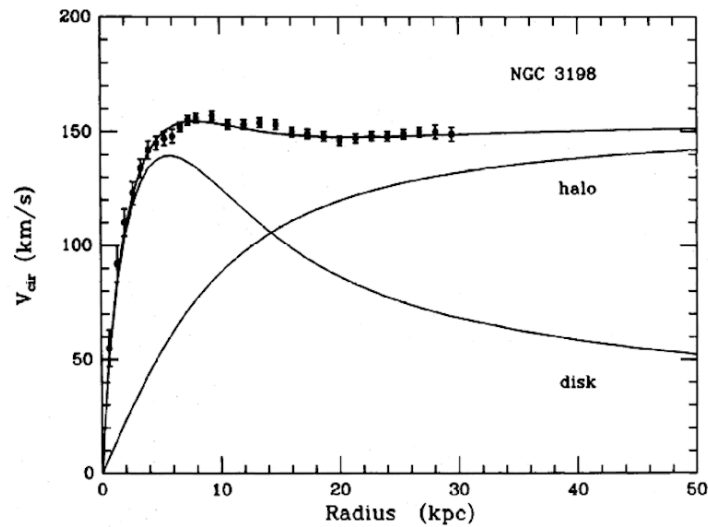


FIGURE 6.1: On montre ici la vitesse des étoiles par rapport à leur distance au centre de la galaxie dans la galaxie NGC 3198, son centre se situant à gauche. Les courbes appelées « disk » et « halo » représentent respectivement la contribution en vitesse des baryons et du halo de matière noire. La somme de ces deux composantes ajuste parfaitement les données représentées par les points noirs.

6.2 Le modèle Λ CDM

La cosmologie telle qu'elle est étudiée aujourd'hui se base sur l'existence de la matière noire car sans elle les structures observées dans l'univers aux différentes échelles n'auraient pas pu être formées. La cosmologie standard part du postulat de l'existence d'un « Big Bang », scénario qui fut proposé dans les années 20 par les physiciens Friedmann et Lemaître. Depuis le Big Bang à nos jours l'univers est passé d'une phase très dense et chaude à une phase très froide et peu dense en passant par une phase d'expansion qui a certainement connu différentes vitesses. La résolution des équations d'Einstein pour un univers isotrope et homogène amène au modèle du Big Bang. Même si la supposition d'un univers isotrope et homogène peut paraître contre intuitif (notamment aux petites échelles), il a néanmoins été prouvé qu'aux grandes échelles grâce aux relevés de noyaux actifs de galaxies ainsi que bien plus tôt dans l'univers grâce à l'observation du fond diffus cosmologique (CMB) celui ci se comporte :

- De manière isotrope \rightarrow quelle que soit la direction de l'espace dans laquelle on regarde, les galaxies se répartissent aléatoirement dans l'espace à l'échelle de la centaine de Mpc.
- De manière homogène \rightarrow on constate une variation de seulement 10^{-5} de $\delta T/T$ dans la température du CMB.

À partir de ces deux hypothèses Friedmann et Lemaître ont pu dériver les équations qui caractérisent l'évolution de la métrique d'espace temps pour laquelle le quadrivecteur espace temps s'écrit :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a(t)^2 \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega \right] \quad (6.1)$$

Où $a(t)$ est le facteur d'échelle et la constante k décrit la courbure spatiale ne peut prendre que les valeurs, +1, -1 et 0 correspondante à une géométrie ouverte, fermée et plate respectivement. Cette métrique permet de résoudre les équations d'Einstein et d'aboutir à l'équation de Friedmann :

$$\Omega(t)_{\text{tot}} - 1 = \frac{k}{H(t)^2 a(t)^2} \quad (6.2)$$

Où $H(t) = \dot{a}(t)/a(t)$ est le paramètre de Hubble qui définit le taux d'expansion du facteur d'échelle, et Ω_{tot} est la moyenne totale de la densité d'énergie total ρ_{tot} de l'univers en unité de sa densité critique ρ_c ¹ :

$$\Omega_{\text{tot}} \equiv \frac{\rho_{\text{tot}}}{\rho_c} \quad \text{and} \quad \rho_c \equiv \frac{3H}{8\pi G_N} \quad (6.3)$$

La densité critique est définie comme la densité d'énergie pour laquelle l'univers est plat ($k=0$). L'indice 0 représente la valeur du paramètre au temps d'aujourd'hui. Les dernières observations ont confirmé que nous nous trouvons dans un univers plat à grande échelle ($k \approx 0$ $\Omega_0 = 1$). Au final, la densité totale d'énergie dans l'univers peut être exprimée en fonction de plusieurs composants :

$$\Omega_{\text{tot}} = \Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_r \quad (6.4)$$

1. $\rho_c^0 = 2.775 \times 10^{11} \text{h}^2 \text{M}_\odot \text{Mpc}^{-3} = 1.053 \times 10^{-5} \text{h}^2 (\text{GeV}/c^2) \text{cm}^{-3}$ [68]

6.3 Les indices de la présence de matière noire dans l'univers

Parametre	Symbole	Valeur
Constant de Hubble	$H_0 = 100h^2$	67.51 ± 0.64
Densité de matière noire	$\Omega_{\text{cdm}}h^2$	0.1193 ± 0.0014
Densité de baryon	$\Omega_{\text{b}}h^2$	0.02205 ± 0.00028
Densité de matière	Ω_{m}	0.3121 ± 0.0087
Constante cosmologique	Ω_{Λ}	0.6879 ± 0.0087

TABLE 6.1: Liste des paramètres cosmologiques les plus récents obtenus par le satellite Planck [69]

Avec Ω_{m} la densité totale de matière, Ω_{Λ} la densité de la constante cosmologique (densité d'énergie du vide), Ω_{r} la densité de radiation qui est négligeable dans l'univers à notre époque.

Ceci donne en quelque sorte un modèle standard de la cosmologie et est appelé Λ CDM qui inclut une constante cosmologique différente de 0, une densité de matière comprenant la matière baryonique, les neutrinos, la matière noire et la densité de radiation tenant en compte des photons. Ce modèle est complètement cohérent avec toutes les observations menées jusqu'à nos jours et nous livrent un lot de paramètres mesurés avec de plus en plus de précision. La mesure des anisotropies de température et du spectre de puissance du CMB par le satellite PLANCK, de la luminosité des supernovae de type Ia, de l'abondance des éléments primordiaux dans l'univers et la distribution des galaxies apportent des contraintes très précises pour le modèle Λ CDM résumé dans le tableau 6.1 dont les valeurs proviennent de [69].

6.3 Les indices de la présence de matière noire dans l'univers

6.3.1 Les lentilles gravitationnelles

La relativité générale nous apprend que la concentration spatiale de matière modifie la métrique de l'espace temps et agit comme une lentille en déviant les rayons lumineux. Cela a pour effet que les objets astrophysiques vus en arrière plan d'autres objets très massifs paraissent distordus. Cet effet permet de mettre en évidence une masse qui n'émet pas de lumière et permet même dans certains cas d'aller jusqu'à tester sa nature. Les lentilles gravitationnelles sont donc premièrement dépendantes de la masse en jeu et on peut parler de lentilles gravitationnelle fortes, faibles ou même micro dans le cas où la masse de l'objet perturbateur est très faible, $\sim M_{\odot}$.

Les lentilles gravitationnelles se sont montrées particulièrement utiles pour sonder les structures et les propriétés des halos de matière noire englobant les galaxies. Un des résultats récents les plus spectaculaires obtenu grâce à un effet de lentille gravitationnel sur un amas de galaxies, est l'observation de l'amas du boulet [70] (figure [6.2]). Cet amas est en réalité formé par deux amas distincts qui entrent en collision. La distribution des baryons, chauffés par la violente collision et observée en rayons X (en rouge sur la figure) par le satellite Chandra [71], ne correspond

6. La matière noire

pas à la distribution de masse observée (en bleue) et nous renseigne sur la nature même de la matière noire. Deux sous structures massives chacune décalées par rapport à la distribution des baryons montrent que le halo de matière noire des deux amas originels passe l'un dans l'autre sans interagirent alors que les baryons sont ralentis par interaction électromagnétique. La figure [6.2] montre le résultat mettant en évidence les deux sous structures découplées et les baryons. Cette observation constitue aujourd'hui une preuve majeure de l'existence de la matière noire et de sa nature faiblement collisionnelle.

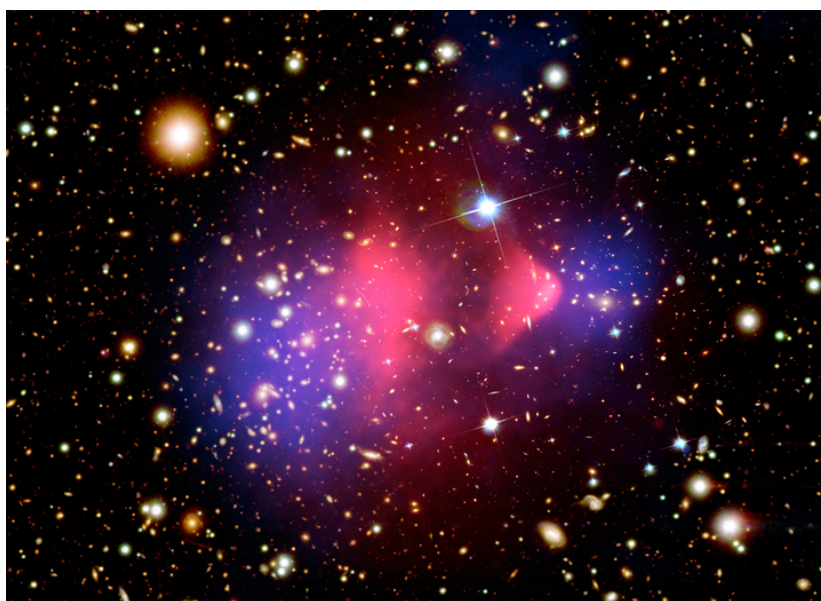


FIGURE 6.2: Image de l'amas du Boulet (1E 0657-56) composée des observations en X du satellite Chandra et de la lumière visible observés par le télescope spatial Hubble. Les nuages roses représentent les émission X du gaz chaud contenant la majeure partie de la matière baryonique des deux amas. Les zones bleues, elles, montrent où la concentration de masse est la plus forte en se basant sur des observations de lentilles gravitationnelles vues par les images optiques. Les régions bleues et roses sont clairement séparées indiquant que la plupart de la masse de l'amas est de matière noire ou de nature inconnue. La figure provient de [71].

D'autres effets de lentilles gravitationnelles ont permis de mettre en évidence que les galaxies et les amas de galaxies sont dominés par la matière noire à cause de l'augmentation du rapport masse sur luminosité (M/L) augmentant avec la masse mais aussi avec le rayon [72]. Dans le cas du « micro lensing » ses effets peuvent aider à contraindre la contribution de corps baryoniques très peu lumineux, par exemple les étoiles de faible luminosité ainsi que les objets compacts massifs (MACHOs), au contenu total de matière noire dans l'univers. Les contraintes actuelles estiment que les MACHOs avec une masse entre $(6 \times 10^{-8} - 15)M_{\odot}$ représentent moins de 10% de la masse du halo Galactique [73].

6.3.2 La nucléosynthèse primordiale

Dans le scénario du big bang la nucléosynthèse primordiale débute lorsque l'univers s'est suffisamment refroidi pour que les neutrons et les protons puissent s'associer et former les éléments légers (Hydrogène, Hélium et Lithium). À cet instant la température est d'environ 1 MeV et les photons n'ont plus assez d'énergie pour ioniser les atomes. Les premiers processus nucléaires créent ${}^4\text{He}$. Ensuite la proportion relative des différents éléments couvre 9 ordres de grandeur (${}^4\text{He}/\text{H} \sim 0,1$, ${}^4\text{He}/\text{H} \sim 10^{-5}$, ${}^7\text{Li}/\text{H} \sim 10^{-10}$). La quantité des différents noyaux légers ainsi produits ne dépend que de trois paramètres : le temps de vie du neutron ($880 \pm 0,9$ secondes [68]), le nombre de familles de neutrinos ($3,37^{+0,33}_{-0,38}$ [74]) et le rapport du nombre de photons par nucléon dans l'Univers noté η avec :

$$5.1 \times 10^{-10} < \eta < 6.5 \times 10^{-10}, \quad \eta = \frac{\Omega_b h^2}{3,66 \times 10^7} \quad (6.5)$$

Ce qui donne une valeur de $\Omega_b h^2 = 0.022$ très proche de la valeur observée par le satellite Planck (tableau 6.1 $\Omega_b h^2 = 0.02205 \pm 0.00028$). On trouve donc que la densité de nucléons vaut environ 4,4% de la densité critique, et si la densité de l'Univers est égale à la densité critique on obtient que 95,6% de la densité de l'Univers est constituée d'autre chose que de nucléons. Cette différence est une nouvelle preuve directe de la présence de matière non baryonique dans l'univers.

6.3.3 Les observations du fond diffus cosmologique

Une des confirmations les plus spectaculaires du modèle Λ CDM vient de la prédiction de la formation des grandes structures de l'univers depuis l'univers primordial. Ceci fut confirmé par la découverte des anisotropies de température dans le fond diffus cosmologique (CMB). Dans l'univers âgé de ~ 300000 ans la température est descendue en dessous de 3000K, la matière et le rayonnement se sont découplés, cette époque est appelée le découplage. Les photons sont donc libérés et peuvent être encore observés à notre époque. C'est en 1965 [75] que son existence fut confirmée par l'observation de la radiation isotrope d'un corps noir d'une température de $T = 2.725\text{K}$. Plus récemment le satellite Planck [76] a pu mesurer les anisotropies du CMB avec une précision jamais atteinte de 10^{-5}K . Le CMB permet aussi de connaître plus en détails notre univers à l'époque du découplage. A cette époque les photons et les baryons formaient un fluide qui a créé des ondes acoustiques à cause de la compétition entre la pression de radiation des photons et le potentiel gravitationnel des baryons. Ces ondes ont été en quelque sorte gelées lors du découplage et les fluctuations sont aujourd'hui visibles sous la forme d'une série de pics et de creux dans le spectre de puissance angulaire du CMB comme montré dans la Fig 6.3. La forme du spectre de puissance peut être utilisé pour contraindre les paramètres cosmologiques présentés dans la section 6.2. En particulier la position du premier pic renseigne sur le contenu en matière de l'univers et les amplitudes relatives entre les pics eux contraignent la densité de baryons Ω_b .

L'estimation des paramètres cosmologiques se fait en combinant le résultat des expériences

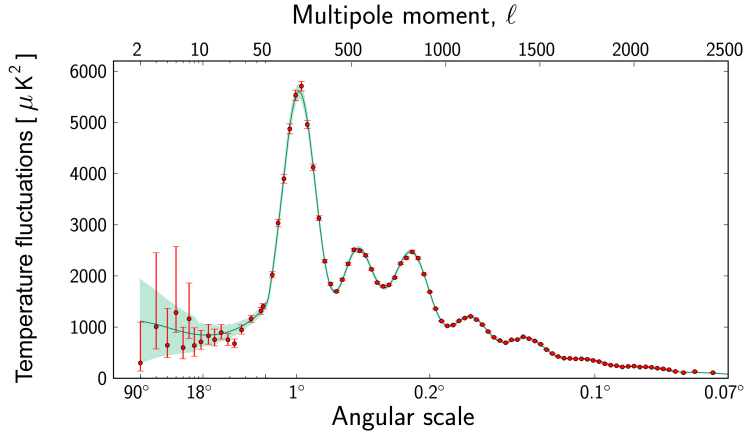


FIGURE 6.3: Le Spectre de puissance de température angulaire du CMB mesuré par le satellite Planck (2015). Le spectre montre la mesure précise des sept pics acoustiques qui sont parfaitement ajustés par le modèle théorique Λ CDM représenté par la ligne rouge continue. Référence [69].

de cosmologie. Par exemple la mesure du pic de luminosité des supernovæ de type Ia et leur décalage spectral z , a permis de déduire des contraintes sur le paramètre H qui lui même permet de mettre des limites sur le contenu de l'univers en radiations ainsi qu'en matière baryonique (voir table 6.1).

6.3.4 Supernovæ de type 1a et oscillations acoustique de baryon

Les supernovæ de type Ia (SNIa) correspondent à l'explosion d'une étoile en fin de vie et possèdent des courbes de luminosité bien particulières qui en font des chandelles standards de la cosmologie. L'observation de SNIa appartenant à des galaxies éloignées, a permis, grâce à l'étude du décalage vers le rouge (redshift), de contraindre l'évolution du facteur d'échelle $a(t)$. Avec les données de redshift de nombreuses supernovæ, des expériences comme SNLS [77], ont permis de contraindre l'espace des paramètres $\Omega_m - \Omega_\Lambda$. Ces résultats, combinés avec des mesures indépendantes des amas de galaxies et du CMB permettent de contraindre plus fortement les paramètres cosmologiques Ω_m et Ω_Λ donnés dans le tableau 6.1.

Les ondes acoustiques de baryons permettent aussi de mettre des contraintes sur le paramètre Ω_m et sont utilisées comme mesure indépendantes pour vérifier les données du CMB [78].

6.4 Les difficultés rencontrées par le modèle Λ CDM

Nous allons parler ici des résultats observationnels qui ne peuvent pas être justifiés de manière précise par le modèle Λ CDM

Les régions centrales des halos de matière noire : Un des succès du modèle Λ CDM est l'explication de la courbe de rotation des galaxies dominées par leur halo de matière noire. Cependant les propriétés exacts prédites de ces galaxies ne semblent pas être en accord avec l'observation des régions centrales de disques de galaxie [79]. Cette question peut être mieux comprise par des simulations plus détaillées qui incluent les interactions complètes entre les baryons et matière noire, mais, à l'heure actuelle, la théorie ne parvient pas à fournir une explication convaincante.

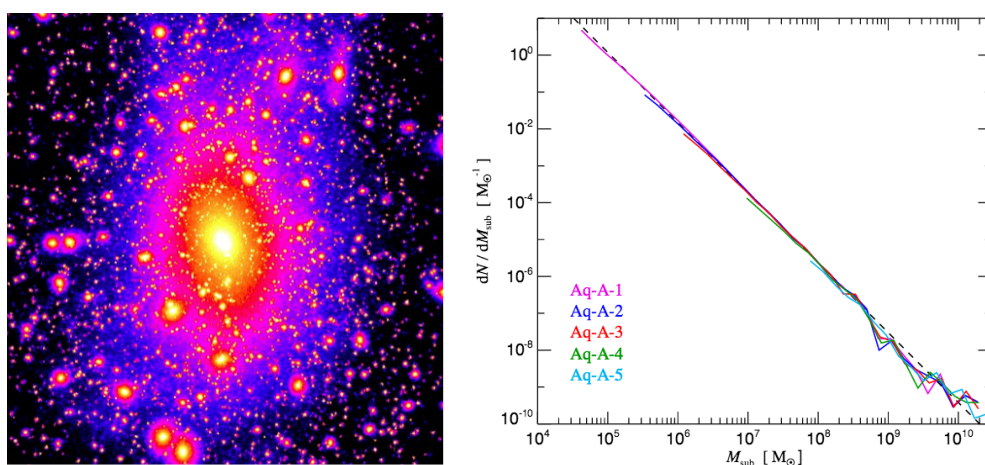


FIGURE 6.4: Simulation de la distribution de matière noire par le projet Aquarius [80]. À droite : Les zones les plus claires représentent les fortes densités. On constate une multitude de sous halos autour de l'agglomération principale. À gauche : Abondance différentielle des sous halos dans les 50 kpc centraux du halo « A ». Le nombre de sous halo par intervalle logarithmique en masse pour 5 différentes résolutions de la simulation est montré.

Le problème des « satellites manquants » Les simulations cosmologique à N-corps suggèrent que, dans la formation hiérarchique des structures les halos de matière noire se regroupent en amas de tailles diverses fig [6.4]. Une conséquence de la création de ses sous-structures est la présence d'une grande population de galaxies satellites. Cela est en opposition avec les observations, en effet le nombre de galaxies naines détectées est d'un ordre de grandeur plus faible que celui prévu à partir des simulations [81]. Ce problème a deux solutions possibles. La première est que les petits halos de matière noire existent, mais ne sont tout simplement pas assez massifs pour avoir attiré suffisamment de matière baryonique et sont donc presque invisible en optique. En effet, dans la dernière décennie, un certain nombre de galaxies naines « ultra-faibles » ont été découvertes, avec un rapport masse sur luminosité $M/L \sim 1000$ [82]. Des observations de ces halos de matière grâce à des lentilles gravitationnelles ont été menées sans succès. La deuxième idée implique des interactions complexes entre les galaxies naines et les grandes galaxies. Par exemple des forces de marée auraient pu détruire les plus petites et les rendre très difficiles à identifier.

Les comparaisons du modèle Λ CDM avec les observations sont presque parfaites sur de grandes échelles (de plusieurs galaxies Kpc, jusqu'à l'horizon observable Gpc), mais peut avoir quelques problèmes à l'échelle Galactique (galaxies naines, partie centrale des galaxies). Ces petites échelles sont plus difficiles à résoudre dans les simulations cosmologiques, il n'est donc pas encore avéré si le problème vient des simulations, des propriétés non-standard des particules de matière noire, ou une erreur plus radicale dans le modèle de gravité comme le suggère la théorie MOND [83].

6.5 Les particules candidates à la matière noire

Malgré toutes les preuves expérimentales de l'existence de la matière noire sa nature reste toujours à déterminer. Pour cela nous pouvons contraindre les propriétés d'une éventuelle particule de matière noire grâce à différents résultats obtenus par des expériences en cosmologie, en recherche directe/indirecte, ou encore des observations astrophysiques. Une particule candidate à la matière noire froide doit avoir les propriétés suivantes :

- Etre neutre de charge et de couleur, sinon elle serait couplée aux photons et ne serait pas « invisible ».
- Elle interagit donc par interaction gravitationnelle et/ou faible.
- Avoir une interaction gravitationnelle attractive .
- Être stable soit avoir un temps de vie supérieur à l'âge de l'univers ($\tau > 4 \times 10^{17}$)s.
- Avoir la bonne densité relique $\Omega_{\text{cdm}}h^2 = 0.1193$.
- Etre compatible avec la nucléosynthèse primordiale.
- Ne pas affecter l'évolution stellaire.

Dans la suite nous allons présenter les candidats théoriques favoris qui satisfont les conditions pour être un candidat viable à la matière noire.

6.5.1 Les WIMPs

Les WIMPs (pour Weakly Interactive Massive Particles) sont parmi les candidats de matière noire les plus étudiés de nos jours. Les WIMPs sont postulés comme non-baryonique, stables et interagissant faiblement. Leur popularité vient du fait qu'ils se retrouvent dans de nombreuses théories de physique des particules au delà du modèle standard, qu'ils produisent naturellement la densité relique correcte, et qu'ils peuvent être détectés de nombreuses manières [84, 85]. Les WIMPs sont présumés être les reliques du Big Bang. Après l'inflation, l'univers a continué de grandir, les particules de matières noires se trouvaient dans un « bain » chaud et dense avec les particules du modèle standard. Lorsque les réactions affectant le nombre de WIMPs sont plus rapides que le taux d'expansion de l'univers on parle de découplage chimique, et lorsque les échanges de moment cinétique entre les WIMPs et les radiations deviennent inefficaces à cause de l'abaissement de la température on parle de découplage thermique. Une fois que ces deux découplages ont eu lieu le nombre de WIMPs par unité de volume comobile¹

1. Volume qui s'agrandit dans les 4 dimensions de l'espace temps à la même vitesse que l'univers.

reste désormais stable. On parle de particules de matières noires non thermiques lorsqu'elles n'ont pas été produites de cette façon, mais par décroissance d'une autre particule par exemple. L'évolution de la densité de WIMPs est donnée par l'équation de Boltzmann :

$$\frac{dn_\chi}{dt} = -3Hn_\chi - \langle \sigma_{ann} v \rangle \times ((n_\chi)^2 - (n_\chi^{eq})^2) \quad (6.6)$$

Avec H la constante d'Hubble, σ_{ann} la section efficace d'annihilation de $\chi\bar{\chi}$ (χ étant la particule de matière noire considéré et $\bar{\chi}$ sont anti-particule), v la vitesse relative d'annihilation, les crochets $\langle \rangle$ représentent la moyenne thermique, et n_χ^{eq} est la densité à l'équilibre thermique.

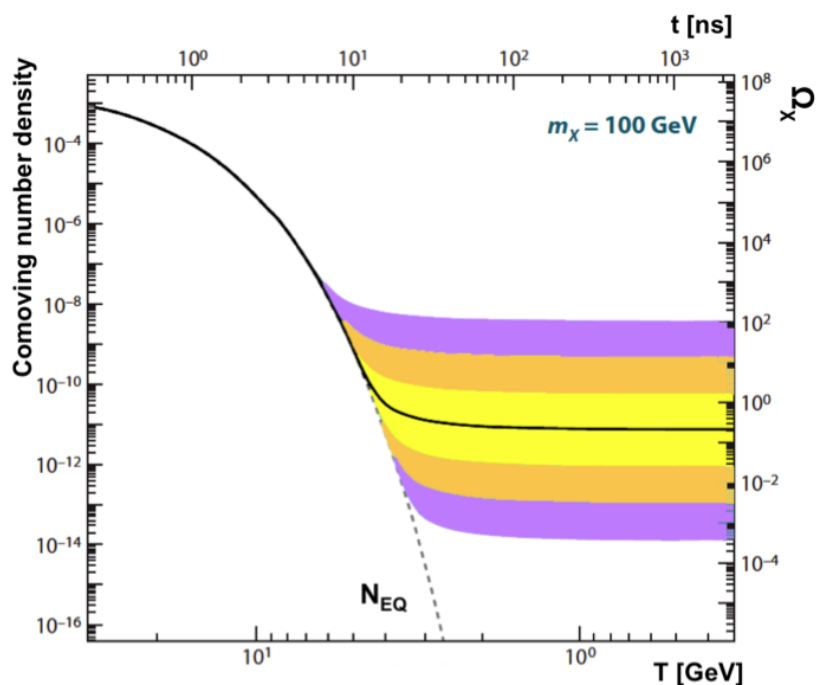


FIGURE 6.5: La densité comobile (à gauche) et la densité relic thermique résultante (à droite) de l'annihilation d'une particule de matière noire de 100 GeV en fonction de la température (en bas) et le temps (en haut). La ligne noire pleine correspond à la section efficace d'annihilation qui donne la bonne densité relic. Les régions jaunes, oranges et violettes correspondent aux sections efficaces qui diffèrent d'un facteur 10, 100 et 1000 (respectivement) de cette valeur. La ligne grise en pointillée est tracée pour une particule qui resterait en équilibre thermique [86]

On supposera ici qu'il n'y a pas d'asymétrie particule anti-particule dans le cas des WIMPs et que $\chi\bar{\chi}$ se produit seulement par paire. Avec l'expansion de l'univers la densité par volume comobile décroît ainsi que la température. Au moment où le taux d'annihilation devient plus petit que le taux d'expansion de Hubble, le nombre WIMPs par volume comobile reste constant. Le découplage chimique se produit plus tard. La densité relic de nos jours est approximati-

6. La matière noire

vement :

$$\Omega_{\text{cdm}}h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle} \quad (6.7)$$

Les dernières mesures du CMB réalisées par le satellite Planck¹ nous donnent une valeur de $\Omega_{\text{cdm}}h^2 \approx 0.1193 \pm 0.0014$ (table 6.1), implique une section efficace d'annihilation pour la matière noire de $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \approx 2.8 \times 10^{-26} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$. Le fait que cela corresponde à ce que l'on obtient avec les sections efficaces typiques de l'interaction faible pour des particules de masse autour de l'échelle électrofaible (quelque centaines de GeV) est parfois appelé « le miracle WIMPs ».

Matière noire supersymétrique

La matière noire supersymétrique provient de la théorie appelée « SUSY » (Super SYmétrie) qui est une façon élégante de résoudre certains problèmes du modèle standard (MS) en introduisant un superpartenaire à chaque particule qui possède le même jeu de nombres quantiques à l'exception du spin modifié de $\pm 1/2$. Le super partenaire d'un fermion est un boson et vice versa. L'introduction d'un nouveau champ Higgs est nécessaire. Cette théorie est aussi un ingrédient de la théorie des cordes cherchant à unifier les 4 forces fondamentales. Malgré son élégance aucune particule super symétrique (PSS) n'a encore été détectée dans les accélérateurs de particules, ce qui voudrait dire que la SUSY est brisée. Cependant cela donnerait un temps de vie au proton inférieur à l'âge de l'univers, ce qui est contredit par l'observation. Pour remédier à cela, un paramètre de symétrie discrète R-parité a été défini de la façon suivante :

$$R = (-1)^{3B+2(L+s)} \quad (6.8)$$

ou B, L et s sont respectivement les nombres baryoniques, leptoniques et de spin. Pour les particules du MS on a $R = +1$ tandis que pour les PSS $R = -1$, ces dernières ne peuvent donc être créées ou annihilées uniquement par paire et la PSS la plus légère peut décroître, ce qui en fait un excellent candidat pour la matière noire. Le désavantage de la théorie SUSY c'est son nombre énorme de paramètres libres. En considérant un modèle déjà réduit comme le MSSM (Minimal Super-symétrique Standard Model) on arrive à une centaine de paramètres libres. Il est donc nécessaire de réduire encore ces degrés de liberté comme par exemple dans le modèle « mSUGRA ». La PSS de plus petite masse est déjà contrainte par de nombreuses observations. Celle ci pourrait être de manière la plus probable le Neutralino de spin 1/2, mais aussi le Gravitino de spin 3/2 ou encore les Sneutrino de spin 0.

Les derniers résultats du LHC ne sont pas en faveur de SUSY[87], et aucun indice probant n'a été trouvé en recherche directe et indirecte. La phase II du LHC où l'énergie montera jusqu'à 14 TeV permettra d'effectuer des recherches de nouvelle physique et particulièrement de SUSY.

1. <http://public.planck.fr/>

Canal d'annihilation	Rapport de branchement
Leptons chargés	59%
Quark	35%
Neutrino	4%
Bosons de jauge	1.5%
Boson de Higgs	0.5%

TABLE 6.2: Rapport de branchement dans différents canaux d'annihilation pour la particule \tilde{B}^1

Dimension supplémentaire universelle

Une possibilité alternative pour la nouvelle physique à l'échelle faible sont les dimensions supplémentaires universelles (DSU). L'idée originale vient du travail de Kaluza et Klein il y a presque un siècle [88, 89], qui a depuis été reprise par beaucoup de travaux modernes. Dans DSU, toutes les particules se propagent dans des dimensions supplémentaires plates et compacts de taille 10^{-18}m ou plus petites. Chaque particule du MS a un nombre infini de particules partenaires du même spin, qui ont, au niveau de Kaluza-Klein (KK) « n », une masse $\sim nR^{-1}$, R étant le rayon de compacité de la dimension supplémentaire. Contrairement à SUSY, DSU ne résout pas le problème de hiérarchie de gauge, en fait, leurs couplages deviennent grands et non-perturbatifs aux énergies bien en dessous de l'échelle de Planck. Cependant, on considère DSU comme un des modèles plausibles conformément à la supposition qu'ils sont une approximation à faible énergie d'une théorie plus complète qui résout le problème de la hiérarchie et qui serait bien définie jusqu'à l'échelle de Planck. Les modèles DSU les plus simples préservent une parité KK discrète (K-parité), ce qui implique que la particule KK la plus légère (LKP) est stable et est un candidat à la matière noire possible. Le LKP est typiquement un \tilde{B}^1 , un partenaire du niveau 1 de l'hypercharge boson de gauge. Les recherches des régions \tilde{B}^1 avec la densité de relique thermique correcte indiquent que la masse du LKP exigée est dans la gamme 600 GeV - 1.4 TeV, légèrement plus lourde que pour le neutralino. Les rapports de branchement de l'annihilation de \tilde{B}^1 sont donnés dans la table 6.2. D'autres possibilités pour le LKP sont le neutron KK, KK Z et KK Higgs.

6.5.2 Autres candidats

Neutrino stérile

Le fait que les neutrinos aient une masse non nulle est une preuve expérimentale solide de physique au-delà du MS. Les neutrinos stériles sont des fermions de Majorana interagissant faiblement et communiquent avec le secteur des neutrinos par mélange. Un neutrino stérile ayant une masse dans la gamme du keV, est compatible avec la matière noire chaude, voir tiède, selon le mécanisme de production. En outre, les neutrinos stériles peuvent fournir une solution pour l'asymétrie baryonique [90] et, dans le scénario de la matière noire tiède, pourrait fournir une explication au problème des satellites manquants [91]. Jusqu'à ce jour aucune preuve

6. La matière noire

expérimentale n'a été apportée confirmant l'existence d'un tel neutrino. De nombreuses limites ont été calculées [92] et il existe une région de l'espace des phases non exclue avec des masses de quelques keV.

Récemment des évidences d'un signal de ligne à $\approx 3.5\text{keV}$ ont été trouvés dans les données du satellite XMM-Newton. Bien que cette ligne a été interprétée comme provenant de la décroissance d'un neutrino de masse $\approx 7\text{keV}$ elle est probablement due à des transitions nucléaires atomiques [93].

Particules de type axion

Une particule nommée axion a été proposée comme solution au problème de l'absence de violation CP dans l'interaction forte, communément appelé le problème de CP fort, dans le MS [94]. Il est léger, neutre et interagit faiblement. C'est un boson de spin 0 qui est un candidat naturel à la matière noire. Si les axions peuvent vivre plus longtemps que l'âge de l'Univers, leur masse ne peut pas dépasser $m_a \leq 20\text{ eV}$. Les axions peuvent être produits thermiquement, comme les gravitinos et les neutrinos stériles, ils font parti d'un scénario de matière noire chaude. Cependant, afin de parvenir à la densité relique correcte, la masse de l'axion devrait être de $m_a \sim 80\text{ eV}$, de telles particules ne peuvent donc pas représenter toute la matière noire. L'alternative est une production d'axion non thermique, consécutif à une brisure spontanée de symétrie Peccei-Quinn (PQ). Dans ce cas, l'axion peut être une solution viable si il possède une masse dans la gamme 10^{-6} à 10^{-2} eV . Leurs propriétés dépendent si la transition de phase PQ a eu lieu avant ou après l'époque de l'inflation. En présence de champs électromagnétiques, les axions se couplent avec les photons, conduisant à ce qu'on appelle les oscillations photon-axion. Cet effet peut imprimer un caractère distinctif dans le spectre en gamma de sources lointaines tel que les noyaux actifs de galaxies.

6.6 Techniques de détection de WIMPs

La particule de matière noire n'a toujours pas été découverte, aucune des expériences impliquées dans ces recherches n'a fourni de signal non ambiguë. Parmi ces expériences recherchant des particules de matière noire on trouve des approches différentes et complémentaires schématisées dans la figure 6.6. Dans les accélérateurs de particules, des particules du modèle standard se rencontrent à des énergies de plusieurs TeV, on recherche ensuite un défaut d'énergie dans les particules engendrées par la collision qui trahirait un éventuel signe de création de nouvelles particules non détectées. Dans la recherche directe, on s'attend à ce que la matière noire entre en collision élastique avec une particule du modèle standard appartenant à un noyau et on cherche à observer le recul élastique de ce dernier. Enfin il y a la recherche indirecte, dont nous parlerons plus longuement dans ce document puisque c'est le cas des télescopes Tcherenkov tel que H.E.S.S. .

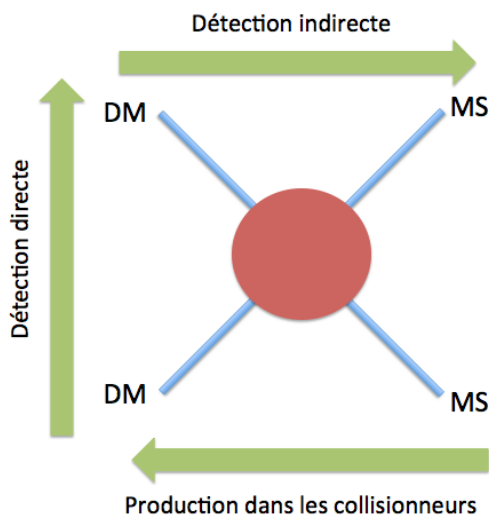


FIGURE 6.6: On représente ici les trois techniques de recherche de matière noire. En faisant des collisions de particules (droite vers la gauche) du modèle standard dans les accélérateurs, on espère trouver parmi les produits des indices de présence de WIMPs. En détection directe (haut vers le bas) on espère observer la collision d'un WIMPs avec une particule du modèle standard. Enfin en détection indirecte (gauche vers la droite), on cherche à observer les produits secondaires issus de l'annihilation de deux WIMPs.

6.6.1 Production dans les accélérateurs de particules

Après les accélérateurs de particules, tel que le LEP ou le Tevatrons, les recherches sur la matière noire par production de particule se fait au LHC (large hadrons collider) grâce à ses deux détecteurs ATLAS et CMS. En effet si la matière noire est une particule, elle pourrait être créée dans le LHC si la luminosité et l'énergie dans le centre de masse sont suffisamment élevées. Les particules ainsi produites ne seraient pas détectables, mais leur présence peut se déduire indirectement, en mesurant les résultats des collisions (voir, par exemple [85]) et en observant de l'énergie transverse manquante. Les produits de la collision doivent donc avoir une somme des moments équilibrés dans le plan transverse. Lorsque cela n'est pas le cas, une des explications possibles est la création de particules de matière noire.

Malheureusement aucune trace de matière noire n'a été entrevue au LHC jusqu'à maintenant. Toutefois, d'importantes contraintes ont pu être mises sur les modèles SUSY les plus simples [95]. Les dernières limites d'ATLAS sur le modèle mSUGRA [96] permettent l'exclusion d'une grande région de l'espace des paramètres (Figure 6.7). Pourtant, la validité de SUSY devra sûrement attendre l'analyse des prises de données du LHC à son plein potentiel. Celles-ci ont commencé en 2015 avec des collisions atteignant 13 TeV dans le centre de masse. Les collisions de particules offrent également la possibilité de sonder les modèles DSU. Les signatures attendues dans ce cas sont remarquablement semblables à celles de SUSY, et impliquent des jets de gluons, des leptons et de l'énergie transverse manquante. Dans le cas hypothétique de

6. La matière noire

la découverte de nouvelle physique, les particules SUSY et DSU seraient distinguées par leurs spin et le nombre de partenaires pour chaque particule du MS.

La production directe de paire de WIMPs accompagnée de l'émission d'un photon ou d'un jet est également possible. Ces événements mono-photon et mono-jet, accompagnés d'énergie transversale manquante emportée par les WIMPs, représenteraient des signatures frappantes de présence de matière noire. Cependant dans le LHC, les signaux mono-jet et mono-photons sont dominés par le bruit de fond. Malgré tout, des limites sur de tels événements peuvent être calculées, et elles peuvent être comparées aux contraintes d'expériences de recherche directe [97] dans le cas de modèles simplifiés. La production et la détection de particules candidates à la matière noire dans les accélérateurs donneraient des renseignements importants, comme sa masse, sa section efficace, son spin etc ... Néanmoins, un tel ensemble de caractéristiques devrait être indépendamment confirmé par des expériences de détection directes et/ou indirectes avant de pouvoir annoncer la découverte d'une nouvelle particule de matière noire.

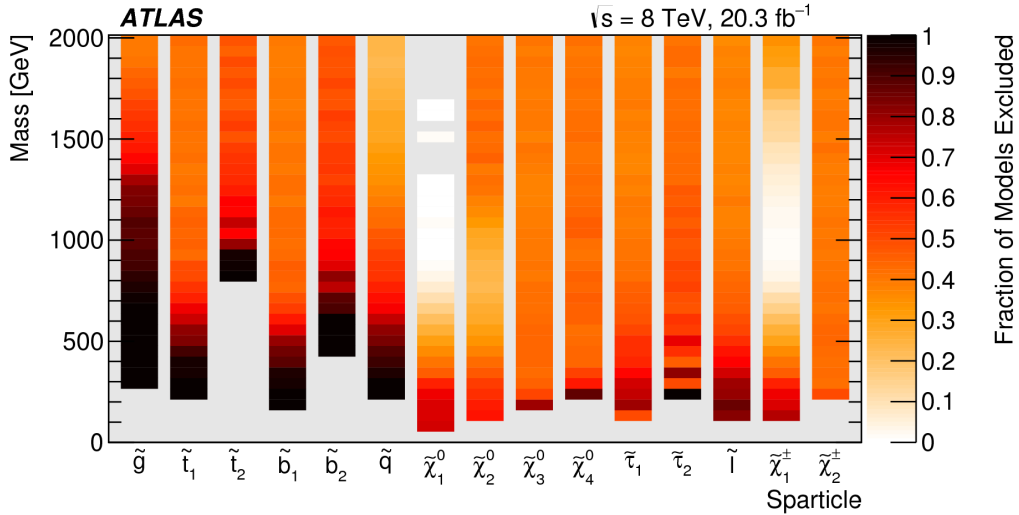


FIGURE 6.7: Exclusion de modèle SUSY par la collaboration ATLAS lors du run 1 du LHC. Chaque barre verticale est une projection 1D de la fraction exclus pour une masse donnée pour chaque sParticle (axe des x) en fonction de la masse en GeV (axe des y). Référence [96]

6.6.2 Détection directe

Si la matière noire est faite de WIMPs, alors le flux WIMPs prévu sur Terre est de l'ordre de $\sim 10^5 (100 \text{ GeV}/m_{\text{DM}}) \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [85]. Ce flux est suffisamment grand pour avoir une faible, mais potentiellement détectable fraction de WIMPs interagissant avec la matière ordinaire. Les expériences de détection directes visent à découvrir la matière noire en mesurant le recul nucléaire causé par la diffusion élastique des WIMPs sur des cibles baryoniques. En sup-

posant que la distribution de la vitesse de WIMPs par rapport au système solaire est de l'ordre de 100 km.s^{-1} , l'énergie de recul attendue, transférée d'un WIMP au GeV à un noyau lourd, est typiquement de l'ordre de quelques dizaines de keV. L'énergie échangée dans ces interactions peut être déposée dans le détecteur par ionisation, scintillation ou grâce à la production de chaleur (phonon).

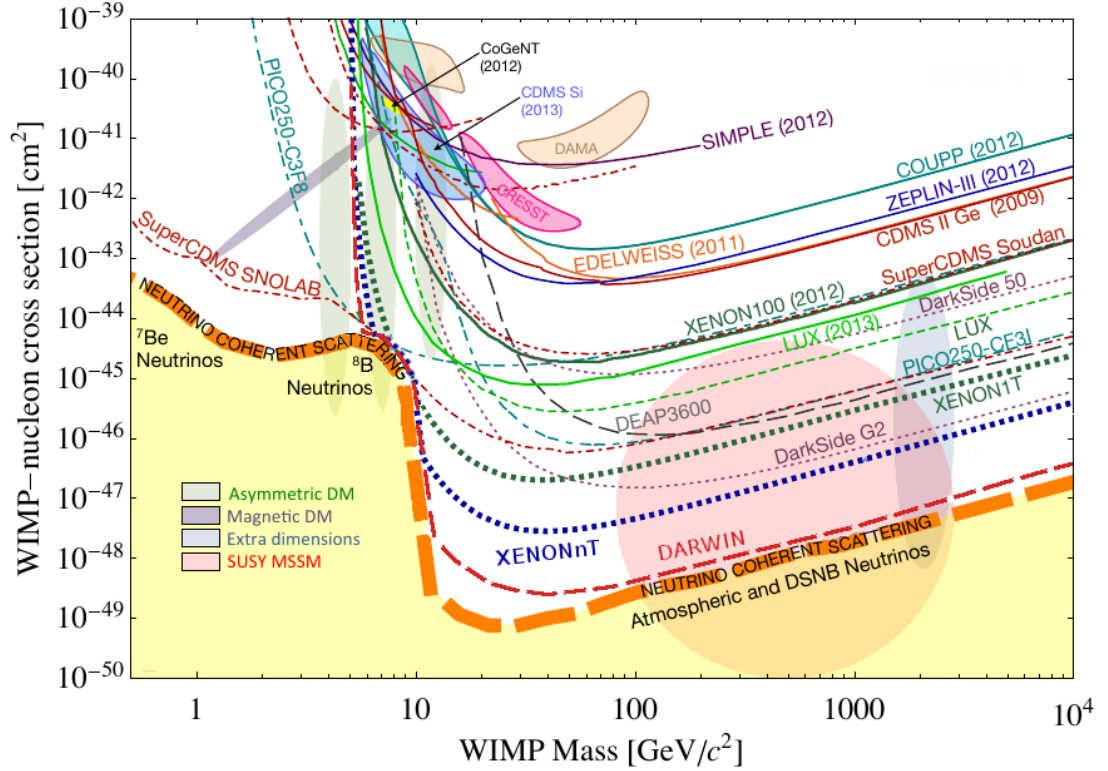


FIGURE 6.8: Limites sur la section efficace WIMP-nucléon indépendante du spin en fonction de la masse en GeV du WIMPs [98]. Les meilleures limites sont obtenues par l'expérience LUX (vert clair) et atteignent 10^{-45} cm^2 pour une masse de 30 GeV. Les sensibilités supérieures aux limites de LUX sont les perspectives des futures expériences telles que XENON1T, DarkSide ou encore Darwin. Les longs tirets oranges représentent la limite maximale qui ne pourra pas être dépassée du fait des collisions induites par les neutrinos. Référence [99].

La section élastique attendue est de l'ordre de $\sigma \sim 10^{-43} \text{ cm}^2$, le taux d'interactions nucléaires est de 1 cas par kg par jour. La caractérisation du bruit de fond et son contrôle devient le plus grand défi des expériences de détection directe. Les performances dépendent du choix du composant servant de cible. Le plus souvent on choisit des radio-éléments lourds et très purs. Le composant cible est entouré d'un blindage métallique de haute densité, et des précautions particulières sont prises pour minimiser le bruit électronique. Afin de supprimer le bruit de fond indésirable provenant des rayons cosmiques (principalement des muons), les installations de ces expériences sont généralement situées profondément sous terre. Nous montrons dans la fi-

gure 6.8 les contraintes actuelles sur la section efficace indépendante du spin pour les expériences de recherche directe. Les lignes pointillées montrent la sensibilité des futures expériences.

6.6.3 Détection indirecte

Les recherches indirectes exploitent la possibilité que les particules de matière noire peuvent s’annihiler ou décroître, en produisant des particules du MS qui sont potentiellement détectables à travers différents moyens de détection sur terre et dans l’espace. Les produits résultant transportent des informations précieuses qui pourraient donner des indices sur les propriétés de la matière noire. En outre, les recherches indirectes sondent la distribution spatiale de la matière noire, ce qui est impossible avec des approches directes et dans les accélérateurs. Le principal obstacle de cette méthode est le bruit de fond astrophysique standard, qui rend l’extraction d’un signal potentiel extrêmement complexe.

La possibilité de détecter de la matière noire par annihilation ou par décroissance est basée sur l’hypothèse que celle ci n’est stable que sur des temps cosmologiques, c’est à dire supérieur à l’âge de l’univers. Il résulte aussi que son taux d’annihilation ne doit pas être trop important pour que la quantité de matière noire ne soit pas réduite significativement.

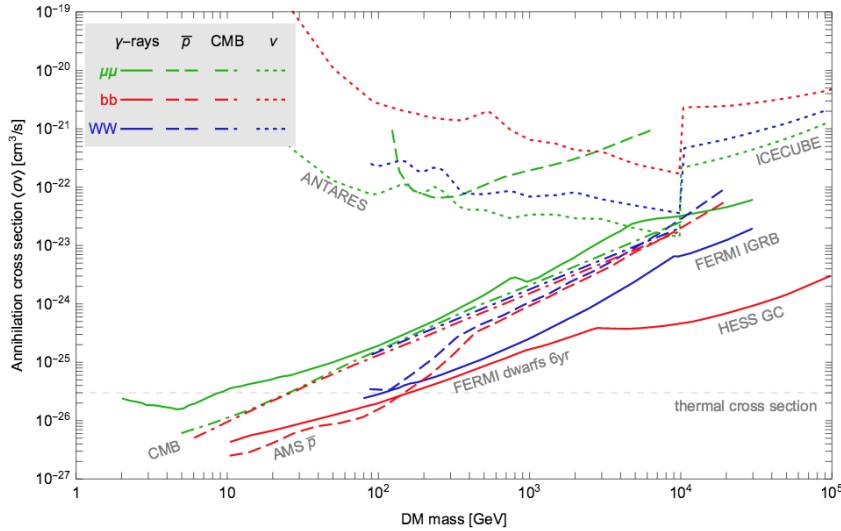


FIGURE 6.9: Statu des limites sur la section efficace d’annihilation en fonction de m_{DM} pour la détection indirecte en 2015 [100]. Les limites sont obtenues par les expériences, H.E.S.S., FERMI, Antares, Ice-Cube, Planck dans les canaux d’annihilation W^+W^- (bleu), $\mu^+\mu^-$ (vert) et $b\bar{b}$ (rouge). La section efficace thermique est tracée en ligne grise pointillée.

Les recherches indirectes recherchent des signatures de la matière noire à travers les produits stables appartenant au MS : les photons, les neutrinos, électrons, protons et leurs antiparticules correspondantes. Les limites sur la section efficace d’annihilation données par les expériences de détection indirecte en 2015 sont montrées sur la figure 6.9. Le signal attendu dépend des

propriétés des particules de matière noire. Dans ce manuscrit nous allons nous concentrer sur les recherches de signatures de rayons gamma provenant d'annihilation de la matière noire. Dans la suite du chapitre, nous décrirons le calcul du flux de photons attendu ainsi que les principales cibles pour les observations. Mais d'abord, dans les paragraphes suivants, nous énumérerons les produits détectables les plus pertinentes dans la section suivante.

Les différents messagers

Les rayons cosmiques chargés. Ils diffusent à travers le champ magnétique galactique depuis leur site de production jusqu'au système solaire, de sorte que, contrairement aux photons et aux neutrinos, on ne peut déterminer leurs origines. Les recherches se concentrent sur l'identification d'un signal de matière noire se caractérisant comme une composante anormale dans le signal isotrope des rayons cosmiques. Étant donné que l'annihilation ou la décroissance de matière noire produit les mêmes quantités de matière et d'antimatière, on cherchera plutôt les antiparticules, puisque pour elles le bruit de fond astrophysique est beaucoup plus faible. Les distributions de positrons et d'anti-protons se révèlent très prometteuses et on cherche à surveiller les écarts au flux classique attendus par rapport à la production de processus astrophysiques standards.

Ces dernières années, un certain nombre de rapports ont mis en évidence des caractéristiques inhabituelles du spectre de positrons à hautes énergies. L'expérience PAMELA (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics¹) a constaté une hausse significative dans la fraction de positrons ($\frac{e^+}{e^++e^-}$) à des énergies jusqu'à 100 GeV [101], un comportement en contradiction avec la baisse attendue par les modèles traditionnels de la propagation des rayons cosmiques [102] (Figure 6.10). Ce résultat a été corroboré par des mesures du satellite Fermi-LAT pour des énergies allant jusqu'à 200 GeV [103]. Les derniers résultats proviennent des mesures de haute précision d'AMS-02 (Alpha Magnetic Spectrometer-02²) qui se prolongent jusqu'à 350 GeV [104]. Ces mesures confirment la hausse jusqu'à des énergies de 250 GeV et au-dessus desquelles il semble exister un aplatissement du spectre (Figure 6.10). Il existe de nombreux modèles proposant une explication incluant de la matière noire [105, 106] qui peuvent justifier le processus observé. Cependant, elles ne sont pas corroborées par d'autres mesures (par exemple, l'excès de positrons devrait être accompagnée par un excès de photons à d'autres longueurs d'onde, ce qui est pas le cas). Il existe aussi une explication plus classique, qui propose que les particules pourrait être accélérées par des pulsars à proximités de notre système solaire [107].

Un autre produit stable de l'annihilation ou décroissance de matière noire sont les anti-protons. Ces anti-protons peuvent être créés à partir de la décroissance des produits primaires. Toutefois, les mesures actuelles du flux d'anti-proton ne montrent aucun écart par rapport aux prévisions sur les sources astrophysiques locales [108]. L'anti-deutérium est un autre messager possible. Si il provient de la matière noire, son spectre devrait être beaucoup plus plat que

1. <http://pamela.roma2.infn.it/index.php>

2. www.ams02.org

6. La matière noire

la composante astrophysique standard. Il n'y a pour l'instant pas assez de statistiques pour conclure sur de telles spéculations.

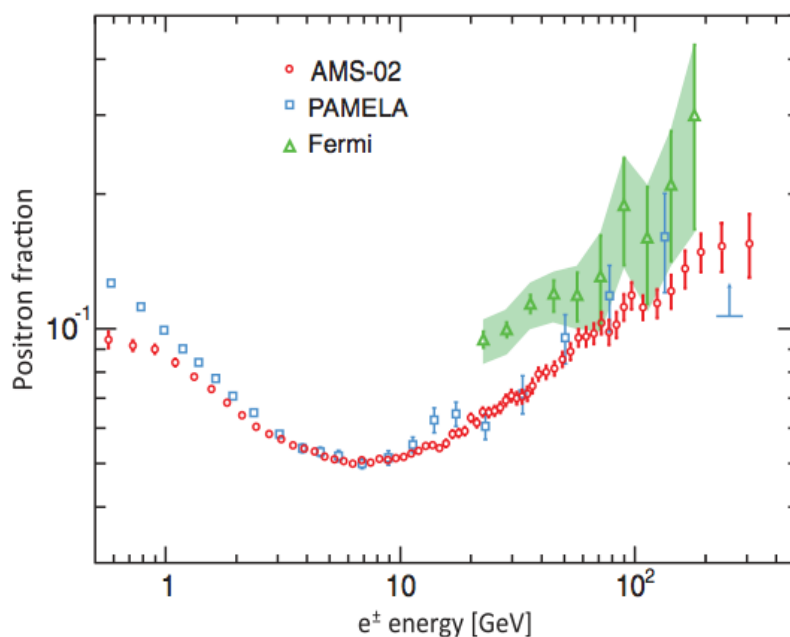


FIGURE 6.10: La fraction de positron en fonction de l'énergie mesurée par AMS-02 (rond rouge), PAMELA (carré bleu) et le satellite Fermi (triangle vert).

Les neutrinos eux ne sont pas déviés par les champs magnétiques et peuvent ainsi nous renseigner sur leur source d'origine. Ils ne se couplent pas avec le secteur électromagnétique et leur interaction avec la matière est extrêmement faibles, cependant, ils peuvent être détectés dans des détecteurs profondément enfouis sous l'eau (ANTARES¹) ou sous la glace (IceCube²). Les neutrinos devrait être produits en grandes quantités dans l'annihilation ou la décroissance de matière noire. Si les produits primaires de ces processus sont des leptons lourds, leur désintégration consécutive en leptons plus légers sera accompagnée par l'émission de neutrinos. Si les produits primaires sont des bosons de gauge, des neutrinos sont également produits dans leur décroissance en leptons (pour W^\pm et Z) et des paires de quarks (pour Z). En outre, si le boson Z est parmi les produits primaires il peut décroître directement en une paire de neutrinos. La décroissance directe dans une paire de neutrinos est aussi possible. Des neutrinos peuvent également être produit lorsque la matière noire qui est capturée par des puits gravitationnels, comme le Soleil.

1. <http://antares.in2p3.fr/>
2. <http://icecube.wisc.edu/>

Comme ceux ci sont capables d'échapper aux objets compacts, une détection d'un excès de neutrinos dans la direction du Soleil pourrait être due à la matière noire [85]. Les meilleures limites actuelles sur la section efficace d'annihilation de matière noire proviennent de l'observatoire IceCube et des observations du cluster de Virgo [109] montrées sur la figure 6.9.

Les photons sont des produits particulièrement intéressants qui peuvent être issu de l'annihilation ou de la décroissance de matière noire, comme les neutrinos ils voyagent en lignes droites et sont pratiquement non absorbés et non déviés dans l'Univers à l'échelle Galactique. Ils pointent donc vers le lieu de leur création, et pour détecter une signature de matière noire les recherches s'orientent vers là où sa concentration est importante et où le bruit de fond astrophysique standard est réduit. Cependant il n'est pas exclu de regarder là où le bruit de fond est élevé car la signature spectrale spécifique d'un signal de matière permet d'aider à son identification, tout comme sa distribution spatiale est différente de celle des émetteurs standards. Plus de détails sur les recherches basées sur les observations en rayons gamma sont fournies dans le chapitre suivant.

Chapitre 7

Signal d'annihilation de matière noire en rayons γ de hautes énergies

Sommaire

7.1 Flux de photons attendu	116
7.1.1 Émission principale	117
7.1.2 Effet Sommerfeld	119
7.1.3 Émissions secondaires de rayons γ	119
7.2 Profils de densité de matière noire	122
7.2.1 Les profils piqués	122
7.2.2 Les profils avec cœur	123
7.2.3 Normalisation des profils	124
7.3 Les cibles astrophysiques privilégiées	125
7.3.1 Le centre Galactique	125
7.3.2 Les sous halos Galactiques	126
7.3.3 Les galaxies naines	126
7.3.4 Les amas de galaxies	129
7.4 Conclusion	129

7. Signal d'annihilation de matière noire en rayons γ de hautes énergies

L'univers étant froid et très peu dense de nos jours, la probabilité d'annihilation de paires particule/anti-particule de matière noire est extrêmement faible sauf dans certaines régions de surdensité. Un signal d'annihilation de matière noire provenant de ces régions pourrait être révélé par la détection de particules du modèle standard produites lors de telles réactions. Ce chapitre présente la recherche de rayons γ provenant de l'annihilation de matière noire, qui possède plusieurs avantages par rapport aux autres messagers :

- Les rayons γ se propagent en ligne droite et pointent donc directement vers la source émettrice.
- Le signal d'annihilation est proportionnel à la densité de matière noire au carré.
- Un signal d'annihilation de matière noire présente des caractéristiques spectrales spécifiques qui se différencient clairement de celles du bruit de fond.
- La distribution dans l'espace du signal de matière noire est différente de celle du bruit de fond. On s'attend donc à une signature spatiale du signal correspondant au profil de densité de matière noire, contrairement au comportement du bruit de fond résiduel qui lui est isotrope.

Cependant les rayons γ sont aussi produits en grande quantité par des sources astrophysiques lors de processus hadroniques et leptoniques ce qui rend l'identification d'un signal complexe et difficile à interpréter. Actuellement aucun signal clair de rayons γ provenant de l'annihilation de matière noire n'a encore été identifié.

Dans ce chapitre nous décrirons dans la section 7.1 les mécanismes d'émission principaux et secondaires de rayons γ via l'annihilation de matière noire, puis introduire dans la section 7.2 les profils de densité considérés. Enfin, dans la section 7.3, nous passerons en revue les cibles privilégiées des observations en astronomie des hautes énergies.

7.1 Flux de photons attendu

La matière noire sous forme de WIMPs s'annihile en différentes particules du modèle standard et produit plusieurs types de signaux γ :

- Un signal de « continuum » lorsque l'annihilation produit des paires de leptons chargés, de quarks ou encore des bosons de jauge qui par la suite donneront par décroissance ou hadronisation des pions π^0 se désintégrant à leur tour en deux rayons γ avec un rapport de branchement de 99%.
- Un signal de « ligne » lorsque deux particules de matière noire s'annihilent directement en deux γ ($DMDM \rightarrow \gamma\gamma$) avec $E_\gamma = m_{DM}$.
- Un signal de « ligne » peut aussi être émis lors de l'annihilation ($DMDM \rightarrow X\gamma$) avec X pouvant être le boson Z ou le boson de Higgs.

Il est crucial de bien connaître ces mécanismes car ce sont eux qui vont permettre de calculer le spectre des rayons γ dans l'état final et différencier un signal de matière noire de celui du bruit de fond astrophysique standard. Dans cette section, nous allons décrire ces principaux mécanismes.

7.1.1 Émission principale

L'émission principale dans le cas de l'annihilation est celle qui va contribuer de manière dominante au flux de photons. Les photons ainsi produits peuvent avoir une énergie allant jusqu'à la masse de la particule de matière noire considérée (m_{DM}). La façon générale d'écrire ce flux attendu est donnée ici :

$$\frac{d\Phi(E, \Delta\Omega)}{dE} = \frac{d\Phi^{\text{PP}}(E)}{dE} \times J(\Delta\Omega) \quad (7.1)$$

Dans l'équation (7.1) on distingue 2 facteurs : le premier $\frac{d\Phi^{\text{PP}}}{dE}$, appelé le facteur de physique des particules, il dépend des propriétés de la particule de matière noire considérée. Il s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{d\Phi^{\text{PP}}}{dE} = \frac{1}{4\pi} \frac{\langle\sigma v\rangle}{2m_\chi^2} \sum_{i=1}^n BR_i \frac{dN_f}{dE} \quad (7.2)$$

où $\langle\sigma v\rangle$ est la section efficace d'annihilation pondérée par la vitesse. Le flux différentiel $\frac{dN_f}{dE}$

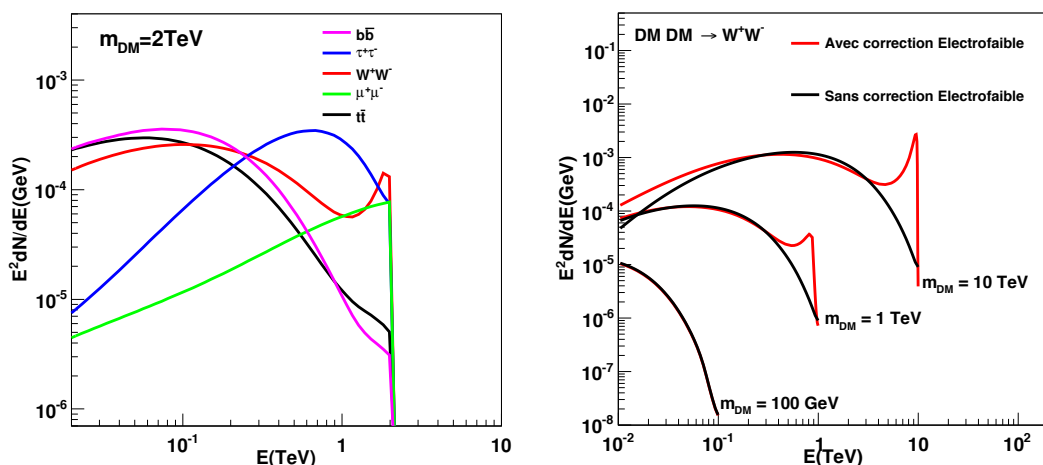


FIGURE 7.1: Spectre d'annihilation de la matière noire en rayons γ . *gauche* : Spectre d'annihilation $E^2 \frac{dN_f}{dE}$ de deux particules de matière noire de 2 TeV dans les canaux : $b\bar{b}$ (rose), $\tau^+\tau^-$ (bleu), W^+W^- (rouge), $\mu^+\mu^-$ (vert) et $t\bar{t}$ (noir). *À droite* : Spectre d'annihilation $E^2 \frac{dN_f}{dE}$ dans le canal W^+W^- pour une particule de matière noire de masse 100 GeV, 1 TeV et 10 TeV avec et sans correction électrofaible. La figure est obtenue grâce aux outils disponibles dans [110]

d'annihilation est sommé sur tous les canaux f ayant chacun un rapport de branchement B_f . Un exemple de flux différentiel $E^2 \frac{dN_f}{dE}$ est montré dans la figure 7.1 pour différents canaux d'annihilation et différentes masses. Dans la figure de gauche les spectres d'annihilation en leptons quarks et bosons pour une m_{DM} de 2 TeV sont représentés. On remarque que la principale contribution au flux dans le cas des quarks et bosons de jauge se situe autour de $m_{\text{DM}}/10$

7. Signal d'annihilation de matière noire en rayons γ de hautes énergies

alors que dans le cas des leptons elle se situe proche de m_{DM} . Cette effet est important puisque les télescopes Tcherenkov ont typiquement un seuil en énergie autour de 100 GeV et ne sont donc pas capable d'intégrer tout le signal. La figure de droite représente l'impact de correction électrofaible décrite dans la section 7.1.2 sur le spectre d'annihilation d'une particule de matière noire de masse 100 GeV, 1 TeV et 10 TeV en W^+W^- . La valeur du facteur de physique des particules provient donc des modèles calculés avec l'outil de simulation PYTHIA et extrait de [110]. Le facteur de physique des particules est indépendant de la source observée.

Le facteur astrophysique $J(\Delta\Omega)$ aussi appelé « facteur J » dépend de la distance de la source et de sa distribution spatiale supposée de matière noire. Il est donné par l'intégrale le long de la ligne de visée du profil de densité au carré :

$$J(\Delta\Omega)_{\text{ann}} = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{los}} \rho^2(r(s, \theta)) ds \quad (7.3)$$

avec $r(s, \theta) = (r_{\odot}^2 + s^2 - 2r_{\odot}s \times \cos(\theta))^{1/2}$, où s est la paramétrisation de la distance le long de la ligne de vue, θ l'angle ouverture entre la direction de la source est le rayon d'intégration et r_{\odot} la distance de la terre au soleil. Une description schématisée est donnée dans la figure 7.2. L'équation 7.2 peut être adaptée :

- Dans le cas où la matière noire n'est pas stable¹ elle peut décroître. Pour cela on effectue les changements de variables suivants : $\langle\sigma v\rangle/2m_{\text{DM}}^2 \rightarrow \Gamma/m_{\text{DM}}$, avec $\Gamma = \tau^{-1}$ l'inverse du temps de demi vie, et $\rho^2 \rightarrow \rho$.
- Dans le cas d'un signal de ligne, $DMDM \rightarrow \gamma\gamma$. Dans ce cas le facteur $\sum_{i=1}^n BR_i \frac{dN_i}{dE}$ devient une fonction de Dirac $2 \times \delta(E - m_{\text{DM}})$. Pour obtenir le taux d'évènement dans le détecteur il faudra convolué le Dirac par la résolution en énergie du détecteur.

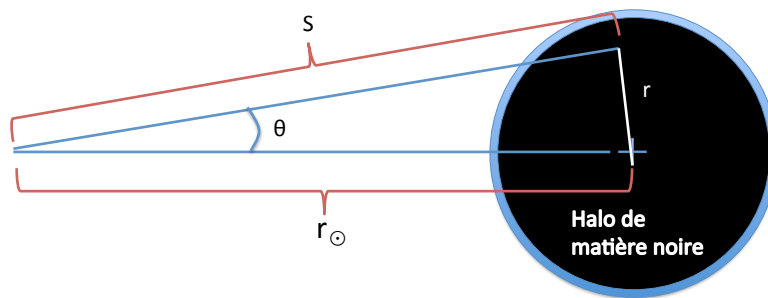


FIGURE 7.2: Illustration du calcul de la densité de matière noire sur la ligne de vue, avec s la distance le long de la ligne de vue, θ l'angle d'ouverture et r_c la distance du soleil à la cible (croix bleue).

1. $\tau > 10^{26}$ s

7.1.2 Effet Sommerfeld

La section efficace d'annihilation de la matière noire peut être augmentée par rapport à sa valeur initiale $\langle\sigma v\rangle_0$ grâce à l'effet Sommerfeld [111]. C'est un effet non relativiste particulièrement efficace à des vitesses très basses. Dans certains types d'objets tel que les galaxies naines, la vitesse relative entre les particules de matière noire peut être suffisamment faible pour que l'effet Sommerfeld augmente significativement la section efficace d'annihilation par rapport à sa valeur naturelle [112, 113], $\langle\sigma v\rangle = S(\beta, m_{\text{DM}}, m_{\text{med}})\langle\sigma v\rangle_0$. S dépend de la masse des particules de matière noire, de leur vitesse relative β et de la masse de particule médiatrice. Par exemple dans le cas $DMDM \rightarrow W^+W^-$ la particule médiatrice est le boson Z . En supposant que la matière noire a la même vitesse que celle de dispersion des étoiles dans le halo, ce qui est le cas pour des objets à l'équilibre comme les galaxies naines, nous obtenons des vitesses proches de 10 km/s ($\beta = 10^{-5}$) par exemple pour les naines Sculptor et Carina. La figure 7.3 représente un exemple dans le cas où le facteur d'augmentation S en fonction de m_{DM} pour différentes valeurs de β allant de 10^{-1} à 10^{-5} . On remarque deux effets : *i*) Une augmentation générale de S pour $m_{\text{DM}} > 2$ TeV *ii*) Une série de résonances où le facteur S peut atteindre des valeurs allant jusqu'à 10^5 .

L'impact de l'effet Sommerfeld sur les contraintes de certains modèles de matière noire au TeV est abordé dans le chapitre 12.

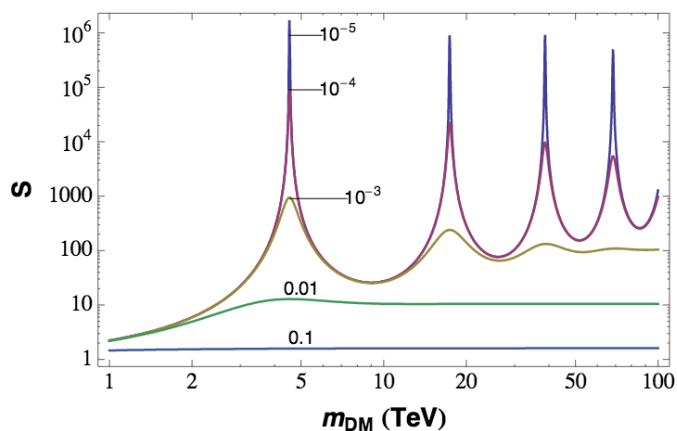


FIGURE 7.3: Dépendance du facteur S dû à l'effet Sommerfeld en fonction de la masse de la particule de matière noire pour des vitesses relatives β allant de 10^{-1} à 10^{-5} m_{DM} [113]. Le boson médiateur Z est considéré ainsi qu'une annihilation en paire de W^+W^- .

7.1.3 Émissions secondaires de rayons γ

Lors de l'annihilation de particules de matière noire des électrons peuvent être produits en différentes quantités selon les particules présentes dans l'état final. Les mécanismes de production de photon comme l'émission synchrotron ou Bremstrahlung ne permettent pas d'obtenir

7. Signal d'annihilation de matière noire en rayons γ de hautes énergies

de γ avec une énergie supérieure à 100 GeV. Ici nous nous intéressons aux mécanismes capables de produire de photon VHE grâce aux composants du milieu astrophysique (effet Compton inverse) et grâce à la physique des particules (Bremstrahlung interne).

L'effet Compton inverse

A chaque fois qu'une annihilation de particules de matière noire émet dans son état final des électrons ou des positrons, la propagation de ces particules dans le milieu interstellaire va ajouter un flux de rayon- γ dû à l'effet Compton inverse (IC). Cet effet se produit lorsque les électrons et positrons rencontrent des photons du milieu interstellaire ambiant tel que le CMB, ou encore la lumière infra-rouge (IR) et visible produite par le gaz et les étoiles. La figure 7.4 donne la densité de photons cibles des 3 composantes dans la zone moléculaire central (CMZ) en fonction de la longueur d'onde. Le flux différentiel de rayon- γ produit par processus IC dans une région angulaire $d\Omega$ du ciel peut être obtenu de la manière suivante :

$$\frac{d\Phi_\gamma^{\text{IC}}}{d\Omega dE_\gamma} = \frac{1}{4\pi E_\gamma} \int_{\text{l.o.s.}} ds 2 \int_{m_e}^{m_{\text{DM}}} dE_e \mathcal{P}_{\text{IC}}(E_\gamma, E_e, r) \frac{dn_{e^\pm}}{dE_e}(E_e, r), \quad (7.4)$$

où le facteur 2 prend en compte le fait que autant d'électrons et de positrons sont produits lors de l'annihilation de matière noire. Dans l'équation (7.4), dn_{e^\pm}/dE_e représente la densité d'électrons (ou de positrons) tenant compte des pertes d'énergie et de la diffusion, qui obéissent à une équation donnée dans Refs [110, 114].

$$\mathcal{P}_{\text{IC}}(E_\gamma, E_e, r) = c \int d\epsilon n_\gamma(\epsilon) \sigma_{\text{KN}}(E_\gamma, E_e, \epsilon) \quad (7.5)$$

$\mathcal{P}_{\text{IC}} = \sum_i \mathcal{P}_{\text{IC}}^i$ est la somme des puissances rayonnées par les différents mécanismes IC sur les 3 populations de photons : visible, infra-rouge et le CMB. La formule exacte peut être obtenue par la convolution de la section efficace IC (ou section efficace différentielle de Klein-Nishina σ_{KN}) avec la densité de photon $n_\gamma(\epsilon)$.

En suivant la même démarche que dans [110], l'équation (7.4) peut être réécrite de la façon suivante :

$$\frac{d\Phi_\gamma^{\text{IC}}}{d\Omega dE_\gamma} = \frac{1}{2} \frac{r_\odot}{4\pi} \frac{\rho_\odot^2}{m_{\text{DM}}^2} \frac{1}{E_\gamma^2} \int_{m_e}^{m_{\text{DM}}} dE_s I_{\text{IC}}(E_\gamma, E_s, b, l) \sum_f \langle \sigma v \rangle_f \frac{dN_{e^\pm}^f}{dE_s}(E_s), \quad (7.6)$$

où E_s est l'énergie d'injection de l'électron (ou positron). Par la suite, lorsque cette équation sera utilisée les composantes I_{IC} et $dN_{e^\pm}^f/dE_s$ seront calculées en utilisant le code *Mathematica* provenant de Ref [110].

Le Bremstrahlung interne

Lorsque les particules de matière noire s'annihilent en une paire de particules chargées, ce processus est accompagné par l'émission d'un photon supplémentaire. Cette émission est

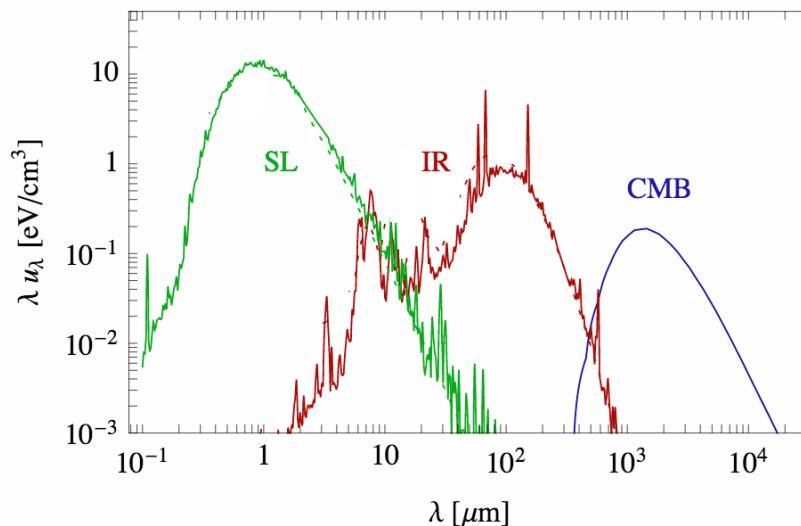


FIGURE 7.4: Densité de radiation λu_λ en fonction de la longueur d'onde λ dans la région du CMZ avec en bleu la contribution du CMB, en rouge de l'infrarouge et en vert de la lumière des étoiles. Figure extraite de [115].

appelée *Bremstrahlung* interne (IB). Ces corrections radiatives donnent lieu à deux émissions de photons différentes représentées dans la figure 7.5. Une radiation d'état final (FSR) lorsque le photon est émis par une particule externe au vertex, et une radiation virtuelle (VIB) lorsque le photon est émis par une particule virtuelle dans le vertex.

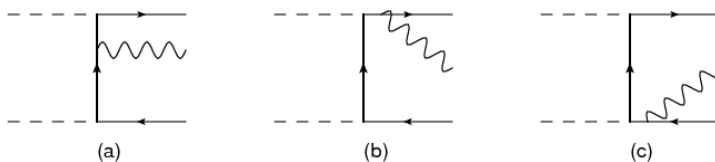


FIGURE 7.5: Diagrammes contribuant aux corrections QED à l'ordre 1 lors d'une annihilation de WIMPs en une paire de particules chargées. La correction dominante, radiation d'état final ou FSR, est représentée dans les diagrammes (b) et (c). Le *Bremstrahlung* interne provenant d'une particule virtuelle (VIB) est représenté dans le diagramme (a).

On appelle IB la somme des émissions FSR et VIB qui peut contribuer fortement dans le spectre de rayons γ final (voir Ref. [116]). Une illustration est donnée dans la figure 7.1 droite qui représente le spectre de γ provenant de l'annihilation de matière noire en W^+W^- . La contribution du *Bremstrahlung* interne augmente avec m_{DM} et se manifeste par un sursaut près de la masse de la particule. On remarque aussi qu'à haute énergie cette effet modifie la répartition dans le spectre des photons à basses énergies.

7.2 Profils de densité de matière noire

Nous avons vu dans la section précédente que le flux attendu de photons dépendait fortement de la distribution de matière noire dans le cas de l'annihilation (voir Eq. 7.3). De cette dépendance découle une incertitude importante puisque la distribution spatiale de la matière noire est assez mal connue, en particulier pour des galaxies massives ou l'impact de la dynamique des baryons et importante en leurs centres. Certaines simulations cosmologiques tentent cependant d'inclure les interactions entre matière noire et baryon [117]. Les distributions que nous allons aborder dans cette partie proviennent de contraintes posées par des simulations cosmologiques, de l'observation de la dynamique stellaire et de la cinématique du gaz présent dans le halo de matière noire considéré. Les simulations à N-corps reproduisent la formation des halos de matière noire dans le modèle Λ CDM en tenant en compte des interactions gravitationnelles. Les halos résultants peuvent être classés en 2 catégories : *i*) ceux possédant un cœur au centre, c'est à dire une densité quasi-constante *ii*) ceux qui sont au contraire piqués avec une densité augmentant fortement au centre du halo.

7.2.1 Les profils piqués

Le profil Navaro, Frenk and White (NFW) proposé en 1997 [118] est une paramétrisation reproduisant les résultats d'un grand nombre de simulations Λ CDM. Elle est donnée par :

$$\rho_{\text{NFW}}(r) = \rho_s \left(\frac{r}{r_s} \right)^{-1} \left(1 + \frac{r}{r_s} \right)^{-2} \quad (7.7)$$

Lorsque $r \ll r_s$ la densité du profil NFW se comporte comme $\rho_{\text{NFW}} \propto r^{-1}$, et dans le cas $r \gg r_s$ la pente devient plus molle $\rho_{\text{NFW}} \propto r^{-3}$. Le facteur J est particulièrement sensible au comportement du profil de densité dans la région centrale où se situe le pic. Cependant, les simulations actuelles du modèle Λ CDM ont une capacité limitée à modéliser la distribution de la matière noire sur des échelles si petites. Récemment les simulations Aquarius [119] ont obtenu une résolution de moins de 1% du rayon de Viriel du halo ayant une masse $\sim 10^{12} M_\odot$. Le rayon de Viriel est défini par $R_{\text{vir}} = GM/2V^2$ avec G la constante de gravité, M la masse et V la masse et la vitesse de rotation de l'objet. Un calcul simple permet d'estimer le rayon de Viriel de la Voie Lactée à ~ 200 kpc, soit une résolution de ~ 2 kpc des simulations, qui permet d'entrevoir les incertitudes sur la distribution de matière noire dans le kpc central de la galaxie.

Le profil Einasto est un ajustement alternatif des simulations au profil NFW. Celui ci s'exprime de la manière suivante :

$$\rho_{\text{Ein}}(r) = \rho_s \times \exp \left[\frac{-2}{\alpha} \left(\left(\frac{r}{r_s} \right)^\alpha - 1 \right) \right] \quad (7.8)$$

avec $\alpha = 0.17$ pour des halos de la taille de la voie Lactée [119], r_s est le rayon d'échelle, et ρ_s est normalisé à partir la valeur de la densité de matière au niveau du Soleil $\rho_{\text{Ein}}(r = r_\odot)$ qui

se situe entre 0.3 et 0.6 GeV.cm^{-3} [68]. Contrairement au profil NFW, le profil Einasto a une densité finie en $r = 0$.

7.2.2 Les profils avec cœur

Le profil Isotherme se différencie des deux précédents par la présence d'un cœur. En effet, l'observation de la dispersion des étoiles de certaines galaxies semble indiquer la présence d'un profil à cœur [120]. Le profil Isotherme peut être modélisé de la manière suivante [121]

$$\rho_{\text{iso}}(r) = \rho_s \frac{1}{1 + (r/r_s)^2}. \quad (7.9)$$

Le profil Burkert, élaboré en 1995, est un autre profil de densité comportant un cœur au centre du halo. Le profil est ajusté de façon à trouver la loi de densité la mieux adaptée en respectant les données des courbes de rotation des galaxies naines, qui sont connues pour être dominé par la matière noire jusque dans les régions centrales (voir section 7.3.3). Le profil Burkert est une loi empirique qui ressemble à un halo pseudo-isotherme. Il possède un noyau central qui se caractérise par un rayon r_s et une densité ρ_s . Le profil est donnée par la paramétrisation :

$$\rho_{\text{Bur}}(r) = \rho_s \times \frac{1}{(1 + r/r_s)(1 + (r/r_s)^2)}. \quad (7.10)$$

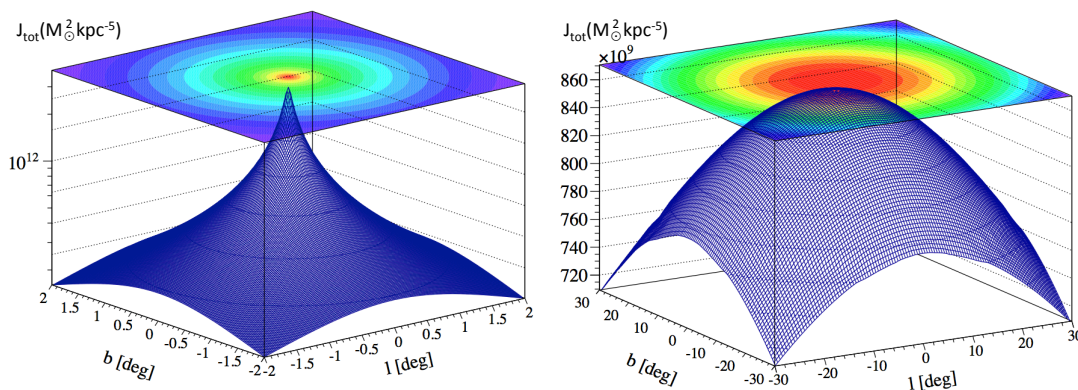


FIGURE 7.6: Distribution spatiale du facteur J pour deux profils de densité de matière noire. À gauche : pour un profil Einasto dans le centre Galactique avec $|b| < 2^\circ$ et $|l| < 2^\circ$. La taille des cellules où le facteur J est calculé est de 0.02° par 0.02° . À droite : pour un profil Isotherme dans le centre Galactique avec $|b| < 30^\circ$ et $|l| < 30^\circ$. La taille des cellules où le facteur J est calculé est de 0.5° par 0.5° . Les graphiques ont été produits avec [122]

La figure 7.6 représente en deux dimensions la distribution du facteur J dans le cas du profil piqué Einasto 2° autour du GC (à gauche) et d'un profil à cœur Isotherme 30° autour du GC (à droite).

7. Signal d'annihilation de matière noire en rayons γ de hautes énergies

Profil	α	$r_s(\text{kpc})$	$\rho_s(\text{GeVcm}^{-3})$	$r_\odot(\text{kpc})$	$\rho(r_\odot)(\text{GeVcm}^{-3})$	réf
Einasto 1	0.17	21	0.0729	8.5	0.39	[123]
Einasto 2	0.17	28.44	0.0033	8.33	0.3	[110]
NFW	/	20	0.3367	8.5	0.39	[123]
Isotherme	/	3.5	2.55	8.3	0.385	[124]
Burkert	/	31	0.7468	7.94	0.487	[125]

TABLE 7.1: Normalisation des profils de densité de matière noire dans la Voie Lactée.

7.2.3 Normalisation des profils

Pour calculer la distribution de densité des profils un jeu de paramètres (α , ρ_s , r_s) doit être défini. Les paramétrisations les plus couramment utilisées dans la suite du manuscrit pour la Voie Lactée sont présentées dans le tableau 7.1. La figure 7.7 montre des exemples de

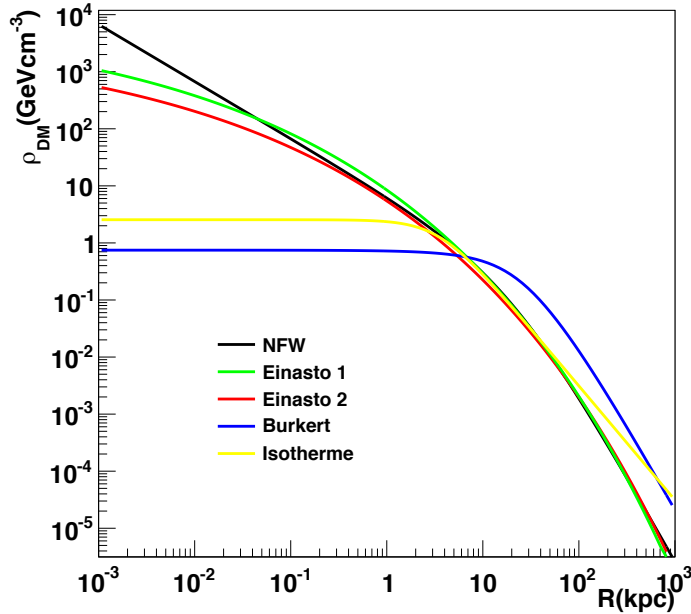


FIGURE 7.7: Densité de matière noire par rapport à la distance au centre de la Voie Lactée pour différents profils : En noir NFW, en vert Einasto 1, en rouge Einasto 2, en bleu Burkert et en jaune Isotherme.

normalisation pour les 4 profils considérés dans la section précédente. Deux paramétrisations du profil Einasto dues aux différentes valeurs de ρ_s sont données. Nous verrons dans le chapitre 9 quel impact ont ces normalisations sur les recherches de matières noire dans le centre Galactique.

Les profils avec cœur ou piqué sont tous les deux à même de bien décrire la densité de ma-

tière noire dans les galaxies. Le choix du profil de densité a une implication directe sur le flux de photons attendu ainsi que, comme nous le verrons dans les chapitre 11 et 12, les stratégies d'observation avec les télescopes Tcherenkov. Il est donc impératif de faire les bonnes considérations lorsque l'on cherche à contraindre la présence de matière noire via des observations sur les différentes cibles que nous allons présenter maintenant.

7.3 Les cibles astrophysiques privilégiées

Le choix d'une cible pour les recherches de matière noire indirectes se fait en cherchant à maximiser le rapport signal sur bruit. Dans les critères de sélections, une valeur du facteur astrophysique J élevée est donc requise. Par conséquent, en suivant l'équation (7.1) une cible appropriée devra être une région ayant un facteur J élevé, et, dans le même temps une distance à l'observateur la plus faible possible. Les régions avec un contenu baryonique important doivent être considérées avec précaution puisqu'elles sont susceptibles d'abriter des sources astrophysiques standard capables de produire des rayons γ mais également de modifier la distribution de matière noire. Dans la pratique, un compromis entre ces critères de sélection est nécessaire. Les meilleures cibles proposées jusqu'à présent sont : le Centre Galactique et son halo proche, les sous structures du halo, les galaxies naines satellites de la Voie Lactée ou encore les amas de galaxies. Cette section passe en revue les points forts et faibles des cibles potentielles pour les recherches de matière noire indirectes.

7.3.1 Le centre Galactique

Le centre Galactique est la région la plus proche (~ 8.5 kpc) ayant une très forte densité de matière noire estimée. Des arguments théoriques ainsi que des simulations numériques y prédisent un profil piqué qui augmenterait fortement le signal provenant l'annihilation de WIMPs. Cependant, le centre Galactique est une région densément peuplée, et les sources conventionnelles émettant à toutes les longueurs d'onde font parties du bruit de fond qui va complexifier les recherches. En outre, le fort contenu baryonique dans les parties centrales de la Galaxie et la présence d'un trou noir conduisent inévitablement à la modification du halo, empêchant un consensus sur la distribution de matière noire dans le kpc central [126]. La présence d'un trou noir va concentrer encore plus la matière noire au centre et favoriser des distributions extrêmement piquées [127, 128] tandis que la dynamique des baryons a l'effet inverse en aplanissant la distribution. Des observations du centre Galactique aux très hautes énergies (VHE) ont déjà été effectuées par plusieurs télescopes Tcherenkov comme VERITAS [51], MAGIC [52] et H.E.S.S. [53]. Un signal stable dans le temps est compatible avec la position du trou noir super massif Sgr A* pouvant être interprété comme un signal d'annihilation de matière noire [60] a été détecté. Les observations vers la source centrale par le télescope H.E.S.S. sont détaillées dans le chapitre 4.

Une façon de s'affranchir du bruit de fond est d'orienter la recherche vers des régions qui sont en dehors du plan Galactique (et donc moins polluées par des sources astrophysiques).

L'incertitude sur le profil de matière noire est aussi réduite dans le halo proche comparé au centre ce qui permet d'obtenir des contraintes plus robustes. Cette méthode réduit aussi le signal attendu de matière noire puisque si le profil de matière noire est piqué au centre, le taux d'annihilation dans les régions avoisinantes sera plus faible. C'est cette approche qui a été retenue par H.E.S.S.. Elle donne actuellement les meilleures contraintes sur le continuum pour des masses au delà de 800 GeV sur la section efficace $\langle\sigma v\rangle$, et atteints $3 \times 10^{-25} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ à 1 TeV [129] pour un profil Einasto piqué et $\sim 3 \times 10^{-24} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ à 1 TeV [123] pour un profil avec un cœur de 500 pc.

Ces dernières années, l'indice d'un signal de rayons gamma monochromatique à environ 130 GeV a été revendiqué dans les données de l'instrument Fermi-LAT de la région du centre Galactique [130]. De nombreuses interprétations ont suivi. Malheureusement, la collaboration FERMI a démontré qu'il s'agissait d'un effet instrumental. Les récentes observations de H.E.S.S. II ont ensuite confirmées l'absence de signal [131].

7.3.2 Les sous halos Galactiques

D'après les simulations à N-corps, la formation des halos la matière noire dans l'Univers aboutit à la formation de sous halo de matière noire dans les halos à toutes les échelles [132]. Les plus massifs d'entre eux peuvent attirer les baryons et commencer la formation d'étoiles, tandis que les plus petits ne disposent pas de force gravitationnelle suffisante et restent donc complètement invisible. En conséquence, les grands halos de matière noire ne devraient pas être lisse, mais riches en sous structures internes ou « sous-halos » de matière noire (figure 6.4). Bien qu'invisible dans le cadre des mécanismes d'émission classiques, ces sous-halos peuvent être vus grâce aux micro lentilles gravitationnel ou grâce au rayons γ qui pourraient révéler la présence de matière noire. L'absence totale de fond astrophysique permet à ces sub-halos d'être d'excellentes cibles pour les recherches indirectes. En outre, bien qu'ayant des masses autour de $10^6 M_{\odot}$, une fraction d'entre eux pourraient être relativement proche. L'inconvénient majeur est dû à leurs positions inconnues dans le ciel. Le satellite Fermi a jusqu'ici détecté des centaines d'objets sans contre partie astrophysique à d'autres longueurs d'ondes, appelés « Fermi OVNIS » [133]. Certains de ces OVNIS sont des candidats potentiels de halos de matière noire sous la condition que leurs émissions ne varient pas dans le temps. Le satellite Fermi ne détecte aucune coupure en énergie donc des études à plus hautes énergies sont nécessaires. Des observations complémentaires de plusieurs OVNIS ont été réalisées par des télescopes Cherenkov [134] cependant, aucune détection n'a été signalée jusqu'à aujourd'hui.

7.3.3 Les galaxies naines

Les galaxies naines satellites de la Voie Lactée (dSph pour « dwarf spheroidal ») sont aujourd'hui au nombre de 48 candidates détectées [135]. La découverte de celles à plus faible luminosité a nécessité l'aide d'importants relevés photométriques, comme SDSS¹ ou encore

1. <http://www.sdss.org/>

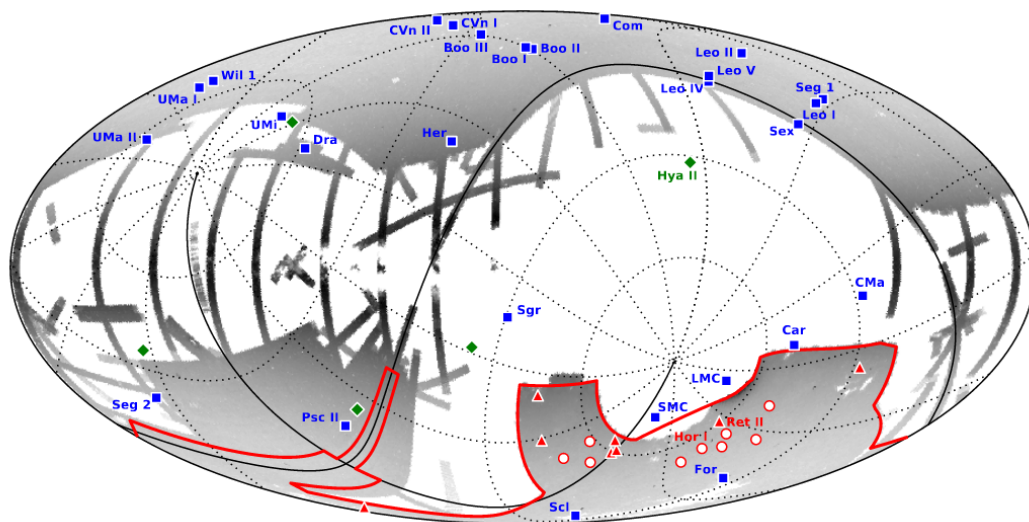


FIGURE 7.8: Position des galaxies naines satellites de la Voie Lactée connues en 2016. Les triangles et les ronds rouges représentent les 16 dSph découvertes récemment par le relevé DES [135] et les triangles verts les 5 découvertes par l'expérience Pan-STARRS[136]. Les 27 dSph connues avant 2015 sont représentées par les carrés bleus. La figure est montrée en coordonnées Galactiques avec une grille indiquant les coordonnées équatoriales et deux lignes noires pleines définissant le plan équatorial ainsi que le méridien zéro. Les bandes grises représentent les zones explorées par le relevé SDSS et la ligne rouge celui effectué récemment par DES couvrant $\sim 5000\text{deg}^2$.

Pan-STARRS¹. Toute celles connues sont représentées en projection équatoriale dans la figure 7.8. Parmi elles, 27 étaient connues avant 2015 et 21 ont été récemment découvertes. Ce sont les objets les plus dominés par la matière noire dans l'univers connu à ce jour [139]. Avec un rapport M/L de l'ordre de 100 voir même de $1000 M_{\odot}/L_{\odot}$, une proximité relative (jusqu'à ~ 250 kpc), et une émission standard presque inexistante, ces systèmes sont considérés comme d'excellentes cibles pour les recherches de matière noire indirectes. Cependant la faible quantité de matière noire totale et leur distance par rapport à la Voie Lactée réduit leur potentiel. Les baryons y sont une composante largement sous-dominante, ils ne devraient pas modifier de manière significative le profil de densité initial. Cependant, la présence de la Voie Lactée a un impact sur la distribution de matière noire pour les dSph les plus proches, comme Sagittarius [140], à cause des fortes forces de marée. Les déterminations de la densité de matière noire viennent de la mesure de la dispersion des vitesses des étoiles comme montré dans la figure 7.9 pour Fornax. Les vitesses de dispersion et leurs barres d'erreur sont montrés sur la figure du haut. La bonne estimation de ces vitesses est crucial car les erreurs sont directement répercutées sur le facteur J tracé dans la figure 7.9 du bas. La paramétrisation du profil de matière noire des dSph est encore sujette à débats, mais de récentes études [137, 138] obtiennent des facteurs

1. <http://pan-starrs.ifa.hawaii.edu/public/>

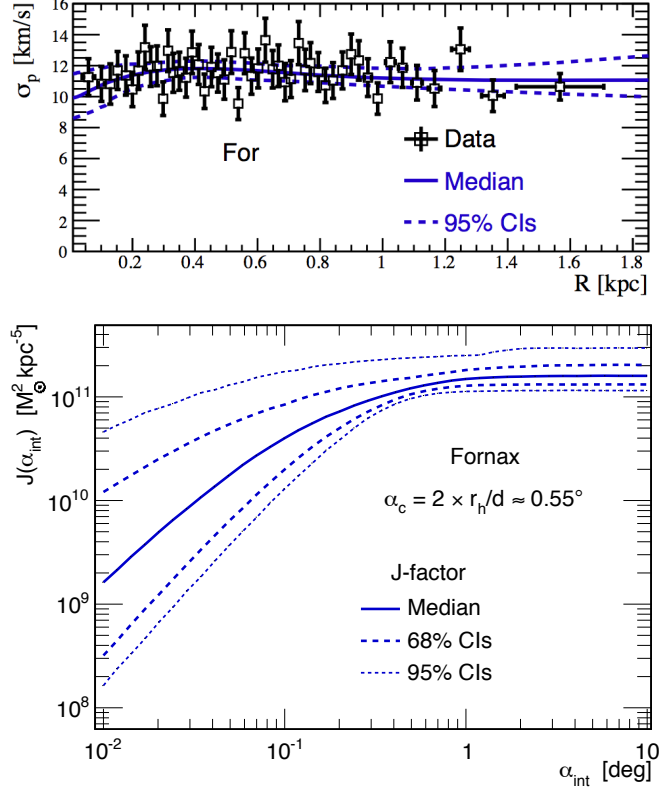


FIGURE 7.9: *En haut* : Projection des profils de dispersion des vitesses provenant de données [137] représentée en carrés noirs pour la dSph Fornax. La vitesse attendue et tracée en ligne bleue pleine avec les régions d'intervalles de confiance 95% (ligne bleue pointillés). *En bas* : Évolution de la valeur du facteur J en fonction du rayon d'intégration α_{int} (ligne bleue). Les intervalles de confiance à 68% et 95% sont tracés en pointillée. Les figures proviennent de [138].

J similaires. Nous verrons au chapitre 12 que les profils des dSph étudiées pour la recherche de matière noire sont très diversifiés. On peut classer les dSph en deux catégories. La première est appelée « classique », elle regroupe celles dont les mesures sur la vitesse de dispersion des étoiles sont nombreuses, plusieurs centaines, et précises. Les dSph dont on possède peu de mesures de la dynamique des étoiles (moins de 100), sont appelées « *Ultra faint* ». Parmi les meilleurs cibles pour rechercher la matière noire on trouve l'*Ultra Faint* Segue I. Cette dSph fait l'objet d'études par les télescopes MAGIC[141] et Veritas [142]. Cependant, une étude a montré que le facteur J pouvait être surestimé à cause de la contamination possible d'étoiles de notre propre galaxie dans la mesure de la vitesse de dispersion [138]. La récente découverte de Reticulum II [135], a montré qu'elle pouvait être aussi une excellente candidate, selon les premières études de [143]. Des analyses des données de Fermi ont montré la possible existence d'un signal [144], ce qui accroît encore plus l'intérêt pour Reticulum II.

Les dSph ont fait l'objet de nombreuses campagnes d'observations avec les télescopes Tcherenkov [141, 142, 145], mais, actuellement, les limites les plus contraignantes proviennent du satellite Fermi avec une analyse conjointe des observations de 15 dSph pendant 6 ans [146] pour des masses allant de 100 jusqu'à 800 GeV.

7.3.4 Les amas de galaxies

Les amas de galaxies sont les plus grands systèmes gravitationnellement liés connus, avec des rayons de plusieurs Mpc et des masses de $\sim 10^{14} - 10^{15} M_{\odot}$. Dans la formation hiérarchique des structures à grandes échelles, ces objets représentent l'étage le plus haut puisqu'ils sont les derniers à se former. Les amas de galaxies sont principalement dominés par la matière noire qui représente plus de 80% de leur masse totale, tandis que le pourcentage restant est réparti entre les galaxies ($\sim 5\%$) et le gaz ($\sim 15\%$). Leur fort contenu en matière noire en fait des cibles attrayantes pour les recherches indirectes [147]. Cependant malgré la gigantesque quantité de matière noire contenue, le rôle des amas de galaxies comme cibles est affaibli par l'important fond d'origine astrophysique attendu, comme les AGN et leurs positions très éloignées de l'ordre de plusieurs Mpc. Jusqu'à présent, les observations d'amas de galaxies comme Virgo, Coma, Persée et Fornax n'ont donné lieu à aucune détection au VHE [148, 149, 150, 151].

7.4 Conclusion

Toutes les cibles mentionnées ont fait l'objet de recherches avec les télescopes Tcherenkov mais deux cibles restent privilégiées. Il s'agit du GC à cause de son contenu important en matière noire et proximité, et les galaxies naines satellites de la Voie Lactée car aucun bruit de fond d'origine astrophysique n'y est attendu. Dans le chapitre 9 nous rappellerons les contraintes sur la section efficace d'annihilation obtenues grâce aux télescopes Tcherenkov ces dernières années. Nous utiliserons une nouvelle méthode d'analyse statistique que j'ai développé présentée dans le chapitre 8 pour calculer les contraintes vers le GC avec H.E.S.S. (chapitre 9) et le potentiel du futur réseau CTA vers le GC (chapitre 11) et les galaxies naines (chapitre 12).

7. Signal d'annihilation de matière noire en rayons γ de hautes énergies

Chapitre 8

Méthode statistique de recherche d'un signal d'annihilation de matière noire

Sommaire

8.1	Présentation de la méthode du rapport de vraisemblance	132
8.2	Application à la recherche d'un signal de matière noire	133
8.3	Performances du likelihood bidimensionnel	135
8.4	Introduction d'incertitude dans la méthode du likelihood	139
8.4.1	Paramètres de nuisances	139
8.4.2	Incetitude sur le facteur astrophysique	140
8.5	Conclusion	142

8. Méthode statistique de recherche d'un signal d'annihilation de matière noire

Dans ce chapitre, nous allons discuter la principale méthode statistique utilisée par la suite dans les chapitres 9, 11 et 12 pour les recherches de matière noire. Cette méthode est celle du « profiling likelihood » (ou profilage de vraisemblance) [152]. Cette méthode, utilisée en physique des particules est ici adaptée à l'astronomie gamma. Ce formalisme possède un pouvoir de discrimination du signal vis à vis du bruit de fond plus puissant que les techniques standards précédemment utilisées pour les recherches de matière noire avec H.E.S.S.

Nous utiliserons ici une fonction de vraisemblance, appelé likelihood dans la suite, à deux dimensions, une spatiale et une spectrale. Il augmente le pouvoir de discrimination en utilisant l'information contenue dans le spectre en énergie et celle dans la morphologie spatiale du signal par rapport au bruit de fond. Le likelihood sera donc calculé en divisant l'information spectrale et l'information spatiale en cellules.

Après avoir introduit le test statistique dans la section 8.1 et 8.2, nous décrivons le formalisme que j'ai développé au cours de cette thèse pour le likelihood à deux dimensions et nous le comparerons aux autres méthodes utilisées jusqu'à présent dans H.E.S.S. dans la section 8.3. Enfin, dans la section 8.4, nous montrerons comment introduire des erreurs statistiques et systématiques dans le likelihood.

8.1 Présentation de la méthode du rapport de vraisemblance

Une fonction likelihood dépend de un ou plusieurs paramètres d'un modèle donné θ . Pour un jeu de variable donné $\mathbf{x} = (x_1, x_2, \dots, x_n)$ et une fonction de probabilité de densité $F(x_i|\theta)$ qui s'écrit de la manière suivante :

$$\mathcal{L}(\mathbf{x}|\theta) = \prod_i^n F(x_i|\theta) \quad (8.1)$$

La fonction $F(x_i|\theta)$ représente la probabilité de trouver une valeur de x_i supposant un modèle dépendant du paramètre θ . La valeur de $F(x_i|\theta)$ peut donc varier entre 0 et 1 et son intégrale sur tout l'espace des x_i est 1. Par la suite x_i représentera la variable mesurée pour chaque événement i détecté par l'expérience.

Une fois la fonction likelihood définie, nous utilisons un test statistique pour comparer 2 modèles. Le premier fait l'hypothèse H_0 avec un paramètre associé θ_0 et le deuxième H_1 associé à θ_1 . Pour la recherche de matière noire, le modèle prendra en compte ou non la présence de signaux d'annihilation. Par la suite H_0 représentera donc l'hypothèse sans matière noire tandis que H_1 l'hypothèse avec. Pour tester la vraisemblance d'un scénario par rapport à un autre, nous utilisons le test du rapport logarithmique des likelihoods (RLL). Le rapport Λ est défini par :

$$\Lambda = -2\log\left(\frac{\mathcal{L}(\mathbf{x}|\theta_0)}{\mathcal{L}(\mathbf{x}|\theta_1)}\right) \quad (8.2)$$

Pour un grand nombre d'événements le test statistique suit une distribution en χ^2 avec un

nombre de degrés de liberté r . La valeur de Λ doit être supérieure à une valeur c qui dépend du niveau de significativité que l'on veut obtenir. Comme nous voudrions tracer des limites pour une hypothèse de likelihood « one sided » avec un intervalle de confiance de 95%, il faudra obtenir une valeur $\Lambda \geq 2,71$ ($\Lambda \geq 3,84$ pour des limites à 99% C.L.) car les deux modèles ont un degrés de liberté de différence.

8.2 Application à la recherche d'un signal de matière noire

Les quantités mesurées ici seront le nombre de photons dans la région ON, N_{ON} , le nombre de photons dans la région OFF, N_{OFF} , le rapport, α , de la taille de la zone ON par rapport à la zone OFF et enfin le nombre d'évènements de signal attendus, μ . Ce nombre représente la quantité de photons produits par annihilation de particules de matière noire, potentiellement détectable au cours d'une observation. μ dépend donc du flux de WIMPs considéré et des conditions observations.

Le nombre de photons n_i détecté par un télescope Cherenkov dans une cellule en énergie i est une variable aléatoire qui suit une distribution de Poisson. La probabilité d'observer n_i évènements dans la cellule i est donnée par :

$$P(n_i) = \frac{\lambda_i^{n_i}}{n_i!} e^{-\lambda_i} \quad (8.3)$$

Le paramètre λ est la valeur moyenne de la distribution de Poisson, c'est à dire un paramètre du modèle θ . Le likelihood s'écrit donc :

$$\mathcal{L}(\mathbf{n}|\boldsymbol{\theta}_0) = \prod_i^{nbins} \frac{\lambda_i^{n_i}}{n_i!} e^{-\lambda_i} \quad (8.4)$$

Le nombre total d'évènements attendu n est $\lambda_{tot} = \sum_i \lambda_i$.

Il est possible de mesurer le nombre d'excès grâce aux quantités mesurables N_{ON} et N_{OFF} fluctuant selon une loi de Poisson. N_{ON} suit une loi de Poisson de moyenne $\lambda = \mu + b$, b étant le nombre de bruit de fond estimé dans la région ON grâce à la région OFF qui elle suit une loi de Poisson de moyenne $\lambda = b$. Il se peut aussi que la région OFF contienne parfois une contribution de photons provenant de l'annihilation de matière noire, μ_{OFF} . Il est donc essentiel de choisir lors de l'analyse de donnée, des régions OFF telles que $\mu_{OFF} \ll \mu$ pour que le pouvoir de discrimination du likelihood soit maximal. On peut donc écrire deux fonctions de likelihood, une pour la région ON et une pour la région OFF. Le likelihood total sera donné par le produit des deux.

$$\mathcal{L}_{ON}(N_{ON}|\mu, b) = \frac{(\mu + b)^{N_{ON}}}{N_{ON}!} e^{-\alpha(\mu+b)} \quad (8.5)$$

$$\mathcal{L}_{OFF}(N_{OFF}|b, \alpha) = \frac{(b)^{N_{OFF}}}{N_{OFF}!} e^{-\alpha b} \quad (8.6)$$

8. Méthode statistique de recherche d'un signal d'annihilation de matière noire

$$\mathcal{L}_{std}(\mu, b, \alpha | N_{OFF}, N_{OFF}) = \mathcal{L}_{ON}(N_{ON} | \mu, b) \times \mathcal{L}_{OFF}(N_{OFF} | b) \quad (8.7)$$

Ce likelihood est appelé ici « standard », tel que défini dans [153]. Le likelihood peut ensuite être divisé en cellule en énergie i et sera nommé likelihood spectral (ou à une dimension) défini par l'équation (8.8). Lorsque l'on observe une source, il est possible de diviser la région d'intérêt en cellules spatiales. En faisant cela on peut obtenir un likelihood à 2 dimensions (une spectrale et une spatiale) donné par l'équation (8.9). Les formules des fonctions de vraisemblances sont les suivantes :

$$\mathcal{L}_{spec}(\mu, b, \alpha | N_{ON}, N_{OFF}) = \prod_i \frac{(\mu_i + \alpha b_i)^{N_{ON,i}}}{N_{ON,i}!} e^{-(\mu_i + \alpha b_i)} \frac{(\alpha b_i)^{N_{OFF,i}}}{N_{OFF,i}!} e^{-\alpha b_i} \quad (8.8)$$

Pour le likelihood spectral avec des cellules en énergie i :

$$\mathcal{L}_{2D}(\mu, b, \alpha | N_{ON}, N_{OFF}) = \prod_{ij} \frac{(\mu_{ij} + \alpha_j b_{ij})^{N_{ON,ij}}}{N_{ON,ij}!} e^{-(\mu_{ij} + \alpha_j b_{ij})} \frac{(\alpha_j b_{ij})^{N_{OFF,ij}}}{N_{OFF,ij}!} e^{-\alpha_j b_{ij}} \quad (8.9)$$

Pour le likelihood à deux dimensions avec j représentant la cellule spatiale, et α_j le rapport entre la taille de la région ON j et la région OFF j . En maximisant sur μ et b on trouve les valeurs moyennes $(\bar{\mu}, \bar{b}) = (N_{ON} - N_{OFF}/\alpha, N_{OFF}/\alpha)$. En fixant μ et en maximisant sur b :

$$\frac{d\mathcal{L}(\mu, b | N_{ON}, N_{OFF})}{db} \equiv 0, \quad (8.10)$$

on obtient :

$$\bar{b}(\mu) = \frac{N_{ON} + N_{OFF} - (1 + \alpha)\mu [(N_{ON} + N_{OFF} - (1 + \alpha)\mu)^2 + 4(1 + \alpha)y\mu]^{1/2}}{2(1 + \alpha)} \quad (8.11)$$

En reprenant l'équation (8.12) et en l'adaptant à deux dimensions, on peut calculer le RLL Λ tel qu'il soit supérieur à la valeur requise pour toutes les masses accessibles.

$$\Lambda = -2 \times \ln \frac{\mathcal{L}_{2D}(\mu, \bar{b}(\mu) | N_{ON}, N_{OFF})}{\mathcal{L}_{2D}(\bar{\mu}, \bar{b} | N_{ON}, N_{OFF})} \quad (8.12)$$

La méthode de likelihood décrite dans [153] est donc simplement adaptée à deux dimensions. On peut désormais tester la présence de signal d'annihilation de WIMPs pour une masse et un spectre données. Dans le cas où aucun signal significatif n'est détecté il est possible de rechercher la section efficace $\langle \sigma v \rangle$ minimale à laquelle la mesure est sensible grâce au test du RLL et en répétant la méthode pour toutes les masses de WIMPs accessibles on peut obtenir une courbe d'exclusion.

Le choix d'un likelihood à deux dimensions est motivé par les raisons physiques suivantes :

- La forme spectrale du signal de photons prédit par l'annihilation de particules de matière

noire possède des caractéristiques bien spécifiques (voir figure 7.1). Le spectre présente obligatoirement une coupure exponentielle en énergie à la masse de la particule de matière noire étudiée. Il peut aussi posséder une forme particulière, comme c'est le cas du canal $DMDM \rightarrow W^+W^-$, montrée à droite sur la figure 7.1. La présence d'un pic juste en dessous de m_{DM} est une caractéristique spectrale importante puisqu'elle permet d'augmenter le pouvoir de discrimination.

- Dans le cas de profil de distribution de matière noire piqué telle que le profil NFW ou Einasto, la distribution spatiale du signal attendu provenant de l'annihilation diminue avec la distance par rapport au centre du profil. Le bruit de fond résiduel est, quand à lui, réparti de manière isotrope dans la région d'intérêt observée dans le cas où celle-ci n'est pas contaminée par des sources astrophysiques standards. Les régions polluées par des sources sont par la suite exclues des analyses.

Nous montrons dans la section 8.3 que ces deux informations augmentent le pouvoir de discrimination par rapport à l'utilisation d'un likelihood standard.

8.3 Performances du likelihood bidimensionnel

Définition du contexte

Dans cette section, nous allons évaluer le potentiel l'utilisation du likelihood bidimensionnel en calculant la sensibilité à 95% C.L de H.E.S.S. dans le centre Galactique pour le canal d'annihilation $DMDM \rightarrow W^+W^-$. Nous définissons une région ON de 1° autour de HESS J1745-290 divisée en 7 sous régions ON définies par des anneaux d'épaisseur $0,1^\circ$ avec un rayon intérieur allant de $0,3^\circ$ à $0,9^\circ$. Les 7 sous RoI définissent les cellules spatiales j pour l'étude morphologique. Les latitudes Galactiques avec $|b| < 0,3^\circ$ sont exclues pour que les RoI ne soient pas contaminées par des sources astrophysiques ou de l'émission diffuse. Pour quantifier les performances de la nouvelle méthode par rapport aux méthodes standards nous utiliserons les hypothèses de travail suivantes :

- l'aire effective A_{eff} (figure 8.2 droite).
- Le flux de bruit de fond (uniquement proton et hélium) donné par l'équation (8.13) extraite [154] :

$$\frac{d\Phi}{dE} = 0,162 \times E^{-2,7} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{TeV}^{-1} \quad (8.13)$$

- Le facteur de discrimination hadron/ γ $\epsilon=50$ [155] indépendant de l'énergie.
- Le spectre en énergie du signal de matière noire attendu dans le canal W^+W^- représenté dans la figure 7.1 à droite.
- Une exposition homogène de 50 heures dans toutes les RoI.

Calcul des limites attendues

Nous pouvons maintenant calculer les quantités nécessaires pour obtenir la valeur de likelihood pour une cellule spatiale j et en énergie i donnée, $N_{\text{ON},i,j}$, $N_{\text{OFF},i,j}$, $b_{i,j}$ et $\mu_{i,j}$ telle que défini dans l'équation (8.9). Dans la suite, nous utiliserons le terme « limites attendues » pour

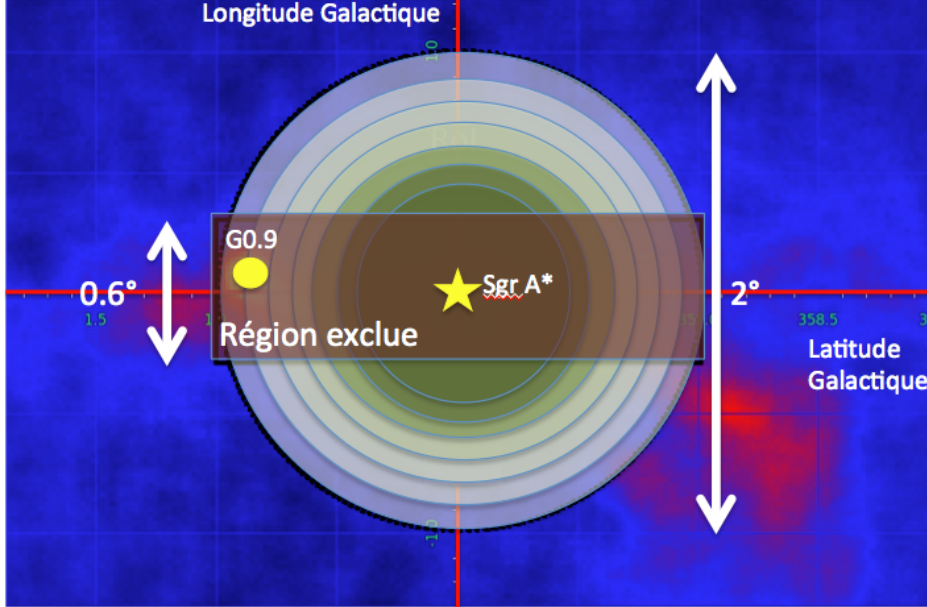


FIGURE 8.1: Division de la région ON en 7 sous régions pour l'étude morphologique. La boîte rouge représente la région d'exclusion contenant l'émission diffuse, HESS J1747-281 (rond jaune) et HESS J1745-290 (étoile jaune). Les 7 anneaux représentent les 7 sous régions ON toutes centrées sur Sgr A*.

le calcul de la sensibilité. Elle est définie lorsque le nombre d'évènements de bruit de fond dans la région ON est considéré strictement égal à celui calculé dans la région OFF normalisée, soit aucun excès $N_{ON,i,j} \equiv \alpha_j N_{OFF,i,j}$. Ici, le nombre d'évènements dans la région OFF est estimé à partir de simulations Monte Carlo. Dans le cas d'observations, comme dans le chapitre 9, où $N_{ON,i,j}$ et $N_{OFF,i,j}$ sont mesurés séparément, nous parlerons de « limites observées » qui sont les contraintes obtenues à partir des mesures expérimentales. Nous fixons une valeur du paramètre $\alpha \equiv 5$ dans la suite supposant qu'il est toujours possible de trouver une région OFF 5 fois plus grande que la région ON. Il est important de quantifier les erreurs statistiques sur l'estimation du fond. Pour cela nous faisons varier le bruit de fond attendu selon une distribution de Poisson autour de la valeur attendue. On répète le calcul un nombre de fois suffisant pour explorer la statistique, typiquement ~ 1000 réalisations. Pour chacune des 1000 réalisations du bruit de fond on obtient une limite sur $\langle \sigma v \rangle$ pour une m_{DM} donnée qui se distribue autour de la valeur attendue. Ensuite cette distribution nous permet de déterminer les intervalles de confiance de 68% et 95%. La partie gauche de la figure 8.4 illustre cette technique. La limite attendue est tracée en ligne noire et les intervalles de confiance à 68% et 95% sont remplis en vert et jaune respectivement. En utilisant de véritables prises de données on s'attendra donc, dans le cas où le bruit de fond est proche des valeurs attendues, à ce que la limite observée se situe à l'intérieur de ces intervalles.

Résultats

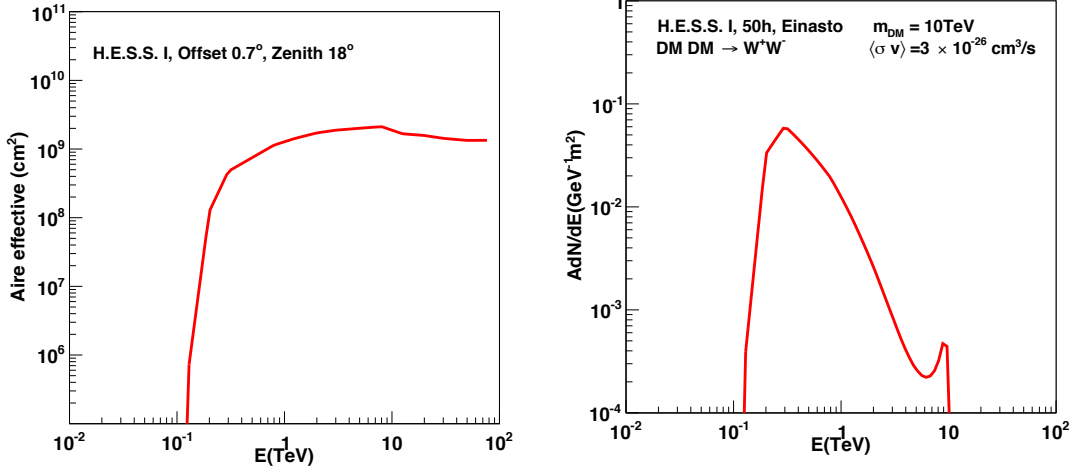


FIGURE 8.2: À gauche : Surface effective en fonction de l'énergie de l'instrument H.E.S.S. pour des observations d'angle zénithal 18° et une position d'offset 0.7°. À droite : Signal d'annihilation de matière noire en W^+W^- pour $m_{\text{DM}} = 10$ TeV, $\langle\sigma v\rangle = 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, 50 heures d'observations convolué par la surface effective de l'instrument H.E.S.S. .

En utilisant le test du maximum de vraisemblance, nous calculons les limites attendues pour 50 heures d'exposition uniforme du centre Galactique dans la figure 8.3 en haut à gauche pour le canal d'annihilation en W^+W^- . La sensibilité obtenue grâce au likelihood standard (Eq. 8.7) est montrée par la ligne noire et atteint une section efficace maximale de $\langle\sigma v\rangle = 6 \times 10^{-25} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. En dessous de 1 TeV la sensibilité est réduite à cause de l'effondrement de l'aire effective du réseau (figure 8.2), tandis que au dessus de 10 TeV la remontée est due au manque de statistique et devient approximativement proportionnelle à $1/m_{\text{DM}}^2$.

La limite obtenue avec le likelihood spectral (Eq. 8.8) est montrées par la ligne pointillée noire sur la figure 8.3 en haut. Le canal W^+W^- est choisi car une amélioration importante est attendue du fait de la forme particulière du spectre d'annihilation (voir chapitre 7). L'amélioration relative par rapport au likelihood standard est montrée dans la figure 8.3 en bas par le rapport $\langle\sigma v\rangle_{\text{spec}}/\langle\sigma v\rangle_{\text{std}}$. On remarque que l'on gagne un facteur ~ 2 aux plus basses masses à cause de la coupure présente dans le spectre à une m_{DM} très faible. Au dessus de 1 TeV, l'amélioration de la sensibilité est de plus en plus importante jusqu'à atteindre un facteur ~ 5 autour de 60 TeV. Ceci est dû à l'utilisation de l'ensemble du spectre et notamment grâce à la forme de plus en plus prononcée du pic dans le canal $DM DM \rightarrow W^+W^-$ présent juste en dessous de m_{DM} (voir figure 7.1 du chapitre 7).

Les pointillés noirs sur la figure 8.3 en haut représentent la sensibilité atteinte par le likelihood bidimensionnel. L'amélioration est de $\sim 30\%$, indépendamment de la valeur de m_{DM} . La meilleure valeur de section efficace atteinte est $\langle\sigma v\rangle = 2,9 \times 10^{-25} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ pour une m_{DM} de 4 TeV soit un facteur d'amélioration de 2 par rapport au maximum atteint par le likelihood standard.

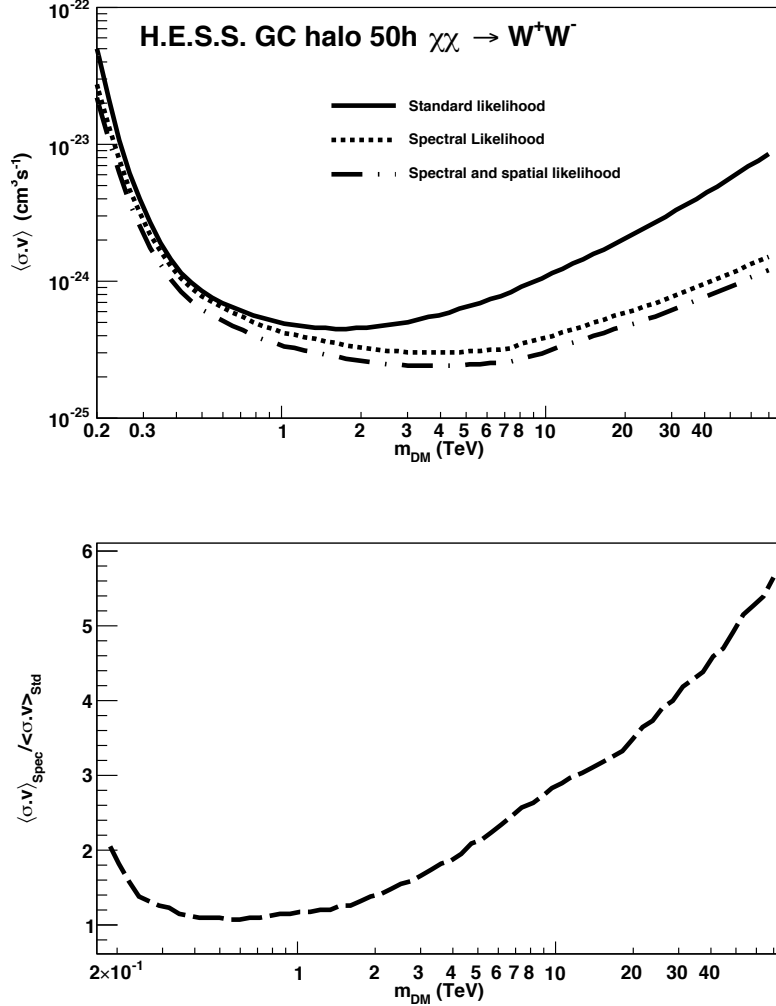


FIGURE 8.3: Comparaison des limites attendues en fonction de la méthode statistique utilisée. *En haut* : Sensibilité de H.E.S.S. dans le centre Galactique dans le canal $DM DM \rightarrow W^+W^-$ pour 50 heures d’observation. Les différentes méthodes statistiques sont représentées : Le Likelihood standard, spectral et 2D. *En bas* : Rapport des limites sur la section efficace d’annihilation obtenues grâce au likelihood spectral sur celles du likelihood standard $\langle\sigma v\rangle_{\text{spec}}/\langle\sigma v\rangle_{\text{std}}$.

Dans la figure 8.4 à droite, on montre l’évolution du RLL pour les trois méthodes de likelihood avec l’augmentation de la section efficace d’annihilation : en noir le likelihood Standard, en rouge le likelihood spectral et enfin en pointillés rouges le likelihood bidimensionnel. La valeur de $\Lambda=2,71$ est tracée en pointillés bleus est celle de $\Lambda=3,84$ trait plein bleu. Le croisement entre la ligne bleue pointillée et les 3 autres courbes donne la sensibilité atteinte pour la méthode correspondante pour $m_{\text{DM}}=4$ TeV.

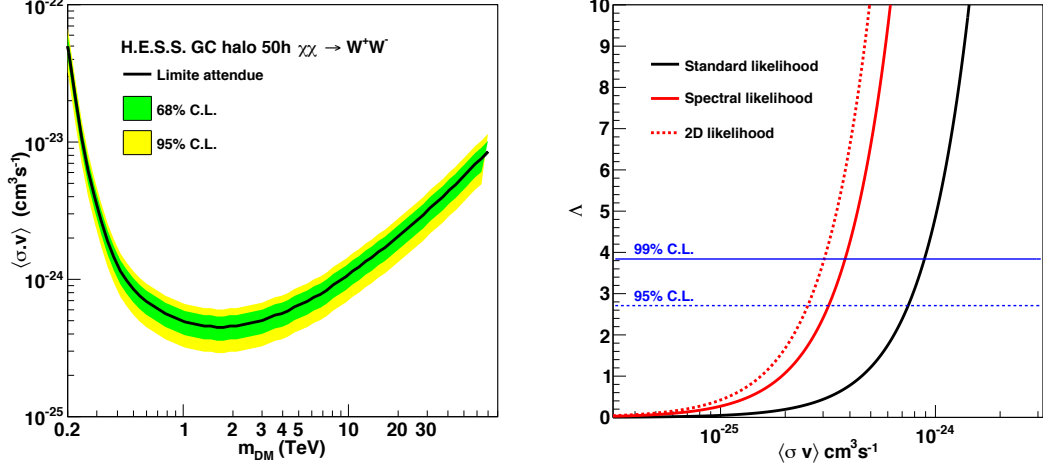


FIGURE 8.4: À gauche : Sensibilité de H.E.S.S. dans le centre Galactique dans le canal $DMDM \rightarrow W^+W^-$ pour 50 heures d’observation avec la méthode du likelihood standard (ligne noire). Les intervalles de confiance à 68% et 95% sont tracés en vert et en jaune respectivement. À droite : Évolution du RLL en fonction du logarithme de la section efficace d’annihilation $\text{Log}_{10}(\langle\sigma v\rangle)$ pour $m_{\text{DM}} = 4$ TeV et pour les trois méthodes : likelihood standard (ligne noire), spectral (ligne rouge) et 2D (pointillés rouges). La limite pour 95% C.L. obtenue pour $\Lambda=2,71$ est représentée en ligne pointillée bleue, et pour et celle pour 99% C.L. ($\Lambda=3.84$) en ligne pleine bleue.

8.4 Introduction d’incertitude dans la méthode du likelihood

8.4.1 Paramètres de nuisances

Les erreurs systématiques qui peuvent apparaître au cours d’une mesure peuvent être contenues dans la fonction de likelihood en faisant appel à un paramètre de nuisance. Ceci permet d’observer leurs impacts sur les limites attendues, ce qui est particulièrement utile lorsque l’on veut voir l’impact d’erreurs systématiques sur un réseau de télescopes comme le Cherenkov Telescope Array (CTA) (voir chapitre 10). Le réseau CTA cumulera énormément de statistiques et il est important de savoir à partir de quel régime les observations seront dominées par les erreurs systématiques. Ces systématiques peuvent provenir de nombreux facteurs :

- Différences d’exposition à l’intérieur de la région d’intérêt.
- Des régions d’exclusion trop petites qui peuvent entraîner de la contamination par du signal.
- Une estimation du bruit de fond approximative causée par les différentes conditions d’observation.

Dans le chapitre 11 nous introduisons dans le likelihood un paramètre de nuisance $\beta_{i,j}$ suivant une distribution gaussienne de largeur σ_β de la même manière que dans [156]. Pour cela nous

8. Méthode statistique de recherche d'un signal d'annihilation de matière noire

redéfinissons l'équation (8.9) telle que :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{2D}(\boldsymbol{\mu}, \mathbf{b}, \boldsymbol{\beta}_{i,j} | N_{ON}, N_{OFF}) &= \prod_{i,j} \frac{\beta_{i,j}(\mu_{i,j} + b_{i,j})^{N_{ON,i,j}}}{N_{ON,i,j}!} e^{-\beta_{i,j}(\mu_{i,j} + b_{i,j})} \\ &\times \frac{(\beta_{i,j} b_{i,j})^{N_{OFF,i,j}}}{N_{OFF,i,j}!} e^{-\beta_{i,j} b_{i,j}} e^{-\frac{(1-\beta_{i,j})^2}{2\sigma_\beta^2}} \end{aligned} \quad (8.14)$$

Nous pouvons maintenant maximiser \mathcal{L} par rapport à $\beta_{i,j}$:

$$\frac{d\mathcal{L}(\boldsymbol{\mu}_{i,j}, \mathbf{b}_{i,j}, \boldsymbol{\beta}_{i,j} | N_{ON,i,j}, N_{OFF,i,j})}{d\beta_{i,j}} = 0 \quad (8.15)$$

Nous obtenons donc la valeur de $\beta_{i,j}$ pour une valeur de σ_β fixé par :

$$\beta_{i,j}(\sigma_\beta) = \frac{1}{2} \left(1 - \sigma_\beta^2(\mu_{i,j} + b_{i,j}) + (1 + 4\sigma_\beta^2 N_{ON,i,j} - 2\sigma_\beta^2(\mu_{i,j} + b_{i,j}) + \sigma_\beta^4(\mu_{i,j} + b_{i,j})^2)^{\frac{1}{2}} \right) \quad (8.16)$$

8.4.2 Incertitude sur le facteur astrophysique

Dans le chapitre 7, nous avons vu que la valeur du facteur J peut faire l'objet de différentes sources d'incertitude. Dans le cas des galaxies naines par exemple, celui ci est calculé à partir de la vitesse de dispersion des étoiles. À partir de ces vitesses provenant d'observations, il est possible de calculer l'incertitude sur le facteur J et de tenir compte de celle ci dans le likelihood bidimensionnel de la manière suivante :

$$\mathcal{L}(m_{DM}, \langle \sigma v \rangle) = \prod_{i,j} \mathcal{L}_{ij}(m_{DM}, \langle \sigma v \rangle) \cdot \mathcal{L}_j^J, \quad (8.17)$$

où $\mathcal{L}_{ij}(m_{DM}, \langle \sigma v \rangle)$ est défini dans l'équation (8.9) et \mathcal{L}_j^J est donné par :

$$\mathcal{L}_j^J(\bar{J}_\odot^j | J_{\text{obs}}, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \log_{10}(\sigma_\odot^j) \log_{10}(J_{\text{obs}}^j)} e^{-\left\{ \frac{[\log_{10}(\bar{J}_\odot^j) - \log_{10}(J_{\text{obs}}^j)]}{\sqrt{2} \log_{10}(\sigma_\odot^j)} \right\}^2}, \quad (8.18)$$

avec J_{obs}^j le facteur J observé correspondant à une réalisation Gaussien de moyenne $\log_{10}(\bar{J}_\odot^j)$ et de largeur à 1σ $\log_{10}(\sigma_\odot^j)$.

Pour illustrer l'impact de l'erreur statistique sur le facteur J , nous calculons la limite attendue dans deux galaxies naines, Sculptor et Segue I ayant comme facteur J , dans une zone d'intégration du signal de $0,3^\circ$, respectivement $\log_{10}(J < 0,3^\circ) = 10^{18,45 \pm 0,07}$ et $\log_{10}(J < 0,3^\circ) = 10^{19,33 \pm 0,34}$ avec J en $\text{GeV}^2 \text{cm}^{-5}$ [157]. Les limites attendues sont calculées considérant le futur réseau de télescope CTA (voir chapitre 10) en utilisant le likelihood bidimensionnel pour le canal d'annihilation $DMDM \rightarrow b\bar{b}$. Plus de détails sur cette analyse seront donnés dans le chapitre 12. Dans la figure 8.5, on montre la sensibilité de CTA obtenue pour les dSph Sculptor (ligne noire) atteint $\langle \sigma v \rangle = 2 \times 10^{-23} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ et $\langle \sigma v \rangle = 2 \times 10^{-24} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ pour Segue

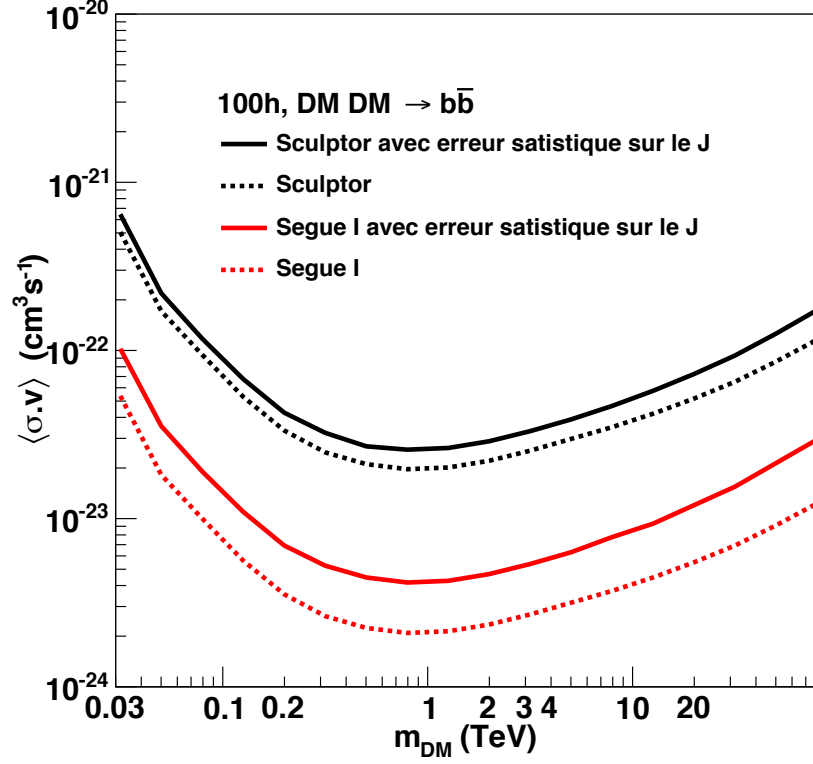


FIGURE 8.5: Sensibilité de CTA sur la section efficace l'annihilation de matière noire dans le canal $DM DM \rightarrow b\bar{b}$ pour 100 heures d'observations des galaxies naines Sculptor (ligne noire) et Segue I (ligne rouge). Les lignes en pointillées tiennent compte de l'erreur statistique sur le facteur J , les lignes pleines non.

I (ligne rouge) sans tenir compte des erreurs statistiques sur le facteur J (ligne pleine). Les lignes pointillées représentent les limites attendues en tenant compte des erreurs statistiques sur le facteur J . L'incertitude étant moins importante dans le cas d'une dSph classique comme Sculptor la diminution de la sensibilité est de 35% alors que pour Segue I la sensibilité est moins bonne d'un facteur 2.

Pour diminuer les erreurs statistiques sur le facteur J il faut attendre que les relevés comme Pan-STARRS délivrent des observations profondes des dSph connues. Il est particulièrement important pour les dSph *Ultra-faint* de détecter plus d'étoiles en augmentant l'exposition afin d'observer les plus faibles d'entre elles. Grâce à plus d'étoiles et une meilleure connaissance de leurs vitesses de dispersion il sera possible de caractériser de manière très précise la distribution de matière noire. Dans le chapitre suivant nous appliquerons les méthodes statistiques développée ici pour la recherche de matière noire avec H.E.S.S. I et II vers le centre Galactique et la galaxie naine Reticulum II.

8.5 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre qu'en utilisant un likelihood bidimensionnel plutôt qu'un likelihood standard, la sensibilité sur la section efficace d'annihilation est augmentées d'un facteur 2 autour du TeV pour des observations avec un réseau de télescopes Tcherenkov comme H.E.S.S.. Ceci est dû aux caractéristiques spectrales et spatiales du signal de matière noire attendu par rapport à celles du bruit de fond qui augmente le pouvoir de discrimination de la méthode de likelihood. Ce résultat sera mis en application pour la recherche de matière noire avec les 10 ans de données de H.E.S.S. au chapitre 9 mais aussi pour les perspectives avec le futur observatoires CTA dans les chapitres 11 et 12. Nous utiliserons aussi dans ces chapitres les calculs d'incertitudes introduit ici qui sont cruciaux pour connaitre l'impact d'erreurs systématiques ou la méconnaissance du facteur J dans le calcul des limites.

Chapitre 9

Recherche de matière noire avec H.E.S.S.

Sommaire

9.1	Contraintes actuelles	144
9.2	Recherche appliquée au centre Galactique	146
9.2.1	Analyse de dix ans d'observations avec H.E.S.S. I	146
9.2.2	Détermination de la limite attendue	149
9.2.3	Contraintes sur la section efficace d'annihilation.	149
9.3	Sensibilité avec le réseau H.E.S.S. II	153
9.3.1	Stratégies d'observation	153
9.3.2	Les fonctions de réponse de l'instrument	153
9.3.3	Limites attendues dans le centre Galactique	154
9.3.4	Sensibilité vers la galaxie naine Reticulum II	154
9.4	Conclusion et perspectives	155

9. Recherche de matière noire avec H.E.S.S.

Une des meilleures cibles pour la recherche de matière noire avec les réseaux de télescope Tcherenkov au sol est le centre galactique à cause de sa proximité et de sa forte densité attendue de matière noire. Nous avons vu dans le chapitre 4 que grâce à son positionnement dans l'hémisphère sud, le réseau H.E.S.S. peut observer le centre Galactique à des angles zénithaux $\phi_z < 25^\circ$ pendant 733 heures dans l'année, exposition inégalée par les réseaux au sol concurrents. Comme aucun signal d'annihilation de matière noire n'a été détecté, des contraintes sur la section efficace d'annihilation ont pu être calculées. Ce sont les plus fortes à ce jour pour des masses supérieures à 800 GeV. Les recherches de matière noire avec H.E.S.S. s'orientent aussi sur les galaxies naines et les amas de galaxies malgré de moins bonnes contraintes.

Dans ce chapitre nous rappellerons rapidement, dans la section 9.1 les contraintes obtenues par H.E.S.S. au cours des dernières années vers les différentes cibles puis nous appliquerons dans la section 9.2 la méthode du likelihood bidimensionnel présentée dans le chapitre précédent à la recherche de matière noire dans le GC. Cette recherche de matière noire avec les données de H.E.S.S. I fait l'objet d'une publication dans [158]. Enfin, dans la section 9.3 nous quantifierons la sensibilité de H.E.S.S. II avec les fonctions de réponse de l'instrument actuellement disponibles et des pointés plus éloignés vers le GC ainsi que vers la dSph récemment découverte par le relevé DES : Reticulum II [135].

9.1 Contraintes actuelles

De nombreuses campagnes d'observation sont menées par les instruments γ dans le but d'observer un signal d'annihilation de matière noire, mais malgré certaines pistes [130, 159] au énergie du GeV aucun signal clair n'est identifié à ce jour. Le satellite FERMI et les télescopes Tcherenkov au sol imposent les contraintes les plus fortes sur la section efficace d'annihilation de la matière noire en détection indirecte. Le tableau 9.1 résume les recherches de matière noire effectué par H.E.S.S. ainsi que les contraintes obtenues.

Cible	année	$\langle\sigma v\rangle_{max}$ (cm^3s^{-1})	m_{DM} ($\langle\sigma v\rangle_{max}$)(TeV)	T_{obs} (h)	Réf.
GC halo	2011	3×10^{-25}	1	112	[146]
M15	2012	3×10^{-24}	3	15.2	[160]
NGC 6388	2012	1×10^{-23}	2	27.2	[160]
IMBH	2009	5×10^{-28}	2	27.2	[161]
Sagittarius dSph	2014	1.5×10^{-23}	2	90	[145]
Coma Berenice	2014	1.2×10^{-23}	6	8.6	[145]
Fornax	2014	7×10^{-23}	2	6.1	[145]
Carina	2014	5×10^{-23}	3	23.2	[145]
Sculptor	2014	1×10^{-22}	2	12.5	[145]
Fornax Cluster	2013	6×10^{-23}	1	14.5	[150]

TABLE 9.1: Contraintes maximales sur la section efficace d'annihilation $\langle\sigma v\rangle_{max}$ de la matière pour différentes cibles avec H.E.S.S..

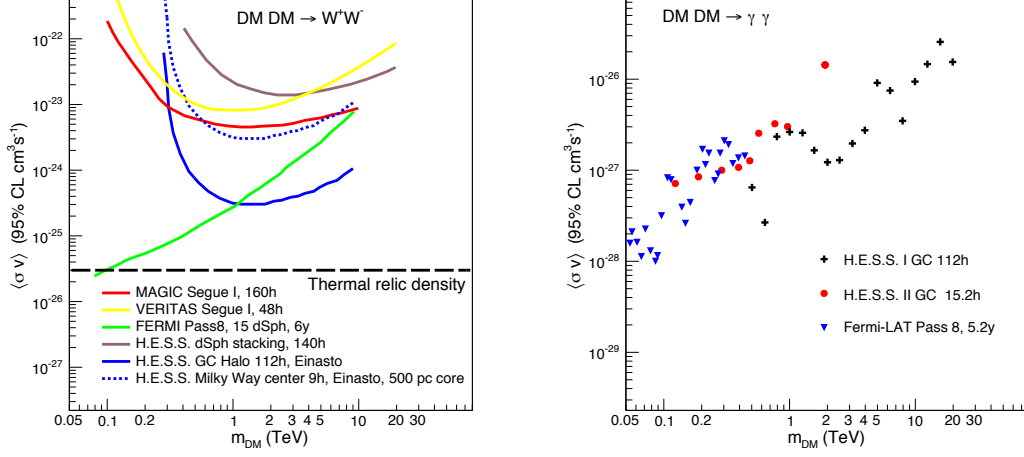


FIGURE 9.1: Contraintes actuelles sur la section efficace d’annihilation $\langle\sigma v\rangle$. À gauche : Contraintes dans le cas d’un signal de continuum dans le canal W^+W^- . Avec H.E.S.S. : 112h d’observation du GC (ligne bleue pleine), 9 heures vers le centre de la Voie Lactée considérant un profil à cœur [129] (ligne bleue pointillée) et une analyse combinée des dSph [145] (ligne marron). Les contraintes obtenues par Fermi sur 15 dSph pendant 6 ans sont représentées en vert et celle de MAGIC pour 160 heures d’observation vers Segue I en rouge. À droite : Contraintes sur un signal de ligne ($DMDM \rightarrow \gamma\gamma$) : avec 112h d’observation vers le GC pour H.E.S.S. I (croix noire) et 15,2h avec H.E.S.S. II (rond rouge) et vers les dSph pour Fermi (triangle bleu).

La figure 9.1 représente les meilleures contraintes actuelles au VHE par des instruments γ . Grâce aux observations du centre Galactique, H.E.S.S. a obtenu les meilleures contraintes sur la section efficace d’annihilation pour $DMDM \rightarrow W^+W^-$ et $DMDM \rightarrow \gamma\gamma$. Les limites de H.E.S.S. atteignent $\langle\sigma v\rangle = 3 \times 10^{-25} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ à 1 TeV pour 112 heures d’observation vers le GC [123]. Les limites sur les dSph sont dominées par FERMI avec une analyse combinée de 15 dSph pendant 6 ans [146] avec $\langle\sigma v\rangle < 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ dans tous les canaux jusqu’à 100 GeV. Pour les télescopes Tcherenkov, les meilleures contraintes sur les dSph proviennent des observations de Segue I pendant 160 heures avec MAGIC atteignant $\langle\sigma v\rangle = 6 \times 10^{-24} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ à 1 TeV [141]. Il faut cependant noter que la valeur du facteur J de Segue I pourrait être largement surestimée selon une récente étude [138]. Dans le cas de ligne, les contraintes de H.E.S.S. I [162] et II [131] vers le GC sont dans la continuité de FERMI [163] au delà de 200 GeV. Des recherches vers les amas de galaxies ont aussi été menées avec les télescopes Tcherenkov [149, 150].

Les meilleures contraintes obtenues avec les télescopes Tcherenkov sont environ un ordre de grandeur au dessus de la section efficace thermique et ne sondent pas encore les modèles de matière noire dans la région naturelle pour des valeurs en dessous de $\langle\sigma v\rangle = 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$.

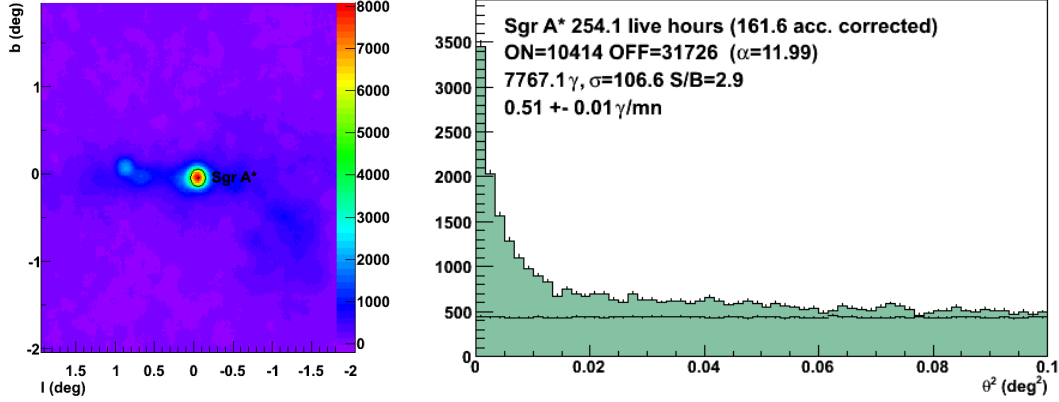


FIGURE 9.2: À gauche : Carte de significativité (échelle de couleur) en coordonnées Galactique par bin de 0.02° en l et en b . À droite : Distribution des événements en fonction de leurs distances angulaires à la source au carré (θ^2) par bin de 0.002° .

9.2 Recherche appliquée au centre Galactique

9.2.1 Analyse de dix ans d'observations avec H.E.S.S. I

Comme dans le chapitre 4, pour cette analyse nous sélectionnons les prises de données (*run*) disponible entre 2004 et 2014 mais cette fois ci en imposant un angle zénithal maximum de $\theta_z = 50^\circ$ pour minimiser les incertitudes systématiques sur la reconstruction des événements. Les différentes prises de données passent les critères standard de qualité (cf chapitre 2) et ont des *offsets* entre 0.7° et 1.1° par rapport à Sgr A*. L'analyse est réalisée grâce à la méthode *Model++* en utilisant les coupures standards sur la sélection des événements (cf chapitre 2). La figure 9.2 représente la carte d'excès ainsi que la distribution des événements autour de Sgr A*. Nous obtenons 254 heures de temps d'observation sur la source centrale soit plus de deux fois plus que lors de la précédente analyse en 2011.

Nous utilisons pour la recherche de matière la même configuration que celle adoptée dans la section 8.3 en divisant la RoI principale en 7 sous *RoI_i* pour pouvoir appliquer le likelihood bidimensionnelle. Il est donc nécessaire de pouvoir estimer le nombre d'événements ON et OFF dans chaque sous *RoI*. La méthode utilisée pour trouver une région OFF correspondante à chaque région ON est celle illustrée dans la figure 9.3 à gauche. Pour chaque *run* nous définissons une région OFF symétrique à la région ON par rapport à la position de pointé permettant de s'affranchir des différences d'acceptance dans la caméra. La région OFF est donc toujours suffisamment éloignée de la région ON pour contenir significativement moins de signal de matière noire. Dans le cas où la région OFF considérée coïncide totalement ou partiellement avec une région d'exclusion ou une région ON, les régions se recouvrant sont exclues de l'analyse de manière à toujours garder un rapport $\alpha = 1$ (voir figure 9.3). L'aire effective de l'instrument est calculée *run* par *run* avec comme position d'*offset* le barycentre des événements appartenant à la région ON considérée. On somme ensuite sur tous les *runs* pour construire la PDF des

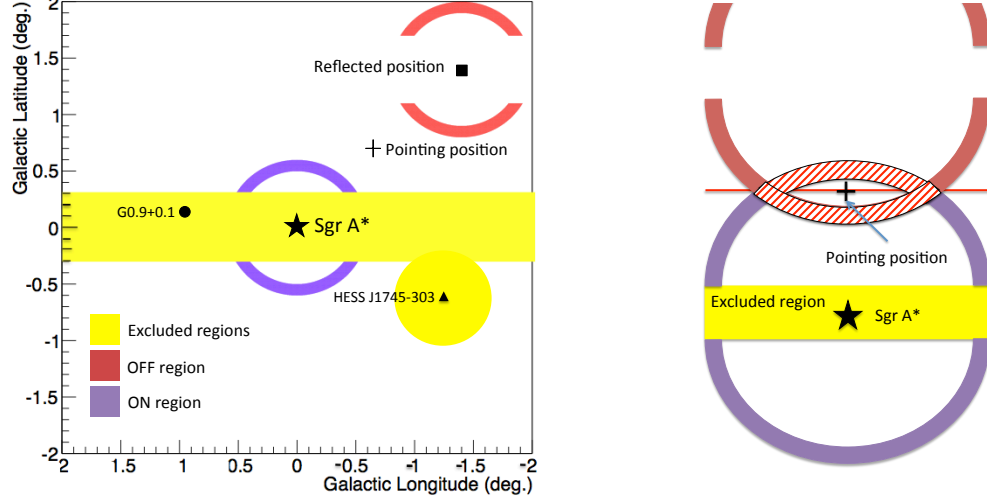


FIGURE 9.3: Schéma de la technique de mesure du bruit de fond résiduel. À gauche : Pour une position de pointée (croix noire) et la sous RoI_3 . La région OFF (rouge) est symétrique à la région ON (bleu) par rapport à la position de pointée. Par construction, les régions ON et OFF ont la même taille. Les positions de Sgr A* (étoile noire), G0.9+0.1 (point noir) et HESS J1745-303 (triangle noir) sont représentées. Les régions remplies en jaune représentent les régions exclues pour la mesure du signal et du bruit de fond. À droite : Lorsqu'une partie des régions ON et OFF se recouvrent, la partie hachurée en rouge est exclue de l'analyse.

événements dans chaque sous RoI . La figure 9.4 montre cette PDF pour toutes les RoI . La significativité intégrée sur toutes les cellules en énergie dans la RoI_2 est $S_2 = +0.5\sigma$, il n'y a donc pas de fluctuation positive due à un signal d'annihilation de matière noire. Il en va de même pour toutes les autres sous RoI , où les mesure de N_{ON} , N_{OFF} , σ et $N_{OFF,attendu}$ (cf 9.2.2) sont données dans le tableau 9.2. Comme aucun signal significatif n'est détecté les contraintes sont calculées en utilisant les outils décrits dans le chapitre précédent.

RoI_i	N_{ON}	N_{OFF}	σ	$N_{OFF,expected}$
1	6662	6596	0.57	6693
2	13574	13477	0.6	13633
3	18954	18789	0.84	18601
4	23659	23694	-0.16	23807
5	27710	27873	-0.7	27959
6	31813	32052	-0.94	31685
7	35244	35147	0.36	32264

TABLE 9.2: Nombre d'évènements ON et OFF, significativité et nombre de OFF attendus correspondant à chaque RoI

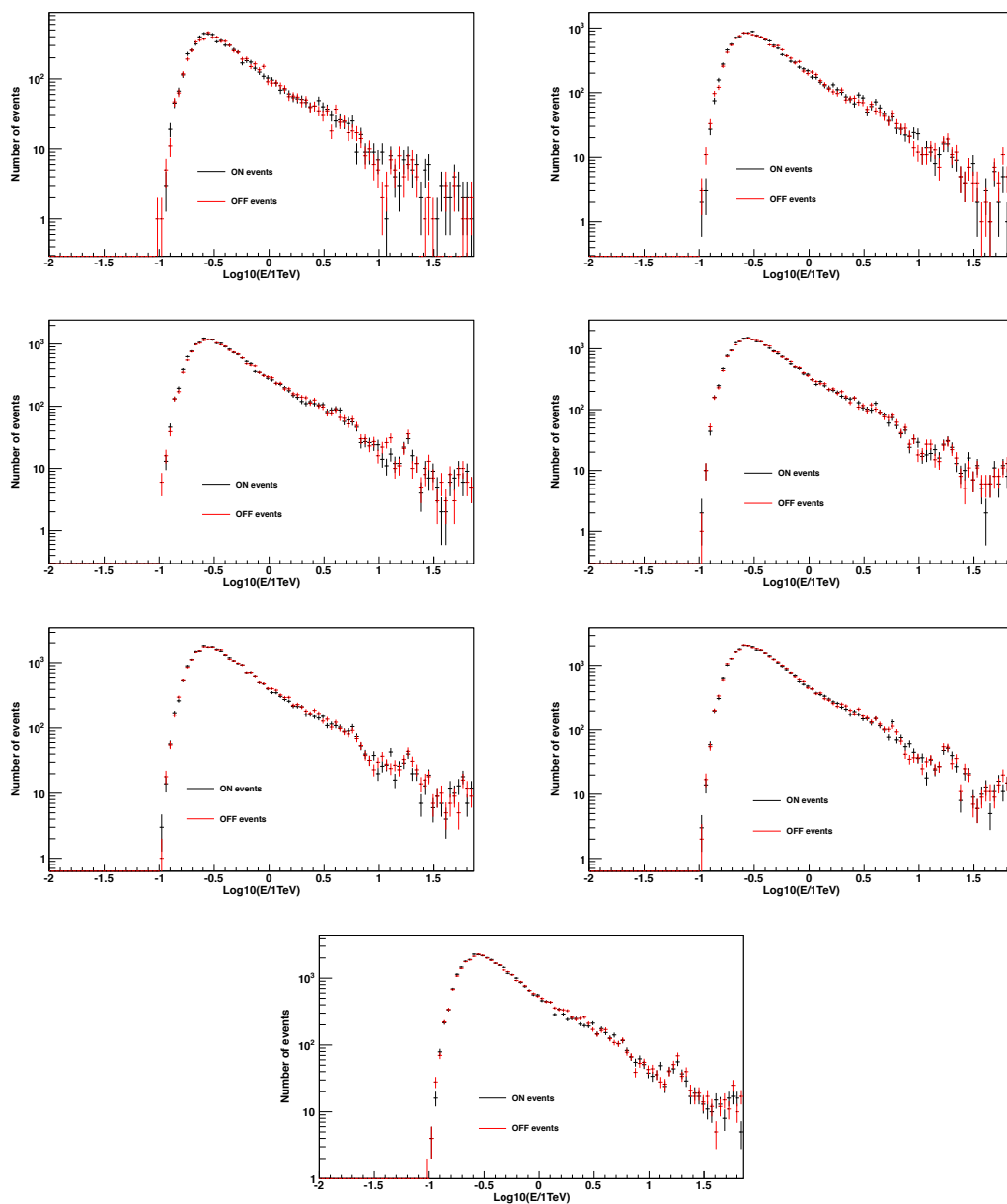


FIGURE 9.4: Distribution des évènements du signal en fonction de l'énergie dans les 7 *RoI* ON (croix noire) et du bruit de fond dans les régions OFF associées (croix rouge). Une cassure peut être observée à 10 TeV, elle est due à l'extrapolation des simulations Monte Carlo.

9.2.2 Détermination de la limite attendue

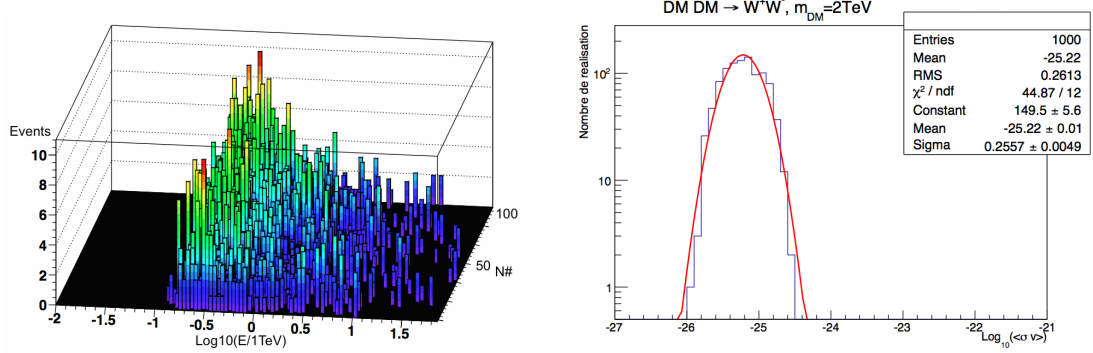


FIGURE 9.5: À gauche : Distributions des évènements en fonction de l'énergie pour 100 simulations des évènements de bruit de fond dans la RoI_1 pour un *run*. À droite : Distribution des valeurs de $\langle\sigma v\rangle$ attendues pour 1000 simulations du bruit de fond, une masse $m_{DM} = 2$ TeV et le profil Einasto 1.

Avant de déterminer la limite observée, nous allons calculer la limite attendue. Pour cela nous utilisons une estimation du bruit de fond provenant de toutes les prises de données extragalactiques avec $|b| > 10^\circ$ en excluant toutes les sources. De la même manière que dans la section 8.3 nous faisons 1000 réalisations du bruit de fond pour chaque *run* dans les mêmes conditions d'observations (θ_z, ϕ_θ) selon une loi de Poisson à partir de la valeur moyenne attendue. Un exemple de 100 réalisations est donné dans la figure 9.5 à gauche pour les évènements d'un *run* dans la RoI_1 . Nous calculons ensuite pour chaque réalisation du bruit de fond la limite pour la valeur de m_{DM} considérée. Les limites obtenues sur la section efficace d'annihilation $\log_{10}(\langle\sigma v\rangle)$ pour une masse donnée sont ensuite ajustées par une Gaussienne, comme dans la figure 9.5 à droite, dont on peut extraire la moyenne ainsi que les intervalles à 68% et 95% C.L.. Les limites attendues sont montrées en pointillés sur la figure 9.6 avec les intervalles de confiance à 68% (vert) et 95% (jaune).

9.2.3 Contraintes sur la section efficace d'annihilation.

Après avoir montré le calcul de la limite attendue nous allons calculer la limite observée, c'est à dire la limite supérieure à 95% C.L. sur $\langle\sigma v\rangle$ utilisant les observations pour des WIMPs s'annihilant dans différents canaux. Nous considérons ici des WIMPs de masse entre 160 GeV et 70 TeV s'annihilant en quark ($b\bar{b}, t\bar{t}$), en bosons de jauge (W^+W^-) et en leptons ($\mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$). Le spectre de rayons γ provenant de différents canaux est calculé grâce aux outils disponibles dans [110] et des exemples sont montrés dans le chapitre 7. Nous utilisons deux profils piqués de densité de matière noire, un Einasto et un NFW présenté dans le tableau 7.1. Leurs normalisations sont les mêmes que les précédentes études de H.E.S.S. menées dans le centre galactique supposant une densité locale de matière noire de $\rho_\odot = 0.39\text{GeVcm}^{-3}$. Les

9. Recherche de matière noire avec H.E.S.S.

RoI_i	rayon intérieur [deg.]	rayon extérieur [deg.]	angle solide [10^{-5} sr]	J -factor [10^{20} GeV 2 cm $^{-5}$]		
				Einasto 1	NFW	Einasto 2 [110]
1	0.3	0.4	4.9	4.3	2.5	1.3
2	0.4	0.5	6.8	5.6	3.0	1.7
3	0.5	0.6	8.7	6.6	3.3	2.0
4	0.6	0.7	10.6	7.4	3.5	2.3
5	0.7	0.8	12.5	7.9	3.6	2.5
6	0.8	0.9	14.4	8.3	3.7	2.6
7	0.9	1.0	16.3	8.7	3.8	2.8

TABLE 9.3: Valeurs du facteur J en GeV 2 cm $^{-5}$ dans chacune des 7 sous RoI_i considérées. Les 4 premières colonnes donnent : le numéro de la région, le rayon intérieur, le rayon extérieur et l'angle solide de la région. La cinquième donne les valeurs du facteur J dans chaque sous RoI_i pour le profil Einasto considéré ici. Les valeurs du facteur J pour le profil NFW [123] et Einasto alternatif [110] sont données dans les sixième et septième colonnes.

valeurs du facteur J dans la RoI total pour le profil Einasto et NFW sont respectivement $J_E = 4.92 \times 10^{21}$ GeV 2 cm $^{-5}$ et $J_{\text{NFW}} = 2.67 \times 10^{21}$ GeV 2 cm $^{-5}$. Nous considérons aussi une normalisation alternative pour le profil Einasto issue de [110] utilisant une normalisation de la densité locale $\rho_\odot = 0.3$ GeVcm $^{-3}$. Cette paramétrisation donne valeur du facteur J pour le profil Einasto de $J_{E_2} = 1.51 \times 10^{21}$ GeV 2 cm $^{-5}$. Les valeurs du facteur J et la taille de la région d'intégration pour les différents profils dans chacune des sous RoI_i sont données dans le tableau 9.3.

La figure 9.6 montre les contraintes sur la section efficace d'annihilation obtenues pour un profil Einasto comparée aux limites attendues dans les 5 canaux de désintégration considérés. Les limites observées sont contenues à l'intérieur de l'intervalle de confiance à 95% des limites attendues. En haut à gauche de la figure 9.6 les contraintes obtenues dans cette étude pour le canal W^+W^- sont comparées à celles publiées en 2011. Les nouvelles limites sont meilleures d'un facteur 5 à 1 TeV atteignant $\langle\sigma v\rangle = 6 \times 10^{-26}$ cm 3 s $^{-1}$. Nous avons vu dans le chapitre 8 que la méthode du likelihood bidimensionnel permet de gagner un facteur 2 par rapport au likelihood standard. De plus le nombre d'heures d'observation pour cette analyse est passé de 112 à 254 heures, on s'attend donc à un gain proportionnel à la racine carré du temps $\sqrt{254/112} = 1.5$. Nous pouvons donc estimer le gain imputable aux différents signaux de matière noire considérés, et notamment à l'ajout des corrections électrofaibles (voir chapitre 7) de $\sim 5/2\sqrt{254/112} = 1.66$. Les autres figures représentent, du haut vers le bas et de gauche à droite, les limites sur la section efficace d'annihilation obtenues dans les canaux $\tau^+\tau^-$, $b\bar{b}$, $t\bar{t}$ et $\mu^+\mu^-$. L'annihilation dans le canal $t\bar{t}$ possède un seuil qui est la masse du quark top soit 173 GeV. Dans le canal $\tau^+\tau^-$, pour la première fois un réseau de télescopes Tcherenkov au sol est capable de sonder la section efficace thermique pour des masses entre 400 GeV et 2 TeV.

Dans la figure 9.7 à gauche, on peut voir l'impact du profil de densité de la matière noire sur les contraintes obtenues dans le canal W^+W^- . La paramétrisation alternative du profil Einasto

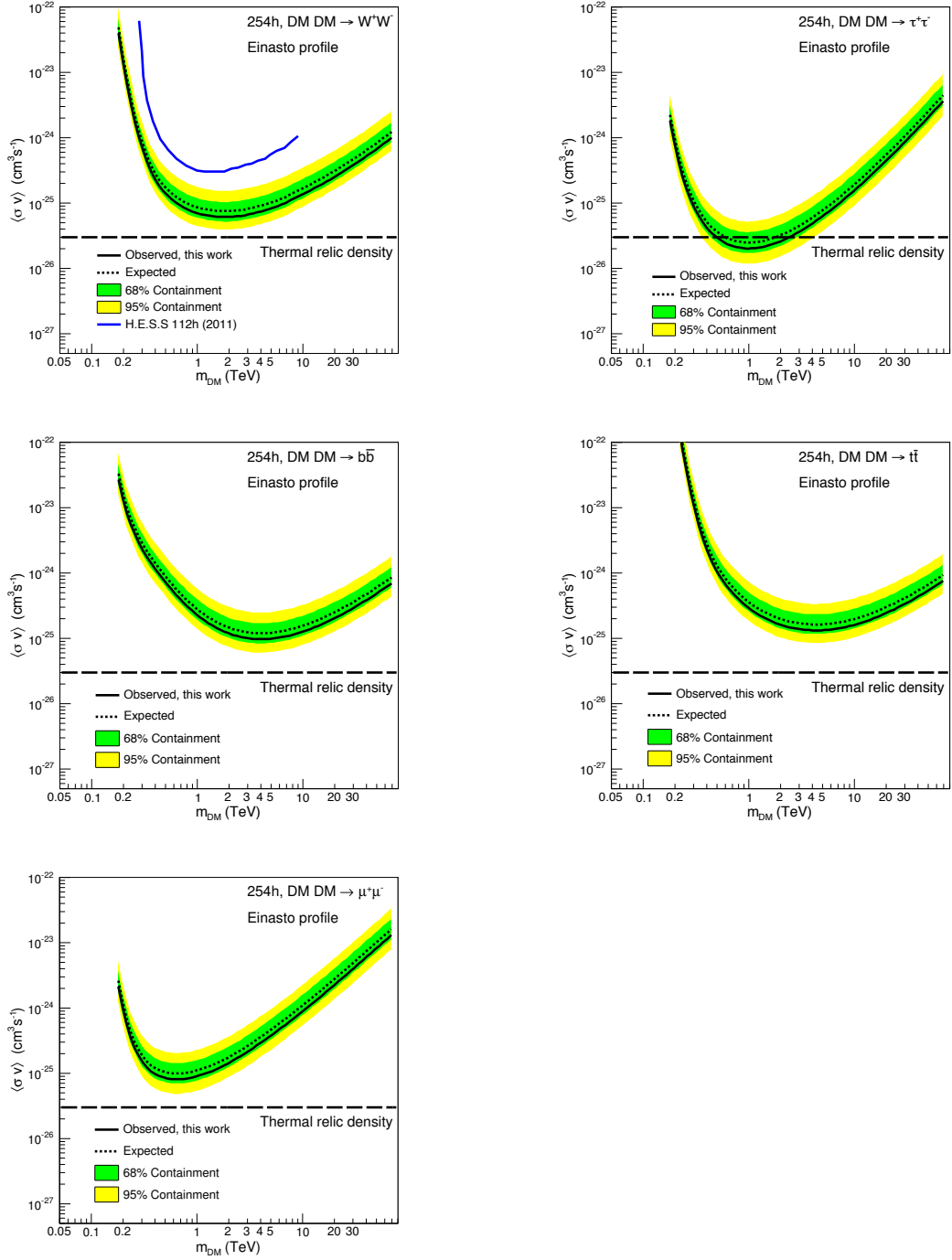


FIGURE 9.6: Contraintes sur la section efficace d’annihilation $\langle\sigma v\rangle$ à 95% C. L. en fonction de m_{DM} dans différents canaux, W^+W^- , $\tau^+\tau^-$, $b\bar{b}$, $t\bar{t}$ et $\mu^+\mu^-$. La limite observée est montré par la ligne pleine noire et la limite attendue en ligne noire pointillées. Les intervalles de confiances à 68% (bande verte) et 95% (bande jaune) sont également représentés. La courbe bleue représente les limites obtenue lors de la dernière analyse de 112h de données [123]. La ligne horizontale noire en long pointillés représente la valeur de la section efficace d’annihilation thermique.

9. Recherche de matière noire avec H.E.S.S.

donne les contraintes les plus faibles à $\langle\sigma v\rangle = 2 \times 10^{-25} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$. Les recherches de matière noire dans le centre Galactique dépendent du profil de densité ce qui amène à des incertitudes d'un facteur 3,3 dans cette analyse. Nous n'avons pas considéré ici de profils avec cœur. En effet la présence d'un cœur, comme celui décrit par le profil Burkert dans le tableau 7.1, ne permet plus d'avoir une différence significative entre le signal de matière noire de la région OFF et celui de la région ON. Aucune discrimination n'est donc possible. Pour tester les profils à cœur il est nécessaire d'adopter une stratégie d'observation dédiée où le OFF est sélectionné lors de *run* dédié comme c'est le cas dans [129]. Par exemple pour un cœur de 1 kpc, soit $6,6^\circ$ autour de Sgr A*, la même densité de matière noire est attendue dans tout le champs de vue de la caméra. La technique du ON/OFF souffre de systématiques puisque les conditions d'observation entre les deux prises de données sont différentes, ce qui peut augmenter l'erreur sur la mesure du bruit de fond.

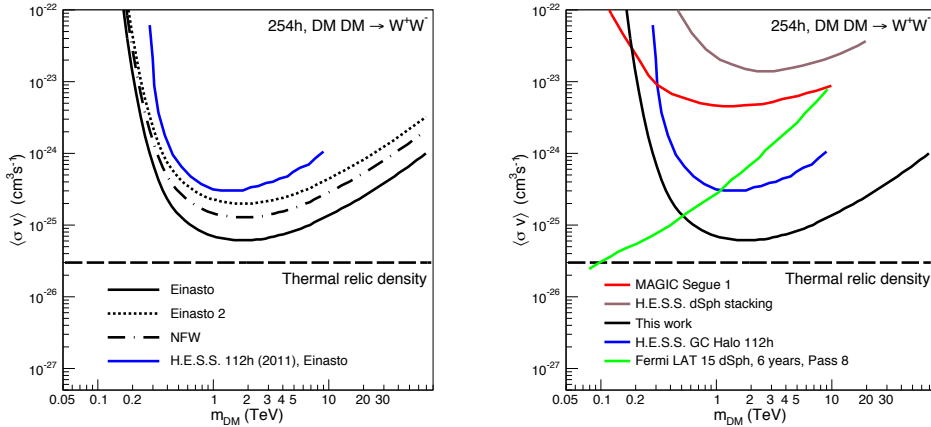


FIGURE 9.7: À gauche : Impact de la distribution de densité sur la contrainte sur $\langle\sigma v\rangle$. Les contraintes sont calculées à 95% C.L. en fonction de m_{DM} dans le canal W^+W^- pour le profil Einasto (ligne noire pleine, NFW (ligne pointillée), et la paramétrisation alternative du profil Einasto (long et petit pointillés). À droite : Comparaison des contraintes dans le canal W^+W^- avec les précédentes limites publiées par H.E.S.S dans le centre Galactique [123] (ligne bleu), les limites obtenues par l'observation de 15 dSph pendant 6 ans par Fermi [146] (ligne verte), les limites de MAGIC avec 160 heures d'observation de Segue I [141] (ligne rouge) et enfin les limites issue de l'analyse combinée de 4 dSph par H.E.S.S. [145] (ligne marron).

Enfin la figure 9.7 de droite montre le résultat principal de cette analyse comparée aux limites actuelles. Au delà de 500 GeV H.E.S.S. est l'instrument qui fournit les meilleures contraintes sur la section efficace d'annihilation et permet pour la première fois de sonder la section efficace thermique dans le canal $\tau^+\tau^-$.

9.3 Sensibilité avec le réseau H.E.S.S. II

Les contraintes obtenues avec H.E.S.S. I sont très encourageantes pour la phase 2 de H.E.S.S. qui prend déjà des données dans le centre Galactique. Il est important de savoir si l'ajout de CT5 permettra de sonder plus facilement la section efficace thermique. Dans cette section nous allons comparer les stratégies d'observations et quantifier le nombre d'heures d'exposition nécessaires pour atteindre $\langle\sigma v\rangle = 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$.

9.3.1 Stratégies d'observation

Pour améliorer les contraintes, la stratégie la plus simple est d'augmenter la statistique en observant plus longtemps la RoI. Cette technique a des limites car les contraintes sur $\langle\sigma v\rangle$ augmenteront en $\sqrt{T_{obs}}$. Pour augmenter la statistique et bénéficier encore plus du likelihood bidimensionnel il est aussi possible d'étendre la région d'intégration du signal. Quelques complications peuvent cependant survenir, le champ de vue de CT5 étant réduit par rapport à CT1-4 il est plus difficile d'obtenir une bonne exposition de toute la RoI. Nous allons calculer la sensibilité de H.E.S.S. II vers le centre Galactique avec un temps d'observation optimal de 1000 heures. Nous excluons les latitudes Galactique $b > |0.5^\circ|$ pour s'affranchir l'émission diffuse le long du plan Galactique plus étendue à basse énergie avec H.E.S.S. II (voir chapitre 5). Deux stratégies sont considérées :

- 1) Procédure similaire à celle utilisée avec H.E.S.S. I dans la section précédente, une RoI de 1° autour de Sgr A* composée des 5 sous RoI_i observée pendant 1000 heures. Comme les latitudes $b > |0.5^\circ|$ sont exclues, les deux premières $RoI_{1,2}$ de l'étude avec H.E.S.S. I sont exclues. Ceci est particulièrement pénalisant puisque ce sont les RoI_i avec les deux facteurs J les plus élevés.
- 2) Ici nous considérons une RoI de 3° autour de Sgr A* composée des 25 sous RoI_i bénéficiant d'une exposition homogène de 1000 heures. Nous ne parlerons pas ici de la stratégie de pointé pour obtenir 1000 heures d'expositions homogènes, il faut par contre noter qu'un temps d'observation supérieur à 1000 heures est nécessaire pour obtenir une telle couverture.

Pour pouvoir exploiter la deuxième stratégie il faudra bénéficier de pointés d'observation à plus large *offset* comme ceux analysés dans la section 5.3. Nous verrons par la suite laquelle de ces 2 stratégies se révèle la meilleure pour atteindre la section efficace thermique.

Nous calculerons aussi les limites attendues vers la galaxie naine Reticulum II pour les 3 modes d'observation de H.E.S.S. : Stéréo, Mono et Combinée (cf chapitre 5). Le facteur J de Reticulum II étant le plus élevé parmi les dSph récemment découvertes, elle est une cible très intéressante pour les futures recherches de matière noire avec H.E.S.S. II.

9.3.2 Les fonctions de réponse de l'instrument

Nous utiliserons pour l'étude sur centre Galactique seulement le mode d'observation Combinée et les trois modes pour l'estimation de la sensibilité vers Reticulum II. Les aires effectives

9. Recherche de matière noire avec H.E.S.S.

sont montrées dans la figure 9.8 (à gauche) dans les modes d'observation Mono (vert), Stéréo/H.E.S.S. I (rouge) et Combinée (bleu) pour un angle zénithal de 18° , d'offset de 0.7° et une efficacité optique des miroirs de 80%. La partie droite de la figure 9.8 montre le taux bruit

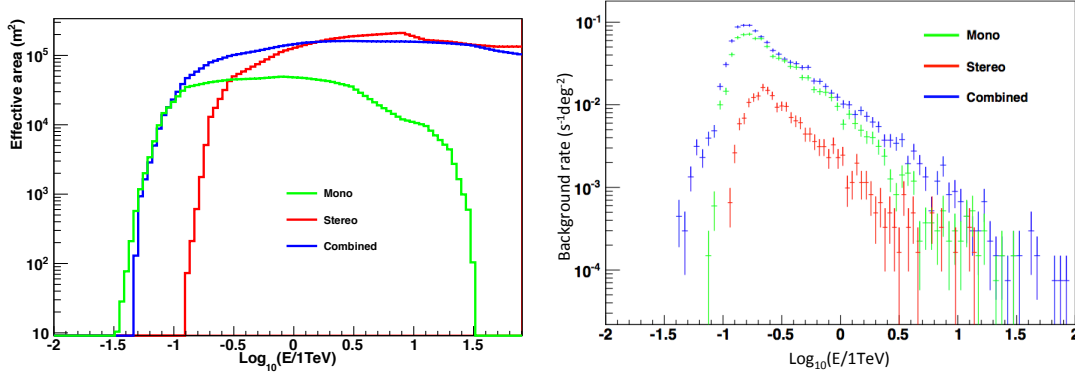


FIGURE 9.8: À gauche : Surface effective pour une source ponctuelle avec les trois modes d'observation Mono (vert), Stéréo/H.E.S.S. I (rouge) et Combinée (bleu). À droite : Taux d'évènement de bruit de fond pour les trois modes d'observation Mono (vert), Stéréo/H.E.S.S. I (rouge) et Combinée (bleu).

de fond résiduel estimé à partir de prises de données de l'AGN PKS 2155-304 pour les 3 configurations. La résolution en énergie en fonction de l'énergie est représentée sur la figure 2.9 du chapitre 2 et nous considérerons une résolution angulaire constante de 0.1° pour H.E.S.S. I et de 0.15° pour H.E.S.S. II.

9.3.3 Limites attendues dans le centre Galactique

En utilisant la même procédure que dans la section 9.2 nous calculons les limites attendues dans le GC avec H.E.S.S. II Combinée considérant 1000 heures d'observation, les canaux d'annihilation $DMDM \rightarrow W^+W^-$, $DMDM \rightarrow b\bar{b}$ et les deux stratégies d'observation. La figure 9.9 montre les résultats obtenus. On remarque que pour sonder des valeurs de $\langle\sigma v\rangle$ inférieur à $3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ avec 1000 heures il faut obligatoirement agrandir la RoI à 3° . On atteint ici avec la stratégie d'observation 2 $\langle\sigma v\rangle = 2 \times 10^{-26} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ dans le canal W^+W^- et $\langle\sigma v\rangle = 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ dans le canal $b\bar{b}$. Les limites sont diminuées d'un facteur ~ 2 lorsqu'on utilise la stratégie d'observation 1. Nous recommandons donc pour les futures recherches de matière vers le GC avec H.E.S.S. de ne pas se concentrer uniquement sur le halo central ($<1^\circ$) mais d'observer aussi des zones plus éloignées de Sgr A*. Cela permet d'atteindre la section efficace thermique dans les canaux W^+W^- et $b\bar{b}$.

9.3.4 Sensibilité vers la galaxie naine Reticulum II

Nous calculons la sensibilité de H.E.S.S. vers la galaxie naine Reticulum II pour les trois configurations d'observation présentées. Reticulum II n'étant pas une cible de première intérêt

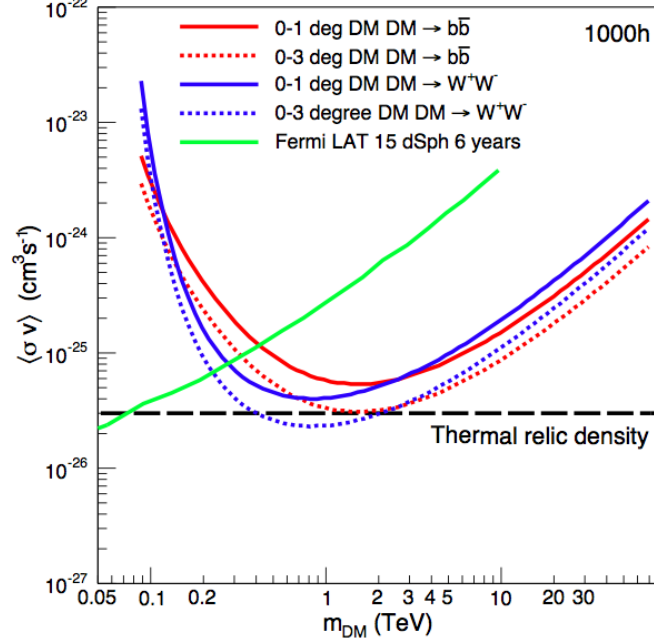


FIGURE 9.9: Limites attendues sur la section efficace d’annihilation $\langle\sigma v\rangle$ à 95% C.L. pour 1000h d’observation avec H.E.S.S. II en fonction de m_{DM} dans les canaux W^+W^- (lignes bleues) et $b\bar{b}$ (lignes rouges). Les lignes pleines représentent la stratégie d’observation 1 et les lignes pointillées la stratégie 2. Pour comparaison les limites de Fermi dans le canal $b\bar{b}$ vers 15 dSph pendant 6 ans sont représentées en vert.

comme le centre Galactique pour H.E.S.S., l’utilisation du réseau total n’est pas assuré pour les observations. Le facteur J de Reticulum II est calculé dans une RoI circulaire de 0.5° divisée en 5 sous RoI de 0.1° de largeur. La valeur du facteur J dans l’ensemble des 5 RoI est calculée dans [143] et est représentée dans la figure 9.10 de gauche. Le facteur J intégré dans 0.5° est $\text{Log}_{10}\left(\frac{J(<0.5^\circ)}{\text{GeV}^2\text{cm}^{-5}}\right) = 19.30^{+0.40}_{-0.40}$ ce qui en fait la galaxies naine avec le plus fort contenu en matière noire connue à l’heure actuelle. La sensibilité est calculée grâce au likelihood bidimensionnel en prenant en compte les erreurs statistiques sur le facteur J comme dans la section 8.4.2. La figure 9.10 montre la sensibilité atteinte vers Reticulum II pour les configuration Mono (noir), Combinée (rouge), Stéréo (bleu) avec 20 heures (lignes pleines) et 100 heures (lignes pointillées) comparé au limite de H.E.S.S. vers les galaxies naines Coma Berenice (vert) Sagittarius dSph (jaune).

9.4 Conclusion et perspectives

L’utilisation du likelihood bidimensionnel et l’augmentation de la statistique ont permis d’améliorer d’un facteur 5 les limites obtenues précédemment par H.E.S.S.. Nous avons aussi montré que pour la première fois dans le canal $\tau^+\tau^-$ un réseau de télescopes Tcherenkov était

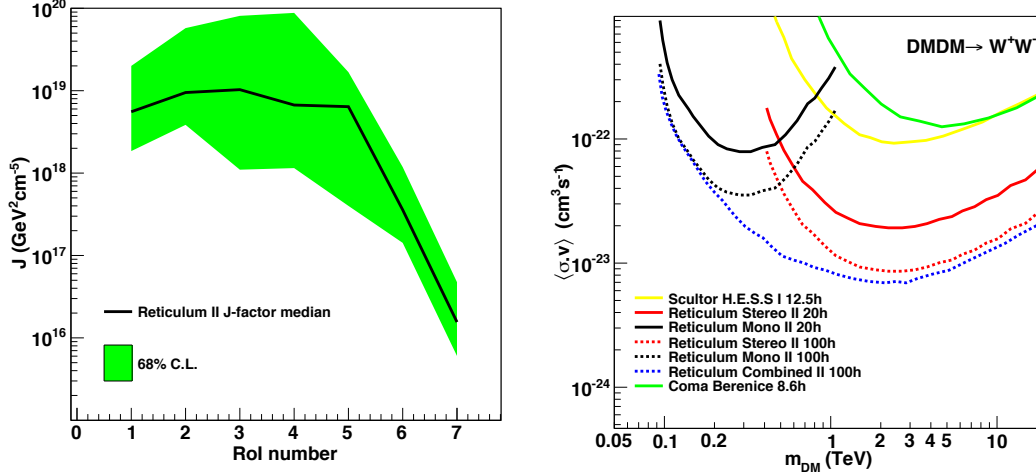


FIGURE 9.10: Limites attendues sur la section efficace d’annihilation $\langle\sigma v\rangle$ à 95% C.L. de H.E.S.S. II vers la galaxies naines Reticulum II dans le canal W^+W^- pour les 3 modes d’observation : Mono (lignes noires), Stéréo (lignes rouges) et Combinée (ligne bleue) pour 10h (lignes pleines) et 100h d’observation (lignes pointillées). Les limities sont comparées aux contraintes obtenue sur les dSph Sculptor (ligne jaune) et Coma Berenice (ligne verte) par H.E.S.S. .

capable de sonder des régions en dessous de la section efficace thermique. Ces résultats sont très encourageants et permettent d’espérer beaucoup de la recherche de matière noire avec le futur observatoire CTA. Nous verrons cela en détails dans le chapitre 11.

Les recherches de matière noire avec le réseau H.E.S.S. vont continuer dans les prochaines années et se concentreront sur le GC là où la sensibilité attendue est la meilleure. L’augmentation du temps d’observation seul ne permettra pas d’atteindre la section efficace thermique, c’est pourquoi les futures stratégies de pointés éloignés permettront d’avoir une importante exposition jusqu’à 3° autour de Sgr A*. Un programme d’observation ambitieux avec une centaine d’heures par an durant les prochaines années et en utilisant une région d’extraction du signal étendue est nécessaire pour atteindre cette d’atteindre des valeurs de $\langle\sigma v\rangle = 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ dans le canal W^+W^- (cf figure 9.9). Les résultats de H.E.S.S. sont très prometteurs pour le futur de l’astronomie γ et les recherches avec H.E.S.S. II donneront des informations cruciales sur le modèle des WIMPs au TeV et/ou la distribution de matière noire dans la région du centre galactique. Dans le chapitre 11 nous verrons que les observations de CTA vers le GC permettront de sonder les valeurs de $\langle\sigma v\rangle$ inférieures à la section efficace thermique dans tous les canaux d’annihilation.

Quatrième partie

Potentiel de CTA pour les recherches de matière noire

Chapitre 10

Le réseau de télescopes Tcherenkov : CTA

Sommaire

10.1 Présentation du projet CTA	160
10.2 Performance du réseau I	161

10. Le réseau de télescopes Tcherenkov : CTA

Dans cette partie nous présentons une série d'études sur les perspectives de recherche de matière noire avec le futur réseau de télescopes CTA. Le potentiel de CTA en terme de sensibilité en flux lui permettra d'avoir un rôle majeur dans les années à venir pour la recherche de matière noire sous forme de WIMPs. De grandes campagnes d'observations vont être menées et il est important de définir en amont, les stratégies d'observations les plus optimales pour permettre la découverte de la matière noire. Le but de cette partie est de participer à la réflexion sur les meilleures stratégies à adopter en terme de cibles, de temps d'observation, ou encore de méthodes d'analyses des futures données.

L'instrument CTA n'étant pas encore construit, les fonctions de réponses de l'instrument utilisées par la suite sont issues de simulations Monte Carlo provenant de [154]. Ces dernières ne sont pas les plus récentes, mais ce sont les seules rendues publiques ayant bénéficié d'une comparaison approfondie entre différents algorithmes de reconstructions développées dans le consortium CTA. Il est important de noter que les changements qui peuvent exister entre les différentes simulations des réponses de l'instrument peuvent affecter légèrement les valeurs de sensibilités obtenues. Néanmoins ces différences n'ont pas d'impact sur les conclusions des stratégies d'observation à adopter [164].

Dans cette partie, après avoir présenté le futur observatoire CTA, nous calculerons sur sa sensibilité à l'annihilation de matière noire dans la cible privilégiée de H.E.S.S. : le centre Galactique. Nous étudierons dans un premier temps l'impact de la distribution spectrale et spatiale de matière noire sur les limites attendues ainsi qu'une possible contamination de l'émission diffuse détectée par Fermi. Ensuite nous étudierons le potentiel de CTA vers les galaxies naines satellites de la Voie Lactée. Nous verrons que le choix des cibles et l'incertitude sur leur contenu en matière noire joue un rôle crucial sur les limites attendues et dans la définition des stratégies d'observation. Enfin, grâce à la sélection des galaxies naines les plus prometteuses nous pourrions calculer la sensibilité de CTA à un signal de ligne ($DMDM \rightarrow \gamma\gamma$) vers les dSph.

10.1 Présentation du projet CTA

L'objectif de CTA est d'avoir une sensibilité en flux au TeV 10 fois supérieur à celle de la génération d'IATCs actuelle ainsi que d'augmenter la plage en énergie de quelques dizaines de GeV à quelques centaines de TeV. L'observatoire sera divisé en deux, un site dans l'hémisphère nord se concentrant sur la physique extragalactique et un site dans l'hémisphère sud, plus grand, étudiant principalement le plan Galactique et la région du GC. Les deux sites permettront une couverture totale du ciel en rayon gamma VHE.

CTA sera construit avec plusieurs dizaines de télescopes répartis sur un kilomètre carré, ayant 3 diamètres différents, 6 mètres (SST), 12 mètres (MST) et 23 mètres (LST). La figure 10.1 représente la sensibilité en flux de CTA pour le réseau candidat I en pourcentage du flux du Crabe mettant en avant la contribution des trois types de télescope utilisés. Les plus petits servant à observer les gerbes de plus hautes énergies tandis que les plus grands pourront accéder à des énergie en dessous de 100 GeV. Les MST aillant une taille similaire à ceux utilisés par H.E.S.S. et VERITAS peuvent eux couvrir les hautes comme les basses énergies mais seront

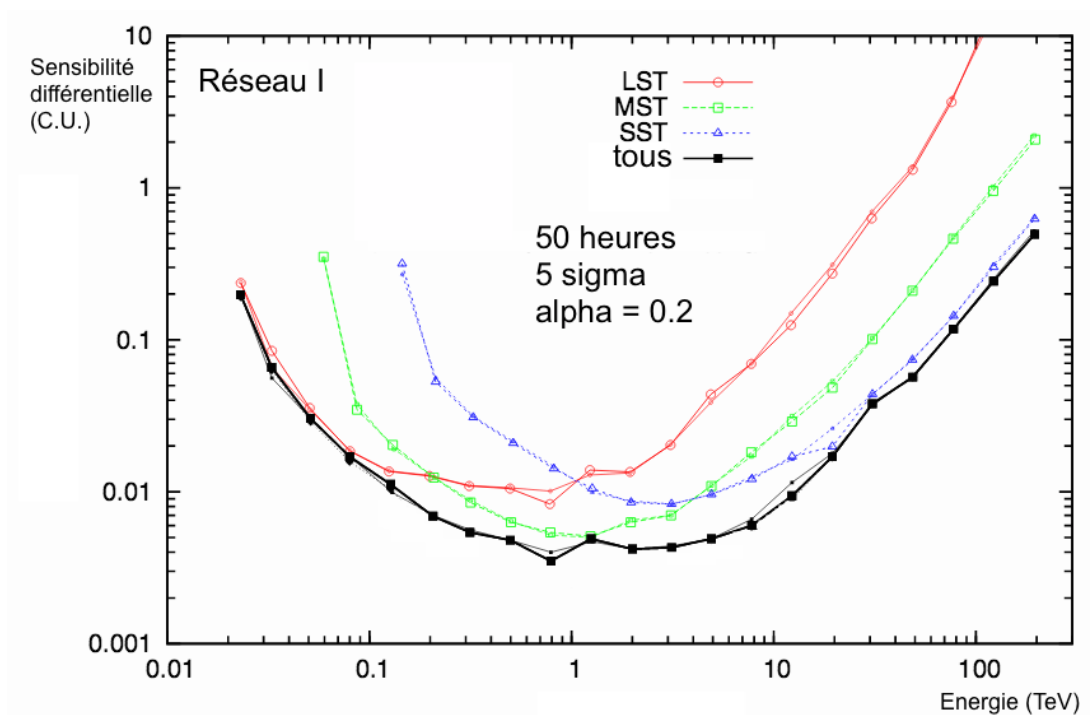


FIGURE 10.1: Sensibilité de CTA à une source ponctuelle en unité du Crabe² (ligne noire) pour un réseau composé de 3 LSTs (ligne rouge), 18 MSTs (ligne verte) et de 56 SSTs (ligne bleue), pour 50h d'observation et une détection à 5σ . $\alpha = 0.2$ signifie que l'on suppose pouvoir estimé le fond dans une région OFF 5 fois plus grande que la région ON. Figure extraite de [154].

les plus performants à 1 TeV. Le champ de vu maximal sera de 9° , la résolution angulaire sera d'environ d'une minute d'arc³ et la résolution en énergie sera de $\sim 16\%$ à 100 GeV (voir la figure 10.2 de droite) et de $\sim 7\%$ à 10 TeV. Le réseau I est constitué de 3 LSTs, 18 MSTs et 56 SSTs et sa sensibilité à des sources ponctuelles est de l'ordre de $\sim 0.4\%$ du flux du Crabe à 1 TeV.

10.2 Performance du réseau I

Pour obtenir une sensibilité 10 fois plus élevée par rapport à ce qui se fait actuellement, le nouveau réseau devra avoir une surface effective bien plus élevée que ses prédécesseurs. Pour cela il bénéficie du plus grand nombre de télescopes (77 ici contre 5 pour H.E.S.S.). L'agrandissement de la surface collectrice est un facteur primordial non seulement pour augmenter la sensibilité mais aussi pour pouvoir diviser le réseau principal en sous réseaux et ainsi observer différentes sources simultanément avec une surface effective comparable aux réseaux actuels. La surface

3. 1 minute d'arc = 0.017°

10. Le réseau de télescopes Tcherenkov : CTA

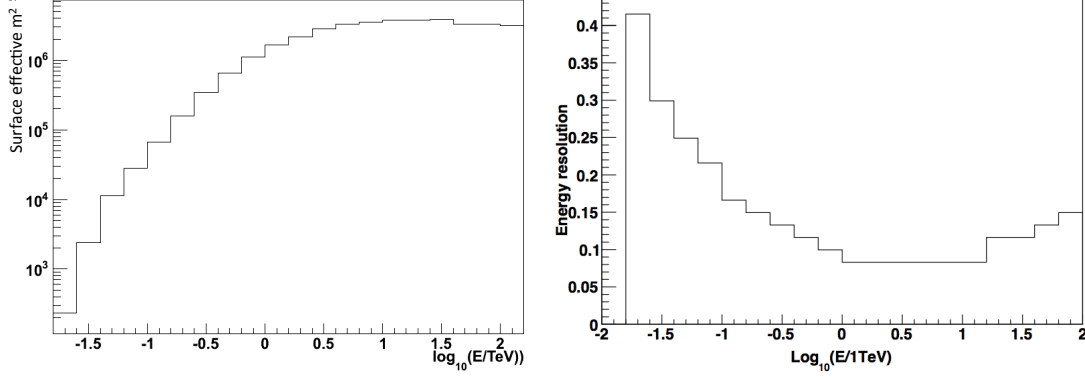


FIGURE 10.2: À gauche : surface effective de CTA, $\mathcal{A}_{\text{eff}}^{\gamma}(E_{\gamma})$, en fonction de l'énergie pour le réseau I après coupure de sélection des évènements γ . À droite : Résolution en énergie. Figures extraites de [154].

effective $\mathcal{A}_{\text{eff}}^{\gamma}(E_{\gamma})$ du réseau I ainsi que sa résolution en énergie sont montrées sur la figure 10.2.

Une estimation précise du bruit de fond résiduel dû aux rayons cosmiques est essentielle pour les futures analyses de physique. Ce bruit de fond provient en majeure partie des protons (89%), mais aussi des noyaux plus lourds (10%) ainsi que des électrons et positrons (1%). Nous considérons ici que le spectre des hadrons suit une loi de puissance $d\Phi(E)/dE = N \times (E/1 \text{ TeV})^{\alpha}$, avec N la normalisation et α l'index extrait de Ref [154]. Les électrons suivent eux une loi de puissance légèrement modifiée [154] pour être compatibles avec les observations les plus récentes de PAMELA, Fermi et AMS-02 [165]. Les différents spectres sont représentés sur la figure 10.3 à gauche.

Sur la figure 10.3 de gauche, on remarque que le flux de la nébuleuse du Crabe, qui est la chandelle standard de l'astronomie γ , est environ 6 ordres de grandeur plus faible que le flux de proton. Ceci permet d'estimer quantitativement la discrimination γ /hadrons des télescopes Tcherenkov. CTA devrait avoir un pouvoir de séparation γ /hadron deux fois supérieur à celui des IATCs actuels. Le bruit de fond résiduel, optimisées pour 50 heures d'observation, est représenté dans la figure 10.3 de droite, il représente le taux d'évènements résiduels, c'est à dire aux évènements correspondant aux hadrons confondus avec des γ , par degré carré après les coupures d'analyse.

Les fonctions de réponses de l'instrument CTA présentées ici serviront de base d'étude pour calculer la sensibilité de CTA à un signal d'annihilation de matière noire dans les deux chapitres suivants.

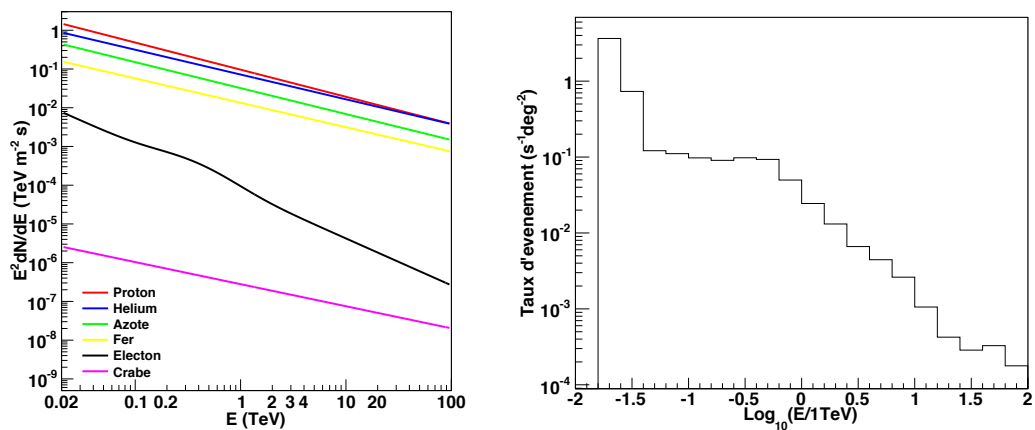


FIGURE 10.3: À gauche : Spectre des rayons cosmiques utilisé dans [154]. On peut voir par ordre d'importance : le spectre, des protons (rouge), de l'hélium (bleu), de l'azote (verte), du fer (jaune), des électrons (noire) comparé au flux γ de la nébuleuse du Crabe (rose). À droite : Taux de bruit de fond résiduel par degré carré en fonction de l'énergie après coupures hadroniques pour le réseau I.

10. Le réseau de télescopes Tcherenkov : CTA

Chapitre 11

Sensibilité de CTA vers le centre Galactique

Sommaire

11.1 Introduction	166
11.2 Définition des régions d'intérêt	166
11.3 Taux d'évènements de signal et de bruit de fond attendus	167
11.3.1 Contribution de l'effet Compton inverse	167
11.3.2 Bruit de fond résiduel et émission Galactique diffuse	169
11.3.3 Comparaison du nombre d'évènements attendus	170
11.4 Calcul de la sensibilité	172
11.5 Conclusion et discussion	175

11.1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons utiliser les outils statistiques développés dans le chapitre 8 pour déterminer la sensibilité de CTA à l’annihilation de particules de matière noire en adoptant une méthodologie semblable à celle présentée dans le chapitre 9. Ici, nous allons utiliser les performances globales du futur réseau de télescopes Tcherenkov décrites dans la section précédente pour connaître sa sensibilité à la recherche de matière noire.

Une des priorités de CTA, pour le réseau sud, sera l’observation du plan Galactique et en particulier du GC. Cette région étant une cible privilégiée pour la recherche de matière noire avec les réseaux de télescopes Tcherenkov, il est important d’estimer le potentiel de CTA dans cette région. Pour notre étude nous allons considérer que nous disposons de 500 heures d’exposition uniforme dans un cercle de rayon 5° autour du centre Galactique qui sera dans la suite notre région d’observation principale (RoI). Nous ne nous traiterons pas la stratégie d’observation nécessaire pour obtenir un tel résultat ici. Cette étude a fait l’objet d’une publication dans [166] et au sein de la collaboration CTA [167].

Nous détaillerons tout d’abord la méthode d’analyse et la définition de la région d’intérêt dans la section 11.2. Dans la section 11.3 nous présentons les caractéristiques du signal attendu et celles du bruit de fond. Nous inclurons comme contribution supplémentaire au signal l’effet Compton inverse et l’émission Galactique diffuse au bruit de fond. Nous tiendrons en compte aussi des incertitudes systématiques dans la méthode de likelihood comme vu au chapitre 8. Dans la dernière partie (section 11.4) nous présenterons les limites attendues sur la section efficace d’annihilation.

11.2 Définition des régions d’intérêt

Dans le but d’appliquer comme pour H.E.S.S. la méthode statistique du likelihood à 2 dimensions, la RoI est divisée en 5 sous régions (RoI_i , avec l’indice i allant de 1 à 5) décrites par des anneaux d’ouverture $\bar{\theta}_i$ centrés sur le centre Galactique de largeur 1° comme représentés sur la figure 11.1. La région de latitude Galactique $b_{\min} = -0.3^\circ$ et $b_{\max} = +0.3^\circ$ est exclue pour éviter toute contamination de rayons γ provenant de sources astrophysiques comme par exemple HESS J1745-290 coïncidant avec le trou noir centrale Sgr A* [53], HESS J1747-281 coïncidant avec la supernovae G0.9+0.1 [54] et aussi de l’émission diffuse vu par H.E.S.S. [55]. L’angle solide $\Delta\Omega_i$ couvert par la RoI_i s’écrit donc :

$$\Delta\Omega_i = \Delta\Omega_i^{\text{ann}} - \Delta\Omega_i^{\text{rec}}, \quad \left\{ \begin{array}{l} \Delta\Omega_i^{\text{ann}} = 2\pi \int_{\bar{\theta}_i - \Delta\theta}^{\bar{\theta}_i} d\theta \sin\theta \quad (\text{anneau } i) \\ \Delta\Omega_i^{\text{rec}} = 4 \int_{\bar{\theta}_i - \Delta\theta}^{\bar{\theta}_i} d\ell \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} db \cos b \quad (\text{région rectangle } i) \end{array} \right. , \quad (11.1)$$

Les tailles angulaires de toutes les RoI_i sont fournies dans le tableau 11.1 avec les valeurs du facteur J correspondant en $\text{GeV}^2\text{cm}^{-5}$.

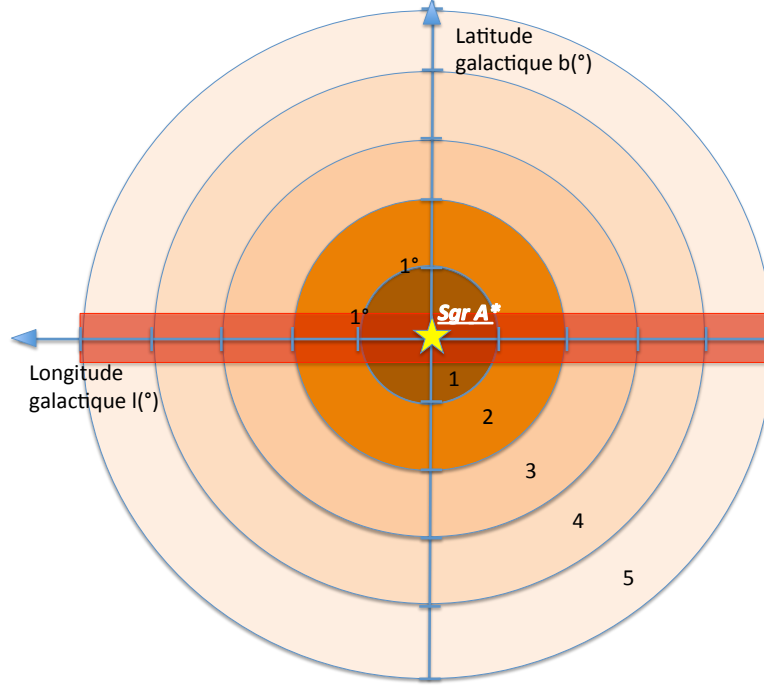


FIGURE 11.1: La région d'observation principale divisée en 5 anneaux de largeur 1° numérotés. La région d'exclusion $|b| < 0.3^{\circ}$ est représentée par la bande rouge. L'étoile jaune désigne la position du trou noir central Sgr A*.

11.3 Taux d'évènements de signal et de bruit de fond attendus

11.3.1 Contribution de l'effet Compton inverse

Le signal d'annihilation de matière noire vient principalement de l'émission principale décrite dans le chapitre 7. Dans cette étude nous allons considérer l'émission secondaire provenant de l'ICS. En effet, le centre Galactique étant une région très riche en étoiles jeunes et massives et en nuages moléculaires, on peut donc s'attendre à ce que des électrons produits lors de l'annihilation interagissent avec les photons infrarouge et optique du milieu ambiant. Nous verrons par la suite que cette émission secondaire a une contribution importante sur le taux de signal attendu et donc sur la sensibilité particulièrement dans les canaux leptoniques. Nous sommes donc en présence de :

- *L'émission principale* : Le flux différentiel de rayons γ produit par l'annihilation de particule de matière noire de masse m_{DM} venant d'une direction angulaire $d\Omega$ est donnée par l'équation (7.1). Nous considérons ici la distance du soleil par rapport au GC est $r_{\odot} = 8.33$ kpc. Le facteur J dépendant de l'angle d'ouverture est donné dans la table 11.1. Le profil Einasto 1 comme dans le chapitre 7 décrit dans l'équation (7.8)

11. Sensibilité de CTA vers le centre Galactique

Région i	Taille angulaire ($\Delta\Omega_i \times 10^{-4}$) en [sr]	facteur J ($10^{21}[\text{GeV}^2\text{cm}^{-5}]$)		
		Einasto 2	Einasto 1	NFW
RoI_1 ($\bar{\theta}_i = 1^\circ$)	5.91	1.42	4.61	1.09
RoI_2 ($\bar{\theta}_i = 2^\circ$)	25.1	3.17	9.56	2.02
RoI_3 ($\bar{\theta}_i = 3^\circ$)	44.2	3.37	9.59	2.03
RoI_4 ($\bar{\theta}_i = 4^\circ$)	63.3	3.30	9.02	1.98
RoI_5 ($\bar{\theta}_i = 5^\circ$)	82.3	3.15	8.35	1.92

TABLE 11.1: Taille angulaire de la région i et la valeur du facteur J correspondante en GeV^2/cm^5 pour les profils considérés dans le chapitre 7.

dépend de 3 paramètres obtenues dans le tableau 7.1 qui sont ici : $\rho_s=0.033 \text{ GeV}/\text{cm}^3$, $r_s=28.44 \text{ kpc}$ et $\alpha_s=0.17$. Pour obtenir ces paramètres nous avons pris comme référence la densité de matière noire au niveau du soleil $\rho_\odot=0.3 \text{ GeV}/\text{cm}^3$ et la masse totale de matière noire contenue dans 60 kpc $M_{60}=4.7 \times 10^{11} M_\odot$ [168].

Le facteur J est très sensible à la paramétrisation et à la normalisation du profil de densité de matière noire, il existe donc des valeurs très différentes qui auront un impact important sur la sensibilité. Le profile Einasto 2 utilisé étant le plus conservateur des profils piqués, nous n'utiliserons que ce dernier pour les calculs de limite dans cette étude.

- *L'effet Compton inverse* : L'émission de rayons γ supplémentaire grâce à l'IC dans le centre Galactique à cause de la présence de photon IR et optique très importante dans cette région. Le flux différentiel produit par l'IC dans une région angulaire $d\Omega$ est donné dans l'équation 7.4 du chapitre 7.

Ces deux processus d'émission ont des contributions très différentes comparés au signal attendu en fonction de l'énergie et des canaux d'annihilation considérés. Le flux total intégré $\frac{d\Phi_{\gamma,i}^{\text{PP}}}{dE_\gamma}$ (émission principale + secondaire) provenant de la RoI_i s'écrit :

$$\frac{d\Phi_{\gamma,i}^{\text{PP}}}{dE_\gamma} = \frac{d\Phi_{\gamma,i}^{\text{PR}}}{dE_\gamma} + \frac{d\Phi_{\gamma,i}^{\text{IC}}}{dE_\gamma} \quad (11.2)$$

La figure 11.2 montre la contribution de chacune des deux émissions à l'émission totale pour les canaux e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$, $b\bar{b}$, $t\bar{t}$ et W^+W^- . Dans la RoI_1 l'émission ICS $\frac{d\Phi_{\gamma,i}^{\text{IC}}}{dE_\gamma}$ est tracée par une ligne pointillée bleue tandis que l'émission principale $\frac{d\Phi_{\gamma,i}^{\text{PR}}}{dE_\gamma}$ est tracée par une ligne pointillée rouge pour une particule de matière noire de masse $m_{\text{DM}} = 2 \text{ TeV}$ et une section efficace d'annihilation $\langle\sigma v\rangle = 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$. L'émission total dans la RoI_1 $\frac{d\Phi_{\gamma,i}^{\text{PP}}}{dE_\gamma}$ est quand à elle tracé en noire. Les lignes pleines respectent le même code couleur mais représentent les émissions dans la RoI total. La contribution de l'ICS est particulièrement importante à basse énergie dans les canaux d'annihilation leptonique. Par exemple pour les canaux e^+e^- et $\mu^+\mu^-$ elle domine l'émission principale jusqu'à plus de 300 GeV.

11.3 Taux d'évènements de signal et de bruit de fond attendus

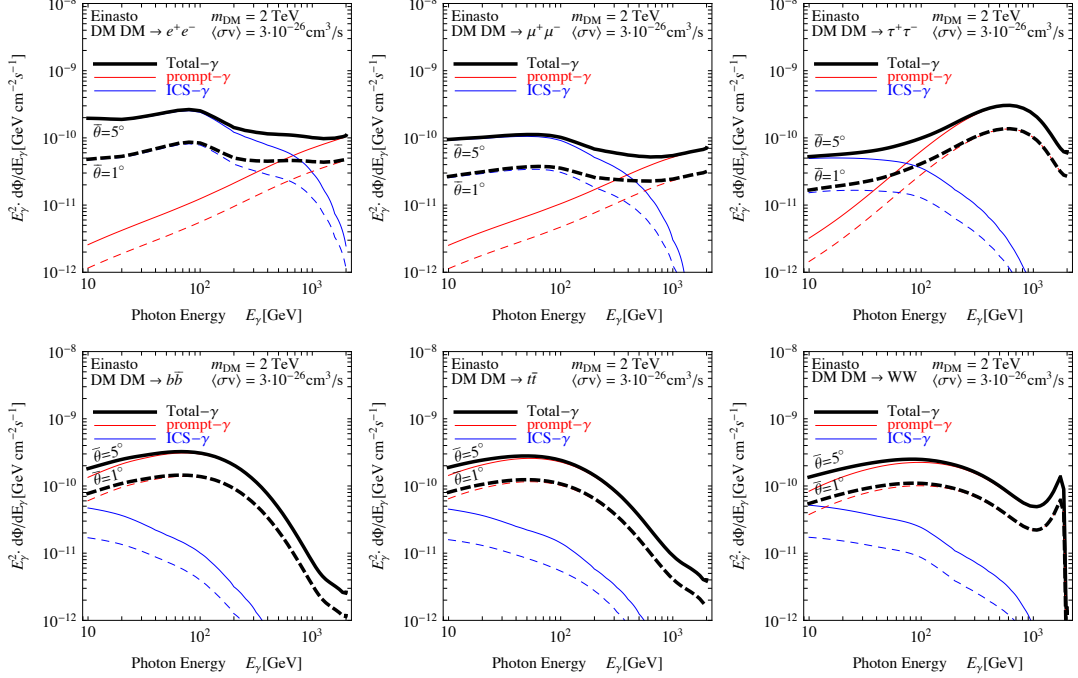


FIGURE 11.2: Exemple de flux de rayons γ dans les canaux d'annihilation leptonique $DMDM \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$ dans la première ligne, en quark et en bosons de jauge $DMDM \rightarrow b\bar{b}, t\bar{t}, W^+W^-$ dans la deuxième ligne, pour des particule de matière noire de masse 2 TeV annihilant avec une section efficace thermique de $\langle\sigma v\rangle = 3 \times 10^{-26} \text{cm}^3/\text{s}$. Le flux prédit par l'émission principale est tracé en rouge, celui prédit par l'ICS en bleu et la somme des deux en noir. Dans les 6 cas la les lignes hachurées montrent la prédiction du signal pour la RoI_1 et les lignes pleines pour la RoI totale.

11.3.2 Bruit de fond résiduel et émission Galactique diffuse

Dans le cas des IACTs, le bruit de fond dominant est, comme vu dans la section 10.2, le flux d'électrons et de hadrons. Nous avons déjà expliqué au chapitre 2 comment ces derniers participent au bruit de fond irréductible de tout réseau de télescope Cherenkov. Dans le cas plus particulier du centre Galactique une contamination par l'émission Galactique diffuse (GDE) à laquelle CTA pourrait être sensible est envisagée et nous allons la quantifier dans cette section.

On peut considérer deux types d'émissions diffuses qui ont été détectées jusqu'à présent. La première a été découverte par H.E.S.S. [55, 169] à des énergies de (0.2 – 20) TeV sur 200 pc le long du plan Galactique, spatialement corrélée avec les nuages moléculaires. Plus de détails sur cette émission sont donnés dans le chapitre 4. C'est cette émission ainsi que les sources présentes qui nous ont amené à exclure une bande de $|b| < 0.3^\circ$ pour éviter toute contamination.

La deuxième a été mesurée par le satellite FERMI en dessous de 800 GeV [171]. Elle est considéré comme pouvant provenir de trois facteurs principaux [172]

- la décroissance de π^0 provenant de collision proton-proton dans le milieu interstellaire ;

11. Sensibilité de CTA vers le centre Galactique

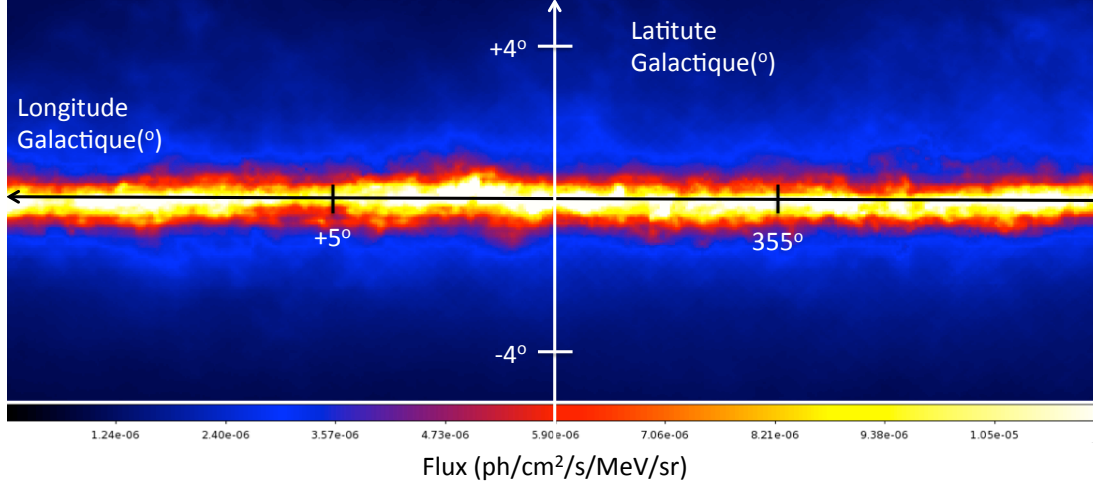


FIGURE 11.3: Flux de l'émission diffuse Galactique vu par le satellite Fermi-LAT en coordonnées Galactique pour $|l| < 10^\circ$ et $|b| < 5^\circ$. La figure a été obtenue grâce aux carte disponible dans [170].

- le Bremsstrahlung d'électrons relativistes ; et
- l'effet Compton inverse d'électron relativiste sur l'émission de source VHE standard [173].

Dans notre RoI le GDE est très bien décrit par une loi de puissance allant jusqu'à 500 GeV et peut être obtenu de manière très précise dans les 5° centraux grâce aux cartes extraites de [170]. Nous avons donc extrait le flux de GDE par stéradian $d\Phi_\gamma^{\text{GDE}}/(dE_\gamma d\Omega)$ venant des données publiques P7V6 dans les 1° centraux, en excluant la bande $|b| < 0.3^\circ$, soit notre RoI_1 . Le même flux que dans la RoI_1 est considéré dans les autres RoI_2 à RoI_5 . Ce choix surestime donc le GDE, dont la normalisation du flux décroît avec la distance au centre de la galaxie, mais permet d'obtenir des résultats conservateurs. De plus la loi de puissance décrivant le GDE a été extrapolée au delà de 500 GeV pour couvrir la fenêtre en énergie de CTA. C'est encore une fois une solution conservatrice puisqu'à hautes énergies on s'attend à ce que le GDE soit absorbé par diffusion photon-photon et production de paire avec les photons du milieu ambiant. La collaboration FERMI a même rapporté la possible présence d'une coupure à 800 GeV dans le spectre de l'émission diffuse [171].

11.3.3 Comparaison du nombre d'évènements attendus

Pour calculer de manière réaliste le nombre d'évènements dû au signal et au bruit de fond dans le détecteur, nous allons devoir nous utiliser les résultats des simulations Monte-Carlo des performances du réseau I de CTA présentées dans la section 10.2. Pour un temps donné T_{obs} , le nombre d'évènements observés par cellule en énergie est obtenue par la convolution de l'équation (11.2) avec la surface effective $\mathcal{A}_{\text{eff}}^\gamma(E_\gamma)$ et la résolution en énergie modélisé par une fonction gaussienne. Ce nombre d'évènement peut être calculé pour chaque RoI_i dans la cellule

11.3 Taux d'évènements de signal et de bruit de fond attendus

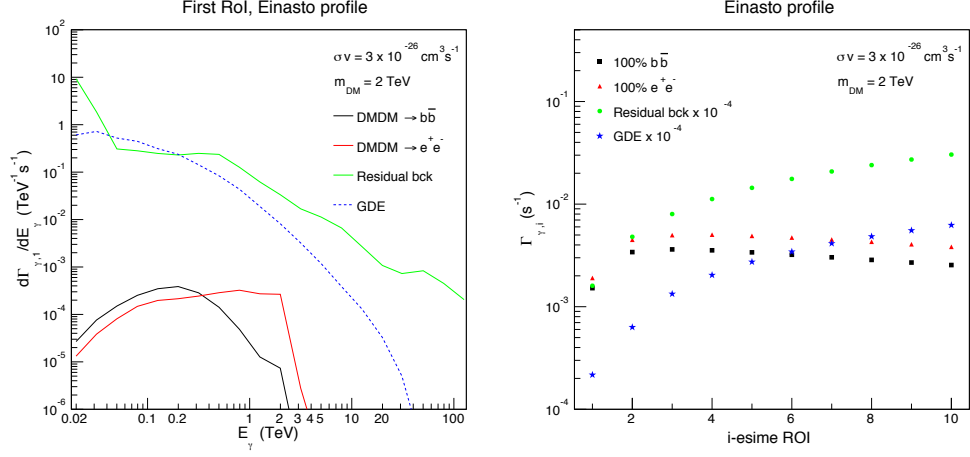


FIGURE 11.4: Morphologie spatiale et spectrale d'un signal typique de matière noire et du bruit de fond irréductible. À gauche : Taux différentiel d'évènements attendus en fonction de l'énergie de matière noire dans la RoI_1 , considérant une particule de 2 TeV s'annihilant en $b\bar{b}$ (ligne noire) et e^+e^- (ligne rouge) pour $\langle\sigma v\rangle = 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Ils sont comparés au bruit de fond estimé par simulation Monte Carlo des rayons cosmiques (ligne verte) et au GDE (ligne bleue pointillée) dans la même région. À droite : Taux d'évènements attendus intégrés sur toutes les cellules en énergie dans chaque RoI_i pour la même particule de matière noire. Le canal d'annihilation en paires de e^+e^- est représenté par les triangles rouges et le canal $b\bar{b}$ par les carrés noirs. Le bruit de fond de CR dans la RoI_i est montré avec les ronds verts et le GDE par des étoiles bleues. On représente ici des régions au delà de la RoI total (RoI_6 à RoI_{10}).

en énergie j de largeur ΔE_j par la formule :

$$N_{\gamma,ij}^S = T_{\text{obs}} \int_{\Delta E_j} dE_{\gamma} \frac{d\Gamma_{\gamma,i}^S}{dE_{\gamma}}, \quad (11.3)$$

avec

$$\frac{d\Gamma_{\gamma,i}^S}{dE_{\gamma}} = \int_{-\infty}^{+\infty} dE'_{\gamma} \frac{d\Phi_{\gamma,i}^{\text{tot}}}{dE'_{\gamma}}(E'_{\gamma}) \mathcal{A}_{\text{eff}}^{\gamma}(E'_{\gamma}) \frac{e^{-\frac{(E_{\gamma}-E'_{\gamma})^2}{2\sigma^2(E'_{\gamma})}}}{\sqrt{2\pi\sigma^2(E'_{\gamma})}}, \quad (11.4)$$

où $\sigma(E_{\gamma}) = \delta_{\text{res}}(E_{\gamma})/\sqrt{8 \ln(2)}$ est la largeur gaussienne dépendante de l'énergie et $\delta_{\text{res}}(E_{\gamma})$ est la résolution en énergie extraite de [154]. $d\Gamma_{\gamma,i}^S/dE_{\gamma}$ est le taux différentiel d'évènement γ attendu.

Les équations (11.3) et (11.4) peuvent s'appliquer similairement pour connaître le nombre d'évènement provenant du bruit de fond irréductible et du GDE. Pour le bruit de fond irréductible on remplace l'exposant S (pour signal) par CR (rayons cosmiques) et $\mathcal{A}_{\text{eff}}^{\gamma}(E_{\gamma})$ par $\mathcal{A}_{\text{eff}}^{\text{CR}}(E_{\gamma})$. C'est une manipulation importante puisque $\mathcal{A}_{\text{eff}}^{\gamma}(E_{\gamma}) \neq \mathcal{A}_{\text{eff}}^{\text{CR}}(E_{\gamma})$ à cause notamment du facteur de rejet des hadrons qui dépend de l'énergie. Pour le GDE on remplace les occurrences de S par GDE.

11. Sensibilité de CTA vers le centre Galactique

La partie gauche de la figure 11.4 représente la morphologie spectrale de $d\Gamma_{\gamma,1}^S/dE_\gamma$ pour une particule de matière noire de 2 TeV annihilant dans les canaux $b\bar{b}$ (ligne noire) et e^+e^- (ligne rouge) avec $\langle\sigma v\rangle=3\times 10^{-26}\text{cm}^3\text{s}^{-1}$. On remarque que le taux d'évènements dû à l'annihilation de la matière noire est supprimé à basse énergie (en dessous de 100 GeV typiquement) à cause de l'effondrement de la surface effective de CTA. Sur cette figure sont aussi représenté le bruit de fond résiduel pour le réseau I (ligne verte) ainsi que le GDE (ligne pointillé bleue).

La partie droite de la figure 11.4 montre quand à elle la morphologie spatiale des taux d'évènements sommés sur toutes les cellules en énergie au dessus de 30 GeV, $\Gamma_{\gamma,i}^S=1/T_{\text{obs}}\sum_j N_{\gamma,ij}^S$, dans toutes les RoI_i pour i allant de 1 à 10. Pour une même particule de matière noire candidate les taux d'évènements sont représentés par des triangles rouges pour le canal d'annihilation e^+e^- et par des carrés noirs pour le canal $b\bar{b}$. Il est important de noter le changement de pente dans l'évolution du signal de matière noire pour i entre 3 et 4 comparé aux deux types de bruits de fond qui eux ne cessent de croître. Cela permet d'augmenter le pouvoir de discrimination du likelihood et ainsi d'améliorer la sensibilité de CTA. En plus de l'augmentation de la statistique cette particularité qui motive le choix d'une RoI allant jusqu'à 5° .

11.4 Calcul de la sensibilité

Nous avons vu dans la figure 11.4 que le signal et le bruit de fond ont des comportements différents tant aux niveaux spectral que spatial. Le signal d'annihilation de la matière noire présente une coupure en énergie à m_{DM} alors que le bruit de fond résiduel non, ce qui augment le pouvoir de discrimination. Le profil de matière noire (qui décroît avec la distance au centre) permet au taux d'évènement provenant du signal de matière noire d'avoir une distribution spatiale différente (partie droite de la figure 11.4) qui passe par un maximum, à cause de l'augmentation de la taille de la région d'intégration, avant de diminuer. Le bruit de fond résiduel a lui une distribution isotrope et va donc augmenter proportionnellement à la taille de la région d'intégration. Pour calculer la sensibilité de CTA à l'annihilation de matière noire dans le centre Galactique nous avons utilisé le test statistiques basé sur le maximum de vraisemblance décrit dans le chapitre 8 et l'équation (8.14) pour y implémenter l'impact des erreurs systématiques. On calcul ensuite le rapport des likelihoods qui suit une distribution de χ^2 avec un degré de liberté. Les valeurs de TS supérieur à 2.71 sont exclues et les sensibilités sont calculées pour 95% C.L.. Nous ferons par la suite plusieurs considérations :

- Les régions OFF peuvent être observer simultanément avec les régions ON.
- La régions OFF est 5 fois plus grandes que la régions ON.
- Les temps d'observations considérés sont de 100h et 500h.
- Les erreurs systématiques peuvent varier entre 0,3 et 3%.

Nous allons maintenant détailler les résultats obtenus pour la sensibilité de CTA sur l'annihilation de matière noire à 95% C.L. . La sensibilité est calculée sur une fenêtre en masse allant de 30 GeV à 80 TeV pour les canaux d'annihilation suivant $\chi\bar{\chi}\rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-, b\bar{b}, t\bar{t}$ and W^+W^- . Nous avons pris en compte l'émission par ICS des e^+e^- produit par l'annihilation de matière noire sur les photons de milieu ambiant et nous avons vu que cela se révélait particu-

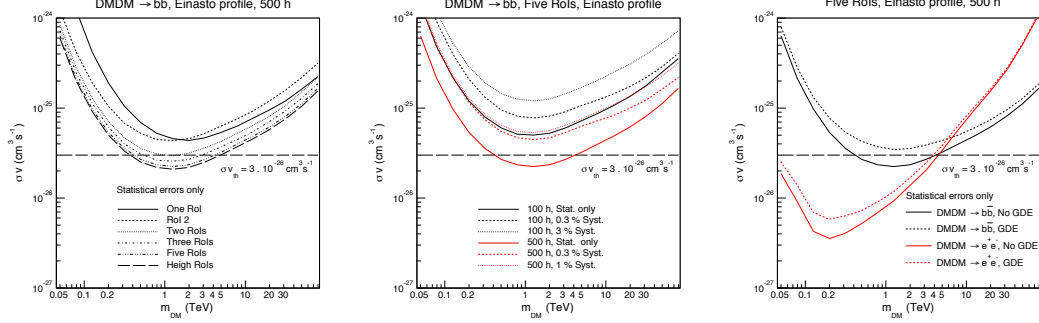


FIGURE 11.5: Nous présentons ici les résultats sur la sensibilité de CTA pour 95% C.L. à l'annihilation de matière noire dans le plan $(m_{\text{DM}}, \langle\sigma v\rangle)$. Sauf si cela est mentionné, tous les graphiques utilisent les 5 RoI_i , une exposition de 500 heures, un seuil de 30 GeV et ne prennent en compte que les erreurs statistiques. *À gauche* : Amélioration de la sensibilité de CTA pour le canal $DMDM \rightarrow b\bar{b}$ grâce à l'augmentation du nombre de cellules spatiales (2, 3, 5 et 8). On peut directement les comparer avec les résultats obtenus dans le cas où seules les cellules en énergie sont utilisées dans l'analyse pour les régions 1 (ligne noire) et 2 (ligne noire en pointillés) seule. *Au centre* : Dégradation de la sensibilité de CTA pour le canal $DMDM \rightarrow b\bar{b}$ causée par de possibles erreurs systématiques. Des temps d'observation de 100 heures (ligne noire) et 500 heures (ligne rouge) sont considérés avec des erreurs systématiques prenant les valeurs 0,3%, 1% et 3%. *À droite* : Impact du GDE sur la sensibilité de CTA lorsqu'il est ajouté en plus du bruit de fond résiduel (lignes pointillées) pour les canaux $DMDM \rightarrow b\bar{b}$ (ligne noire), et $DMDM \rightarrow e^+e^-$ (ligne rouge). Les lignes pleines correspondent aux sensibilités sans l'ajout du GDE.

lièrement efficace pour les canaux e^+e^- et $\mu^+\mu^-$ (voir figure 11.2). L'émission ICS des canaux leptoniques apporte une contribution importante du flux attendu à l'intérieur de la fenêtre en énergie de CTA, ce qui a pour effet d'améliorer la sensibilité de façon importante.

Les incertitudes systématiques peuvent être importantes car le GC est une région très complexe (voir chapitre 4), comme nous le montrons dans la figure 11.5 en bas à gauche. En utilisant notre analyse à 2 dimensions pour 100 heures (ligne noire) et 500 heures (ligne rouge) nous avons introduit différents niveaux de systématiques : 0,3%, 1% et 3%. Lorsque les limites tenant compte des incertitudes systématiques sont comparées à celles calculées pour des fluctuations statistiques seules, il est évident que la sensibilité s'en trouve détériorée de manière significative. En particulier introduire une valeur de 0,3% de systématiques pour 100 heures d'observations dégrade les limites de 50%. Pour minimiser l'apparition d'effets systématiques des stratégies de pointés sont développées pour obtenir une exposition homogène dans la RoI. Nous avons effectué ici un traitement de systématiques supposées non corrélées, la sensibilité obtenue reste donc conservatrice.

Dans la figure 11.5 en bas à droite nous montrons l'impact qu'a l'ajout du GDE (ligne pointillée) dans le bruit de fond pour 500h d'observation pour les canaux $\chi\bar{\chi} \rightarrow b\bar{b}$ (ligne noire), et $\chi\bar{\chi} \rightarrow e^+e^-$ (ligne rouge). Les limites sans GDE sont tracées en trait plein. L'ajout du GDE détériore d'un facteur ~ 2 les limites au maximum de la sensibilité. Néanmoins nous

11. Sensibilité de CTA vers le centre Galactique

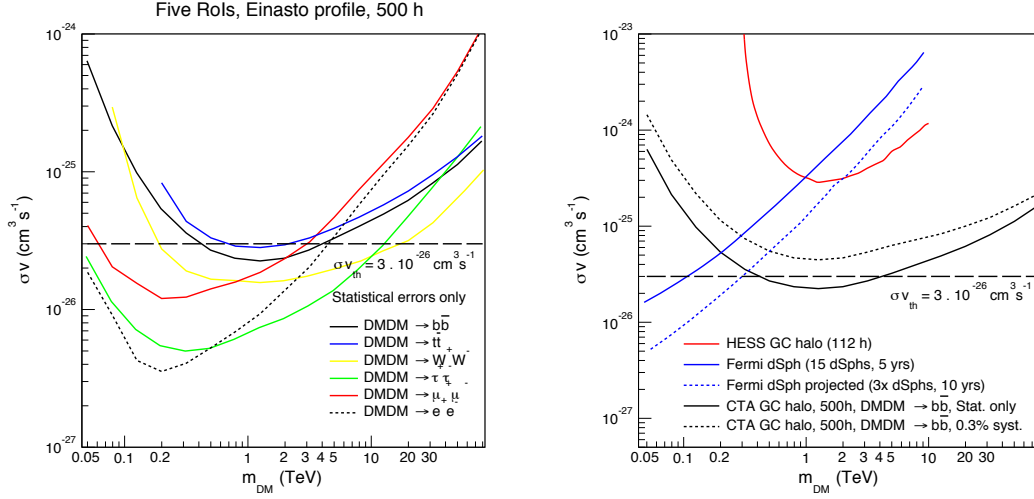


FIGURE 11.6: Sauf si spécifié, nous montrons ici les limites les plus optimistes dans le plan $(m_{DM}, \langle\sigma v\rangle)$ où on ne prend en compte ni les incertitudes systématique ni l’impact du GDE. À gauche : Sensibilité de CTA pour les canaux d’annihilations, $DMDM \rightarrow b\bar{b}$ en noire, $t\bar{t}$ en bleu, W^+W^- en jaune, $\tau^+\tau^-$ en vert, $\mu^+\mu^-$ en rouge et e^+e^- en ligne noire pointillé. La valeur de la section efficace thermique de référence est aussi tracée (ligne noire en long pointillée). La sensibilité est calculée pour une exposition uniforme de 500 heures sur les 5 régions utilisées pour l’analyse en assumant un rapport de branchement de 100% dans tous les canaux. À droite : La sensibilité de CTA dans le canal $DMDM \rightarrow b\bar{b}$ (ligne noire) comparée aux autres limites les plus contraignantes à ce jour. En particulier, on peut voir les limites de H.E.S.S. pour 112 heures d’observation du centre Galactique (ligne rouge) et les limites de FERMI provenant de l’observation de 15 dSph pendant 5 ans (ligne bleue). Un projection des limites de FERMI pour 10 ans d’observation sur 45 dSph est montré par une ligne bleue pointillée. Enfin nous montrons aussi la sensibilité de CTA en prenant en compte 0.3% d’erreurs systématiques (lignes noires pointillées).

avons considéré un GDE isotrope égal à celui mesuré dans la RoI_1 et extrapolé au delà de 500 GeV. C’est une approximation qui à pour effet de surestimer le GDE dans les différentes cellules spatiale et spectrale. Les limites obtenues ici sont donc conservatrices. Pour s’affranchir du GDE une technique consisterait à faire une coupure en énergie typiquement entre 100 et 500 GeV pour limité la pollution du GDE sans perdre trop de signal provenant de l’IC. Des optimisations en fonction du rapport signal sur bruit sont envisagées pour optimiser le seuil en énergie de l’analyse.

Dans la figure 11.6, sauf si cela est précisé nous montrons les limites dans le plan $(m_{DM}, \langle\sigma v\rangle)$ sans prendre en compte ni les systématiques ni le GDE et pour un temps d’observation de 500 heures. Dans la partie à gauche de la figure 11.6 nous montrons la sensibilité de CTA pour l’annihilation de matière noire dans différents canaux ($DMDM \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-, b\bar{b}, t\bar{t}$ et W^+W^-). Pour les canaux leptoniques les limites pouvant être atteintes par CTA sont bien en dessous de la valeur de section efficace thermique, et particulièrement dans le canal e^+e^- où la sensibilité descend jusqu’à $\langle\sigma v\rangle \approx 5 \times 10^{-27} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ pour une particule de matière noire de

masse 200 GeV. Cela vient du fait que la population de paires e^\pm est originalement produite à très hautes énergies et donc l'émission ICS secondaire se retrouve dans la plage en énergie accessible de CTA (voir figure 11.2). Les canaux hadroniques eux, ont une contribution IC faible. Les limites obtenues sont les meilleures dans le canal W^+W^- atteignant une valeur de $\langle\sigma v\rangle \simeq 1.5 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$ pour $m_{\text{DM}} \simeq 1 \text{ TeV}$.

Nous montrons aussi dans la partie droite de la figure 11.5 la comparaison des limites obtenues par CTA (ligne noire) sans et avec 0.3% systématique (ligne noire pointillée), avec celles d'autres expériences de détection indirecte. Les contraintes obtenues par le satellite FERMI grâce à l'observation de 15 galaxies naines pendant 6 ans sont tracées en bleu [123]. La section efficace thermique est exclue pour des masses allant jusqu'à $\sim 100 \text{ GeV}$. Une projection de ces contraintes pour 45 galaxies naines observées pendant 10 ans est tracée en ligne bleue pointillée. Enfin les limites de H.E.S.S. pour 112h d'observation sont représentées en rouge.

11.5 Conclusion et discussion

La sensibilité de CTA à l'annihilation de matière noire vers le GC est améliorée par le likelihood bidimensionnel et par la contribution de l'IC. Elle est par contre dégradée par les erreurs systématiques et le GDE. La stratégie d'observation et les techniques d'analyses devront être optimisées pour pouvoir minimiser le plus possible tous les facteurs contribuant à une baisse de la sensibilité pour que CTA soit capable de sonder la section efficace thermique dans tous les canaux. Les observations avec CTA fourniront un test décisif sur le modèle des WIMPs au TeV et/ou la distribution de matière noire dans la région du centre Galactique.

Un éventuel signal de matière noire détecté au centre galactique doit être vérifié dans un environnement astrophysique plus propre, étant donné la complexité et la variété des émissions conventionnelles dans cette région. C'est pourquoi les futures recherches de matière noire avec CTA se concentreront aussi sur les galaxies naines. Dans le chapitre suivant nous calculerons la sensibilité de CTA vers les 10 dSph les plus prometteuses.

11. Sensibilité de CTA vers le centre Galactique

Chapitre 12

Sensibilité de CTA vers les galaxies naines satellites de la Voie Lactée

Sommaire

12.1	Sélection des cibles	178
12.2	Méthode d'analyse	180
12.3	Incertitudes systématiques sur le facteur astrophysique	182
12.4	Résultats	183
12.5	Recherche de signaux de type lignes	187
	12.5.1 Modèles spécifiques au TeV	188
	12.5.2 Calcul de sensibilité	189
12.6	Conclusion et discussion	190

Dans le chapitre 7 nous avons montré que les galaxies naines satellites de la Voie Lactée (dSph) sont d'excellentes cibles pour la recherche de matière noire, en particulier à cause du faible bruit de fond d'origine astrophysique attendue. Les dSph sont présentées dans tout le ciel et de nombreuses campagnes d'observations ont été menées par les différents télescopes Tcherenkov actuels (voir chapitre 9). Le projet CTA envisage de déployer deux réseaux, dans l'hémisphère nord aux îles Canaries et dans l'hémisphère sud au Chili, lui permettant de pouvoir potentiellement observer toutes les dSph connues lors de sa mise en service. De plus la meilleure sensibilité du réseau comparé aux télescopes actuels permet d'espérer de bien meilleures limites.

Dans ce chapitre nous allons étudier le potentiel de CTA vers les dSph pour la recherche de matière noire. Nous définirons dans un premier temps les meilleurs candidats parmi les dSph dites *classiques* et celles à faible luminosité (*Ultra faints*). Nous calculerons ensuite la sensibilité de CTA dans le cas d'un signal de continuum vers les meilleurs candidats choisis et la dSph récemment découverte Reticulum II. Enfin nous étudierons le potentiel de CTA pour la recherche d'un signal de ligne dans les meilleures candidates établies auparavant et concluons sur les perspectives. Cette étude fait l'objet d'une publication dans [174].

12.1 Sélection des cibles

Les dSph connues aujourd'hui sont listées dans la figure 7.8 du chapitre 7 et on en dénombre aujourd'hui 48. Avec les futurs relevés comme PanSTARRS [175, 176], Dark Energy Survey (DES) [177] le Large Synoptic Survey Telescope (LSST) [178, 179, 180] de nombreuses avancées peuvent être espérées dans ce domaine au cours des prochaines années.

Un des problèmes majeurs des dSph est la rareté des traceurs stellaires qui rendent la détermination du facteur J sujet à des incertitudes statistiques et systématiques. Dans le cas des *Ultra faints* (UF), le nombre d'étoiles utilisées pour calculer le facteur J peut être de l'ordre de quelques dizaines unités, par exemple 70 et 20 pour Segue I et Ursa Major II tandis les dSph *classiques* peuvent en avoir plusieurs milliers, comme par exemple Fornax avec 2483 étoiles. Les récentes études associées suscitent de nombreux débats sur sa valeurs et son incertitude [139, 181, 182, 183, 184, 185]. En particulier, dans le cas de Segue I les disparités sur le calcul du facteur J peuvent être importantes, à cause de la contamination stellaire d'étoile de notre propre galaxies [138].

Cible	Hémisphère	Distance [kpc]	Taille angulaire [deg]	Nombre d'étoiles	nombre de RoI_i	$\log_{10}(\frac{J}{\text{GeV}^2 \text{cm}^{-5}})$
Carina	S	101	1.26	774	4	$17.84^{+0.08}_{-0.08}$
Draco	N	82	1.30	292	6	$18.89^{+0.14}_{-0.14}$
Fornax	S	138	2.61	2483	3	$17.78^{+0.13}_{-0.08}$
Sculptor	S	79	1.94	1365	3	$18.45^{+0.07}_{-0.06}$
Ursa Minor	N	66	1.37	313	2	$18.89^{+0.30}_{-0.30}$
Bootes I	N	66	0.47	37	4	$18.20^{+0.40}_{-0.36}$
Coma Berenices	N	44	0.31	59	3	$19.02^{+0.37}_{-0.40}$
Segue I	N	23	0.35	70	3	$19.33^{+0.32}_{-0.34}$
Ursa Major I	N	97	0.43	39	4	$17.86^{+0.56}_{-0.33}$
Ursa Major II	N	30	0.53	20	4	$19.36^{+0.42}_{-0.41}$
Reticulum II	S	32	—	—	5	$19.30^{+0.40}_{-0.40}$

TABLE 12.1: Liste des dSph considérées dans notre analyse avec les propriétés nécessaires pour l'étude présentée ici. Les cinq premières lignes sont les dSph *classiques* et les cinq suivantes les *UF*. Les colonnes donnent dans l'ordre : l'hémisphère où l'objet est situé, sa distance, sa taille angulaire dans le ciel (dernière étoile membre), le nombre d'étoiles, le nombre i de sous RoI_i de 0.1° de largeur optimisée, le facteur J et son incertitude statistique, intégré sur toutes les RoI_i .

Pour ce travail nous sélectionnons les dSph avec les facteurs J les plus élevés obtenus par l'analyse de leur dynamique stellaire [137], ils sont en très bon accord avec des résultats obtenus dans une autre récente étude [138]. Cette sélection comprend 5 dSph *classiques* (Carina, Draco, Fornax, Sculptor et Ursa Minor) et 5 dSph *Ultra faints* (Bootes, Coma Berenices, Segue I, Ursa Major I et II). Plusieurs de ces dSph ont fait l'objet d'observations par des réseaux de télescopes Tcherenkov, et notamment Segue I [141, 186, 187] qui était une cible de première intérêt jusqu'aux travaux récents publiés dans [138]. Nous la considérons toujours dans notre analyse sachant que le facteur J obtenu dans [137] est peut être surestimé d'un facteur $\sim 10^3$. En plus de ces 10 candidates nous ajoutons la dSph récemment découverte Reticulum II (DES J0335.6-5403) dans notre analyse. Sa relative proximité (≈ 32 kpc) et le fait que plusieurs études estiment qu'elle contient une importante fraction de matière noire [143, 188] en font une des meilleures cible pour les recherches avec CTA. Dans le cas de Reticulum II nous utilisons le facteur J calculé dans [143].

Les différentes dSph considérées ici et de leurs propriétés sont données dans le tableau 12.1 mais ainsi le site de CTA préféré pour les observer.

12.2 Méthode d'analyse

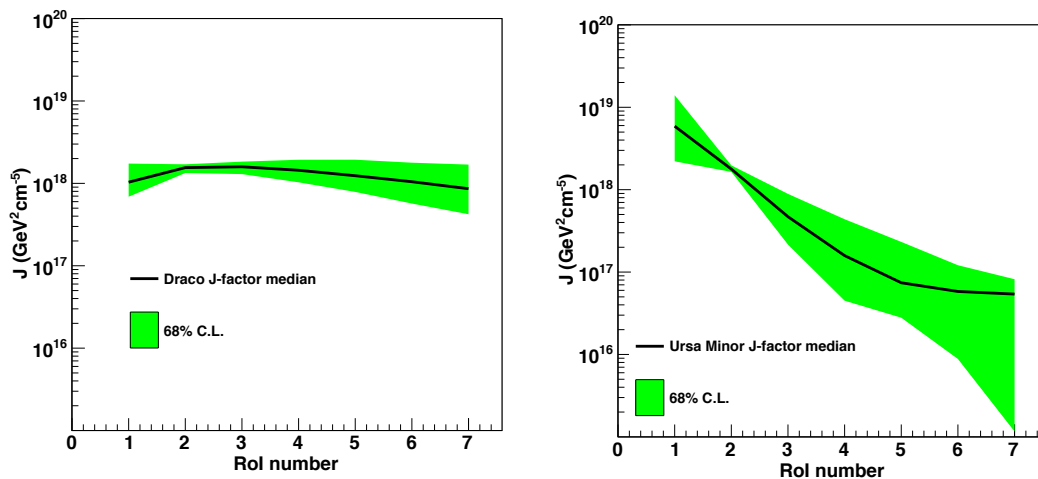


FIGURE 12.1: Évolution de la valeurs du facteur J en $\text{GeV}^2\text{cm}^{-5}$ en fonction de la RoI considérée pour Draco (à gauche) et Ursa Minor (à droite) avec les limites de confiance à 68% (bandes vertes). Figures obtenues grâce aux valeurs de Ref. [137]

Pour cette étude, la méthode d'analyse est similaire à celle utilisée dans le chapitre précédent sur le centre Galactique. Nous utilisons le test statistique basé sur le likelihood bidimensionnel défini dans le chapitre 8 ainsi que les performances de CTA issues du réseau I défini au chapitre 10. Trois principaux changements interviennent cependant :

- Les sous RoI sont des anneaux de 0.1° de largeur. Leur nombre est donné dans la sixième colonne du tableau 12.1 et est choisi de façon à optimiser le rapport signal sur bruit.
- Aucune contribution d'une émission Galactique diffuse s'ajoutant au bruit de fond résiduel n'est considérée. La latitude Galactique des dSph étant suffisamment élevée pour que cette contamination soit négligeable par rapport au bruit de fond résiduel.
- Aucune contribution de l'effet Compton inverse n'est considéré dans le signal. L'activité stellaire des dSph étant quasiment nulle, seul les photons du CMB peuvent être une cible pour l'ICS. Cette contribution sera négligée dans cette analyse.

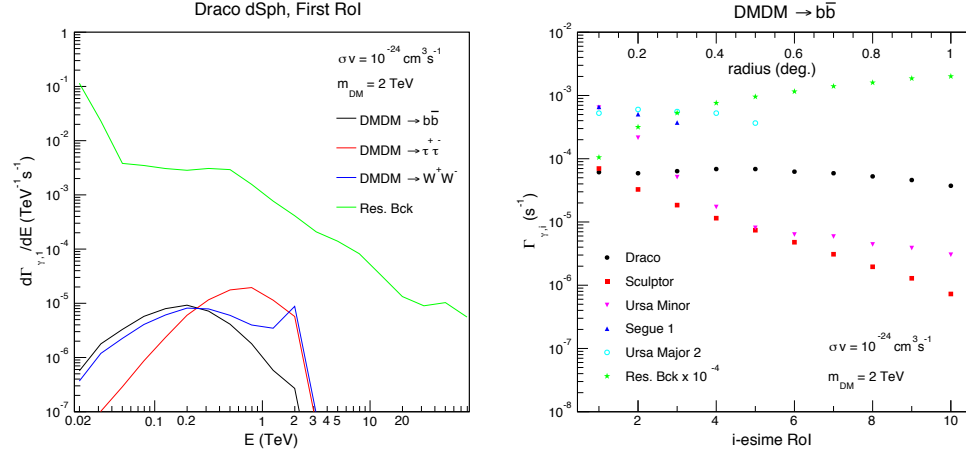


FIGURE 12.2: Évolution spectrale et spatiale du signal vis à vis du bruit de fond. À gauche : Spectre différentiel du taux d'événements prédits dans la RoI_1 de Draco pour une particule de matière noire s'annihilant avec une section efficace de $\langle\sigma v\rangle = 10^{-24} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ en $b\bar{b}$ (ligne noire), $\tau^+\tau^-$ (ligne rouge) et W^+W^- (ligne bleue). Pour comparaison, les simulations Monte Carlo du taux d'évènement du bruit de fond résiduel sont aussi représentées (ligne verte). À droite : Taux d'évènements totaux sommés sur toutes les cellules en énergie au dessus de 30 GeV dans les sous RoI_i . Nous considérons une particule de matière noire s'annihilant avec $\langle\sigma v\rangle = 10^{-24} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ en $b\bar{b}$. La dépendance spatiale du taux est présenté pour 3 dSph : Draco (points noirs), Sculptor (carrés rouges) et Ursa Minor (triangles magenta) mais aussi pour 2 *Ultra faints* : Segue I (triangles bleus) et Ursa Major II (cerles cyans). Le taux de bruit de fond résiduel multiplié par un facteur 10^{-4} est représenté (étoiles vertes) pour comparaison.

On peut voir la dépendance du profil de matière noire en fonction de la RoI_i pour Draco et Ursa Minor sur la figure 12.1. Draco a un profil beaucoup plus plat que Ursa Minor, ce qui se reflète directement dans le tableau 12.1 par le nombre de RoI utilisée. On peut pour Draco considérer 6 RoI alors qu'avec Ursa Minor seulement deux sont nécessaires pour avoir un rapport signal sur bruit optimal.

La figure 12.2 à gauche donne le spectre différentiel du taux d'évènement prédit dans la RoI_1 pour une particule de matière noire s'annihilant avec une section efficace de $\langle\sigma v\rangle =$

$10^{-24} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ dans les canaux $b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$ et W^+W^- comparé aux bruit de fond résiduel. À droite est représenté le taux d'évènements total sommé dans toutes les cellules en énergie pour chaque sous RoI au dessus de 50 GeV pour une particule de matière noire s'annihilant avec $\langle\sigma v\rangle = 10^{-24} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ en $b\bar{b}$ pour 5 dSphs. On remarque que certaines ont un profil plus plat se rapprochant d'un profil à cœur, comme Draco ou Ursa Major II, tandis que d'autres ont clairement un profil piqué vers le centre comme Ursa Minor et Sculptor (voir figure 12.1 et 12.2).

12.3 Incertitudes systématiques possible sur la détermination du facteur astrophysique

Le contenu de matière noire d'un objet a un impact du premier ordre sur les limites attendues. Une cible pour la recherche de matière noire doit avoir une valeur du facteur J la plus importante possible. Cependant l'estimation du facteur J est soumis à de nombreuses incertitudes. Dans cette section nous allons énumérer les principales sources possibles d'erreurs systématiques sur le facteur J . Les erreurs statistiques sont elles directement liées aux mesures de vitesse des étoiles disponibles.

- Certaines étoiles de la Voie Lactée en avant plan peuvent s'introduire dans les données. Il n'existe pas de méthode simple pour les différencier des étoiles appartenant à la dSph. Ces intrusions augmentent artificiellement la dispersion des vitesses, ce qui surestime le facteur J d'environ 0.1 dex¹.
- Les formes des dSph peuvent être affectées par les forces de marée du à la présence de la Voie Lactée [189]. Les dSph à faibles latitudes Galactique, comme Sagittarius, le sont particulièrement [190]. Cette effet amène aussi à surestimer le facteur J [191] d'environ 0.3 dex.
- Dans beaucoup de travaux, les données sur la dispersion des vitesses sont binnées. Le choix de la taille des cellules peut affecter fortement l'estimation du contenu de matière noire dans le centre et augmenter l'incertitude sur la présence d'un profil piqué ou à cœur [192] et amène une incertitude pouvant atteindre 1 dex.
- La méconnaissance de la position exacte du centre d'une dSph amène à y sous estimer la densité, donc l'existence d'un profil piqué, et le facteur J . Même dans une dSph bien connue comme Fornax le centre est estimé à quelque minutes d'arc près [193]. Cela peut amener des incertitudes de 0.2 dex.
- Bien que peu probable, très peu de travaux considère la possibilité de la présence d'un trou noir super massif au cœur d'une dSph. La présence d'un trou noir à deux effets sur le facteur J . Premièrement, comme le trou noir attire la matière noire, il favorisera la présence d'un profile fortement piqué. Le facteur J serait sous estimé de plusieurs ordres de grandeurs. Deuxièmement, la présence d'un trou noir réduit la quantité totale de matière noire dans la dSph puisque la masse totale reste inchangée et donc réduit le facteur J . Les incertitudes créées par la présence d'un trou noir super massif peuvent

1. $\text{dex}(x)=10^x$

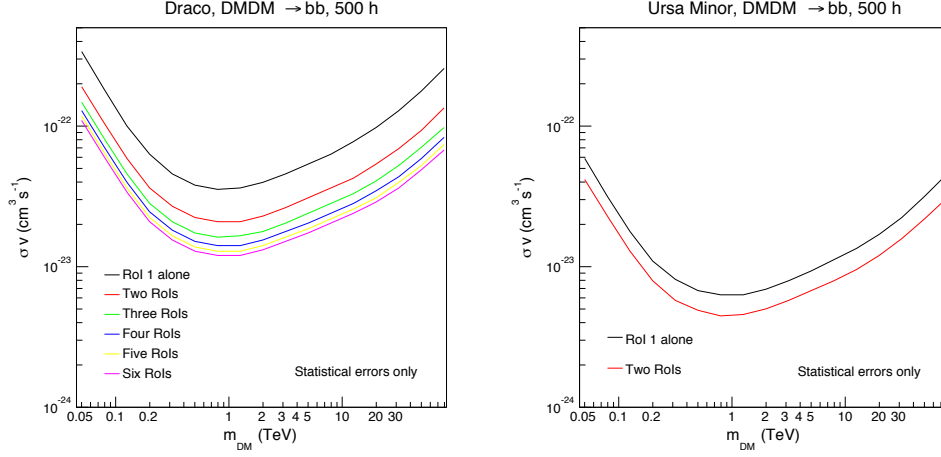


FIGURE 12.3: Sensibilité de CTA dans le plan $(m_{\text{DM}} \sigma v)$ dans le canal $b\bar{b}$ vers Draco et Ursa Minor. L’analyse utilise 500 heures d’observation dans chaque sous *RoI*, un seuil en énergie de 50 GeV et seule les erreurs statistiques définies dans le chapitre 8 sont considérées. Le nombre de sous *RoI* est choisis de façon à optimiser le rapport signal sur bruit. Vers la dSph Draco (à gauche) et vers la dSph Ursa Minor (à droite).

amener des incertitudes allant de 1 dex jusqu’à 6 dex dans certains cas [194].

12.4 Résultats

Nous présentons ici les résultats sur la sensibilité de CTA à 95% C.L. pour l’annihilation de matière noire. Les figures représentent les limites attendues dans le plan $(m_{\text{DM}}, \langle \sigma v \rangle)$ pour des m_{DM} allant de 50 GeV à 80 TeV dans les canaux d’annihilation ($\text{DM DM} \rightarrow \mu^+ \mu^-, \tau^+ \tau^-, b\bar{b}, t\bar{t}$, et $W^+ W^-$). Les incertitudes statistiques sur le facteur J sont prises en compte comme présenté dans le chapitre 8. Nous considérons un large échantillon de dSph qui ont le facteur J les plus prometteurs et pour chacune d’entre elle nous appliquons la méthode d’analyse statistique déjà utilisée au chapitre précédent.

Dans la figure 12.3 nous montrons que les dSph doivent être considérées comme des objets étendus pour CTA, c’est à dire que l’analyse d’une source ponctuelle n’est pas optimale en terme de matière noire. Le halo de matière noire permet d’accumuler plus de statistique et augmenter la sensibilité jusqu’à un facteur 4 comme c’est le cas par exemple pour Draco. Il est possible de gagner de la sensibilité en agrandissant la RoI pour les objets ayant un profil de matière noire plus plat. Le tableau 12.1 donne la taille maximale optimale des RoI pour chaque dSph. Les dSph avec un profil de densité plus plat (comme Draco et Ursa Major II) sont des objets plus étendus que celles avec des profils plus piqués (comme Ursa Minor ou Coma Berenice). Il est important de noter que la taille des régions d’intérêts considérées dans cette étude et plus faible que la taille physique des objets. Ceci est dû au fait que le bruit de fond résiduel dans les sous RoI plus éloignées cache complètement le faible signal de matière noire ce qui ne permet

12. Sensibilité de CTA vers les galaxies naines satellites de la Voie Lactée

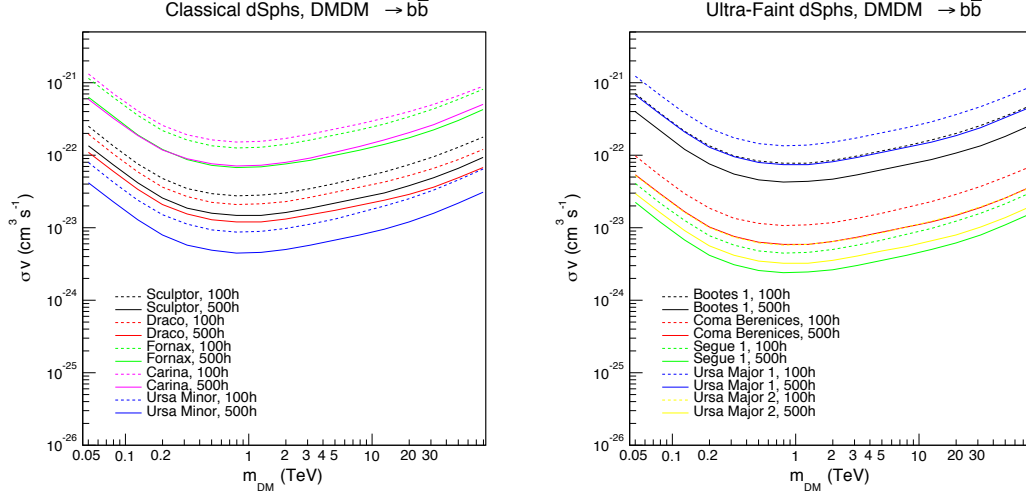


FIGURE 12.4: Sensibilité de CTA vers les dSph considérées dans le canal $\rightarrow b\bar{b}$ pour 100h (lignes pointillées) et 500 (lignes pleines). Pour les *Classiques* (à gauche) et pour les *UF* (à droite).

aucun gain en sensibilité (voir figure 12.2).

La figure 12.4 montre les limites attendues pour CTA dans le plan $(m_{\text{DM}}, \langle \sigma v \rangle)$ pour les canaux DM DM $\rightarrow b\bar{b}$ vers notre sélection de dSphs *classiques* (figure de gauche) et *UF* (figure centrale). Les sensibilités sont obtenues pour 100h (lignes en pointillées) et 500 heures (lignes continues) d’observation vers une dSph donnée. Comme on peut le voir, la sensibilité la plus forte, parmi les dSphs *classiques*, est obtenue en regardant Ursa Minor (lignes bleues). En particulier, la sensibilité atteinte $\langle \sigma v \rangle \sim 4.7 \times 10^{-24} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ pour $m_{\text{DM}} \approx 1 \text{ TeV}$ et 500 h d’observation. Pour les autres *classiques* les limites sont toujours au dessus de $\langle \sigma v \rangle \approx 10^{-23} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$. En résumé, compte tenu de sa concentration piquée en matière noire et aux faibles incertitudes statistiques, Ursa Minor est la meilleure dSph *classique* à l’heure actuelle pour la recherche de signal d’annihilation de matière noire avec CTA.

Dans l’image centrale de la même figure, nous présentons les limites attendues pour les dSph *UF*. Dans certains cas, leurs facteurs J sont plus élevés que celui de Ursa Minor (voir la dernière colonne du tableau 12.1). Par exemple, pour Segue I et Ursa Major II, les facteurs J sommés sur les sous RoI pertinentes sont respectivement $\log_{10} J^k = 19,33_{-0,34}^{+0,32}$ et $\log_{10} J^k = 19,36_{-0,41}^{+0,42}$ (voir figure 8.5 au chapitre 8). Il est évident que la sensibilité n’augmente pas de manière proportionnelle au facteur J à cause de l’impact de l’incertitude statistique dans le cas de *UF*. En outre, il est intéressant de remarquer que la sensibilité vers Segue I est meilleure que celle de Ursa Major II malgré un facteur J moyen plus faible. La raison vient du profil très piqué de Segue I permettant donc d’intégrer moins de fond et à ses erreurs statistiques plus élevées. Néanmoins, une étude récente indique que la valeur du facteur J de Segue I est largement surestimée à cause de la possible contamination d’étoile d’avant plan [138]. Compte tenu de ce fait, nous considérerons Ursa Major II comme la meilleure candidate *UF* pour la recherche de

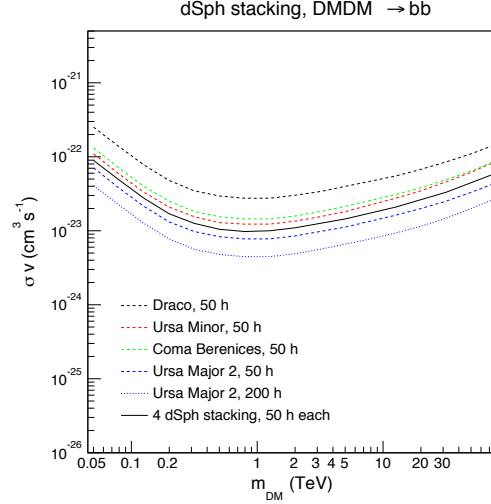


FIGURE 12.5: Analyses combinées de 50h d’observation sur 4 dSph, Draco, Ursa Minor, Coma et Ursa Major II, comparées à 200h d’observation sur Ursa Major II.

signal d’annihilation de matière noire avec CTA.

Dans la figure 12.5 nous présentons la sensibilité de CTA pour une analyse combinée des observations de plusieurs dSphs, Draco, Ursa Minor, Ursa Major II et Coma Berenice. Nous avons combiné ces quatre dSphs qui pourraient être observées lors de relevés extragalactiques pouvant atteindre $4000^{\circ 2}$ avec 0.5 heure d’exposition uniforme dans le champs de vue [195]. Les résultats sont présentés pour le canal d’annihilation $DMDM \rightarrow b\bar{b}$ pour 50 heures d’observation sur chaque dSph (lignes pointillées) et pour l’analyse combinée de 200 heures (ligne noire pleine). Pour comparaison nous montrons aussi la sensibilité obtenue pour 200 heures d’observation de Ursa Major II (la ligne bleue pointillée). Comme on peut le constater, en cas d’une analyse combinée, la sensibilité atteint $\langle\sigma v\rangle \sim 1.0 \times 10^{-23} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ pour $m_{DM} \approx 1 \text{ TeV}$. C’est plus faible que la limite projetée pour Ursa Major II seule pour juste 50 h ($\langle\sigma v\rangle \lesssim 8.8 \times 10^{-24} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ pour $m_{DM} \approx 1 \text{ TeV}$). En effet, la grande incertitude statistique dans la détermination du facteur J , particulièrement pour les dSphs UF , a un rôle très pénalisant. En conséquence, si aucune amélioration sur de la détermination des erreurs statistiques n’ait faite, la stratégie optimale est de pointer CTA vers la dSph au facteur J le plus prometteur et l’incertitude statistique la plus petites, par exemple Ursa Minor et dans un second temps Ursa Major II et Reticulum II).

La figure 12.6 montre la sensibilité pour 500 h d’observation dans différents canaux d’annihilation pour deux *classiques* et deux UF . Pour toutes les dSphs, la sensibilité la plus élevé est obtenue pour le canal $DMDM \rightarrow \tau^+\tau^-$ (lignes bleues) pour $m_{DM} \approx 300 \text{ GeV}$. Dans le cas de Draco (en haut à gauche) on obtient $\langle\sigma v\rangle \sim 3.1 \times 10^{-24} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$, tandis que pour la meilleure dSph *classique*, Ursa Minor (en haut à droite), la sensibilité de CTA atteint $\langle\sigma v\rangle \sim 1.0 \times 10^{-24} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$. Dans les panneaux inférieurs nous montrons la sensibilité pour la meilleure dSph UF , Ursa Major II (en bas à gauche) et la récemment découverte Reticulum II (en bas à droite).

12. Sensibilité de CTA vers les galaxies naines satellites de la Voie Lactée

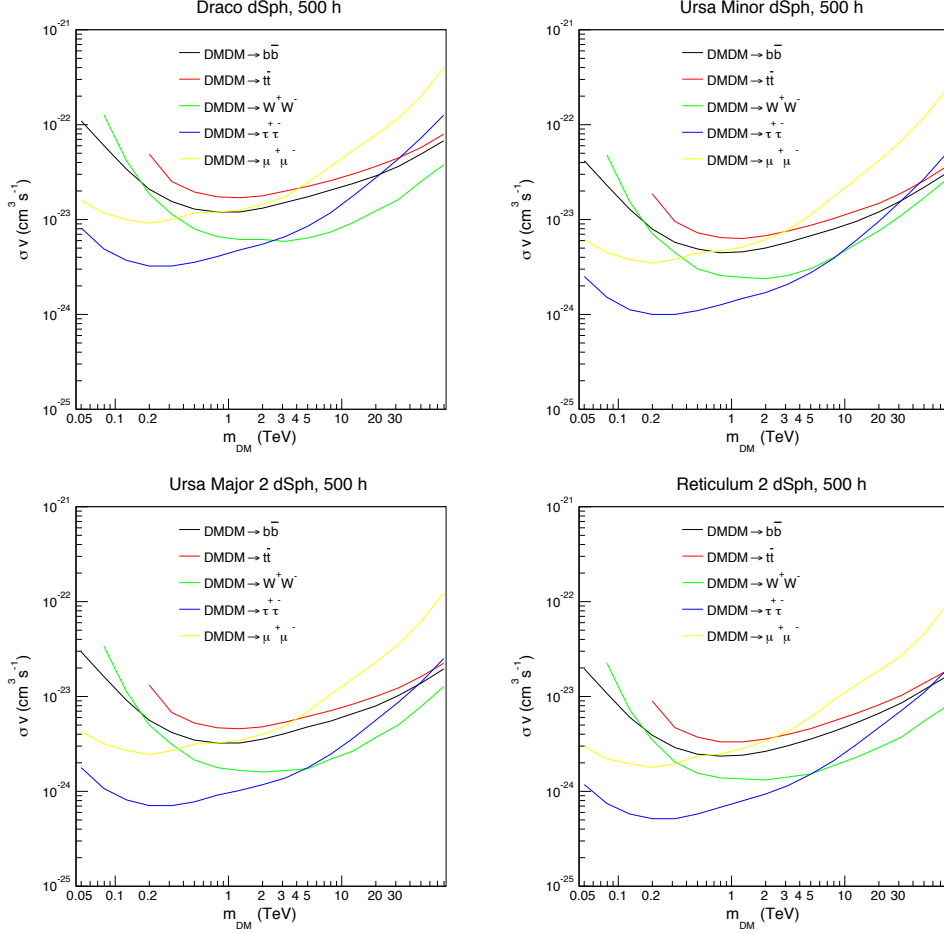


FIGURE 12.6: Sensibilité à 95% C.L. de CTA vers les meilleurs dSph candidates, Ursa Minor (en haut à gauche), Ursa Minor (en haut à droite), Ursa Major II (en bas gauche) et la nouvelle Reticulum II (en bas à droite), dans les canaux $DM DM \rightarrow b\bar{b}$ (noire), $t\bar{t}$ (rouge), W^+W^- (vert), $\mu^+\mu^-$ (jaune) et $\tau^+\tau^-$ (bleu) pour 500 h d'exposition homogène dans la RoI.

Les limites atteignent $\langle\sigma v\rangle \sim 7.0 \times 10^{-25} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ pour Ursa Major II et $\langle\sigma v\rangle \sim 5.1 \times 10^{-25} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ pour Reticulum II. Pour le canal $DMDM \rightarrow \mu^+\mu^-$ (lignes jaunes), la sensibilité de CTA est plus faible et la meilleure limite obtenue vers Reticulum II ($\langle\sigma v\rangle \sim 1.8 \times 10^{-24} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ pour $m_{\text{DM}} \approx 200 \text{ GeV}$). Pour les canaux hadroniques, $DMDM \rightarrow b\bar{b}$ (lignes noires), $t\bar{t}$ (lignes rouges) et W^+W^- (lignes vertes), la meilleure sensibilité est de nouveau obtenue vers Reticulum II pour des masses m_{DM} autour de 1 TeV. Plus spécifiquement, dans le canal W^+W^- la sensibilité atteint $\langle\sigma v\rangle \sim 1.3 \times 10^{-24} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ dans la gamme de masses du TeV.

Dans la figure 12.7, nous comparons les limites attendues pour le canal W^+W^- aux meilleures contraintes actuelles. Le résultat de l'analyse combinée de Fermi sur 15 dSph [146] est représenté par la ligne bleue. Nos limites commencent à être compétitives pour des masses

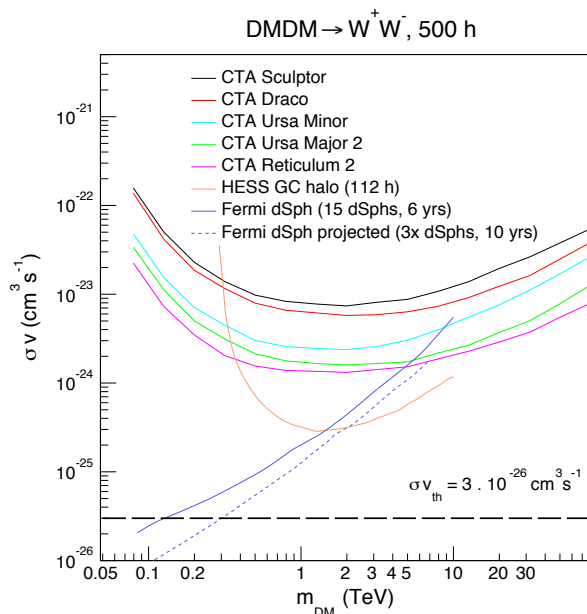


FIGURE 12.7: Comparaison de la sensibilité de CTA vers les dSph dans le canal DM $DM \rightarrow W^+W^-$, aux limites existantes. Les sensibilité avec CTA sont représentées pour des observation de 500h vers Sculptor (ligne noire), Draco (ligne rouge), Ursa Minor (ligne cyan), Ursa Major II (ligne verte) et Reticulum II (ligne magenta). Sont aussi représentées : les contraintes de HESS pour 112H vers le GC (ligne orange), les contraintes de Fermi pour l’observation de 15 dSph pendant 6 ans ainsi qu’une estimation de l’amélioration de limites de Fermi pour 45 dSph et 10 ans d’observation. La section efficace thermique est tracée par la ligne en pointillée noire.

m_{DM} au-dessus de plusieurs TeV. C’est toujours le cas, dans le scénario optimiste de 45 dSph pour 10 ans par Fermi [146] (ligne bleue pointillée). CTA aura donc la sensibilité nécessaires vers les galaxies naines pour explorer les propriétés d’une grande classe de modèles de matière noire au TeV comme le Wino (voir chapitre 6 et la section 12.5). En effet, d’une part, Fermi sera l’expérience principale pour explorer les candidats de $m_{DM} \sim 500$ GeV et d’autre part, CTA sera l’expérience majeure pour la recherche des masses plus lourdes ($m_{DM} > 1$ TeV). Même si la section efficace thermique est inaccessible avec un temps d’observation réaliste nous verrons que celles ci sont d’excellentes cibles pour tester des modèles de matière noire au TeV ou la section efficace peut bénéficier de l’effet Sommerfeld comme nous allons le voir dans la section suivante.

12.5 Recherche de signaux de type lignes

Pour rechercher des signaux de lignes avec les réseaux Tcherenkov, il serait évident de regarder le centre Galactique car il offre une densité en matière noire élevée et une meilleure

proximité que les dSph. Cependant la distribution de matière noire dans le GC est très faiblement contrainte et la présence d'un cœur peut diminuer la sensibilité pour les recherches de plusieurs ordres de grandeurs. Les dSph, contrairement au GC, offrent un environnement sans émission γ standard où le contenu en matière noire est mieux contraint. De plus, comme vu dans le chapitre 7 on peut s'attendre à ce que le signal d'annihilation de matière noire soit augmenté significativement grâce à l'effet Sommerfeld. En effet comme la vitesse de dispersion des étoiles étant de l'ordre de ~ 10 km/s les particules de matière noire ont des vitesses relatives très faibles. Nous présentons ici les flux de photons attendu ainsi que l'impact de l'effet Sommerfeld sur la section efficace d'annihilation pour ensuite calculer la sensibilité du réseaux CTA vers les meilleures dSph candidates trouvées dans les sections précédentes.

12.5.1 Modèles spécifiques au TeV

Dans cette étude nous nous focaliserons sur deux modèles spécifiques de matière noire qui fournissent des candidats avec des masses dans la plage du TeV présentés dans [196] :

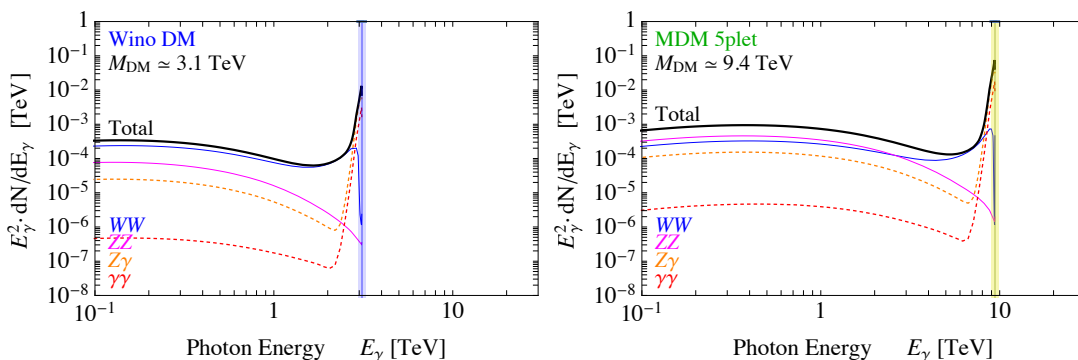


FIGURE 12.8: Spectre d'annihilation en bosons de jauge du modèle standard W^+W^- en bleu, ZZ en rose $Z \gamma$ en pointillés jaunes et $\gamma\gamma$ en pointillés rouges. À gauche : pour le Wino de 3.1 TeV (bande bleue). À droite : pour le MDM 5plet de 9.4 TeV (bande verte).

- **Le Wino :** La supersymétrie est une des théories au delà du modèle standard favorite. De cette théorie apparait un $SU(2)_L$ triplet fermionique ayant une section efficace en particules du modèle standard cohérent avec la section efficace thermique. C'est un des candidats à la matière noire les plus connus et sa masse prédite est de $m_{DM} \approx 3.1$ TeV.
- **Minimal DM 5-plet :** Le cadre théorique MDM (Minimal Dark Matter) est apprécié pour son nombre de paramètres libres réduits. L'idée principale derrière le MDM repose sur des symétries accidentelles pour assurer la stabilité de la particule de matière noire. Le seul candidat viable à la matière noire de ce modèle est un $SU(2)_L$ quintuplet fermionique neutre de couleur et d'hypercharge de masse $m_{DM} \approx 9.4$ TeV

La figure 12.8 représente le spectre d'annihilation du Wino et du MDM 5-plet en particules du SM. Dans les deux cas le spectre présente signal de ligne proche de m_{DM} deux ordres de grandeur au dessus du continuum. Le signal de type ligne représente la principale contribution

aux photons attendues.

L'augmentation de la section efficace d'annihilation par l'effet Sommerfeld est représenté sur la figure 12.9 pour les différents canaux d'annihilation.

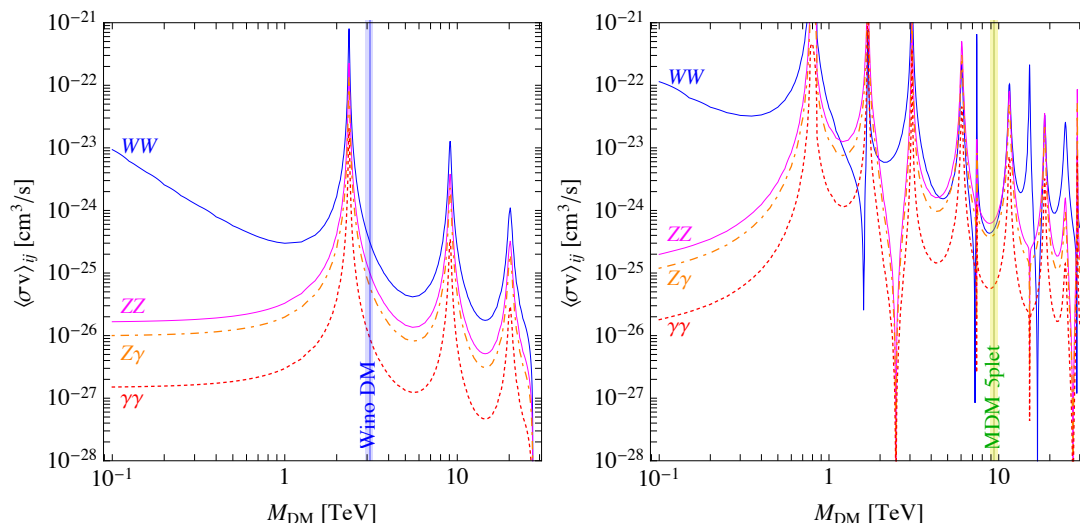


FIGURE 12.9: Section efficace d'annihilation en bosons de jauge du modèle standard W^+W^- en bleu, ZZ en rose $Z\gamma$ en pointillés jaunes et $\gamma\gamma$ en pointillés rouges. À gauche : pour le Wino de 3.1 TeV (bande bleue). À droite : pour le MDM 5plet de 9.4 TeV (bande verte). Figure extraite de [174].

12.5.2 Calcul de sensibilité

La sensibilité de CTA est calculée pour 100 heures d'observation de la même façon que dans les sections précédentes vers les deux meilleures candidates dSph Ursa Minor et Reticulum II et vers le GC pour deux profils de densité de DM différents : Einasto 1 et Burkert dont les propriétés sont données dans le tableau 7.1 du chapitre 7. Les résultats sont représentés dans la figure 12.10. On remarque que dans le cas du GC et d'un profil à cœur comme Burkert la sensibilité est moins bonne que pour les deux galaxies naines. À 3.1 TeV, pour le Wino la section efficace d'annihilation attendue est de $\langle\sigma v\rangle \approx 5 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ et la meilleure sensibilité avec les dSph vient de Reticulum II avec $\langle\sigma v\rangle \approx 5 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ pour 100 heures d'observation. Dans le cas du GC et du profil Burkert la limite attendue atteint $\langle\sigma v\rangle \approx 3 \times 10^{-25} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$. À 9.4 TeV, pour le MDM 5-plet la section efficace d'annihilation attendue est de $\langle\sigma v\rangle \approx 3 \times 10^{-25} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ et la sensibilité vers Reticulum II et Ursa Minor est de $\langle\sigma v\rangle \approx 1.2 \times 10^{-25} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ toujours pour 50 heures d'observation. Dans le cas du GC et du profil Burkert la limite attendue atteinte est de $\langle\sigma v\rangle \approx 5 \times 10^{-25} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$.

12. Sensibilité de CTA vers les galaxies naines satellites de la Voie Lactée

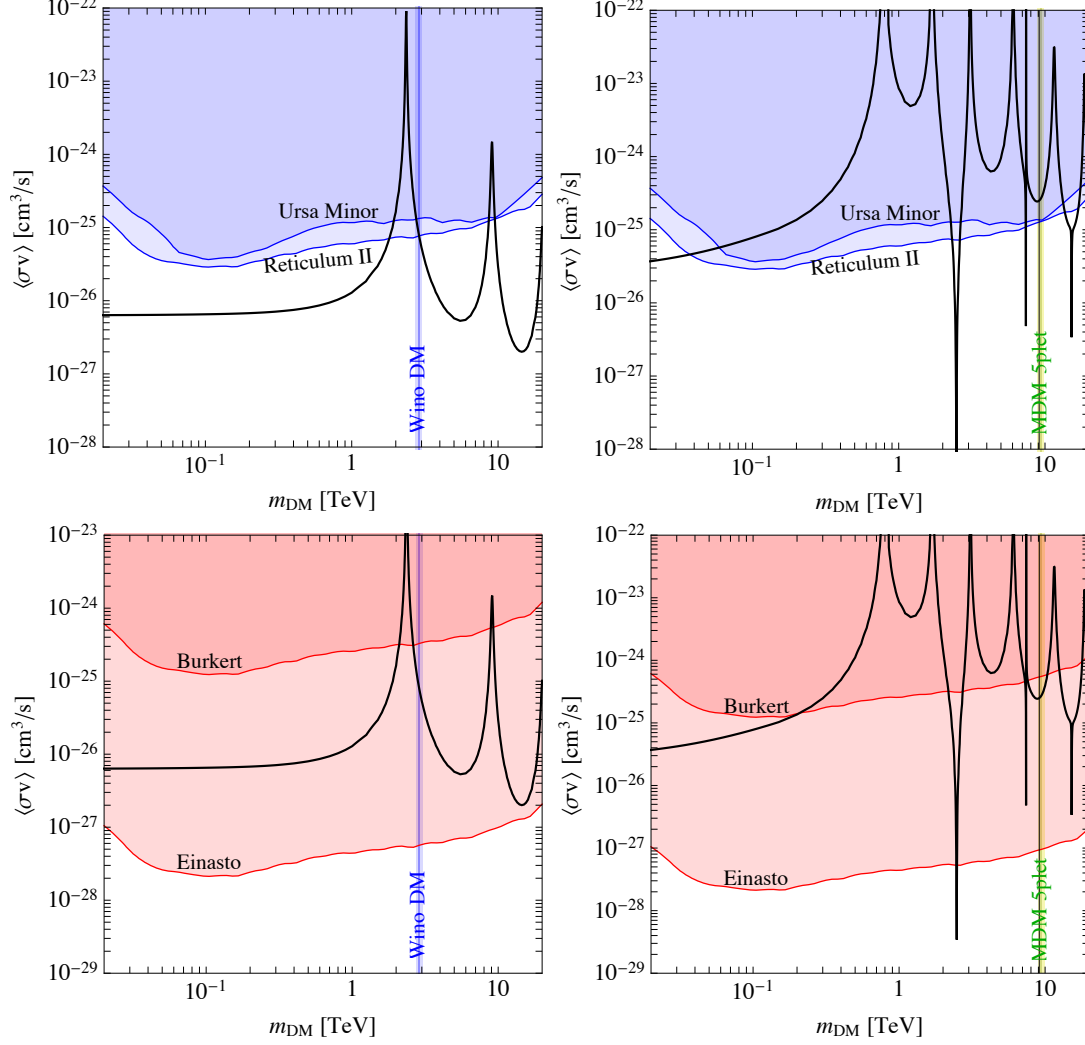


FIGURE 12.10: Sensibilité de CTA à 95% C.L. dans le plan $(m_{\text{DM}}, \langle\sigma v\rangle)$ pour des modèles de m_{DM} au TeV et 100 heures d’observation. *En haut à gauche* : Sensibilité vers les galaxies naines Ursa Minor et Reticulum II pour une annihilation de Wino en particules du SM. *En haut à droite* : Sensibilité vers les galaxies naines Ursa Minor et Reticulum II pour une annihilation de MDM 5-plet en particules du SM. *En bas à gauche* : Sensibilité vers le centre Galactique pour une annihilation de Wino en particules du SM dans le cas de trois profil de densité de matière noire. *En bas à droite* : Sensibilité vers le centre Galactique pour une annihilation de MDM 5-plet en particules du SM dans le cas de trois profil de densité de matière noire.

12.6 Conclusion et discussion

La meilleure sensibilité atteinte dans le canal W^+W^- avec les dSph est $\langle\sigma v\rangle \sim 1.3 \times 10^{-24} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ à $\sim 1 \text{ TeV}$ pour Reticulum II. Les limites obtenues sont bien qu’inférieures de 2 ordres de

grandeurs à celles obtenues avec le GC sont plus robustes grâce aux meilleures contraintes sur le profil de matière noire. Il sera très important pour CTA de considérer les dSph comme des objets étendus pour gagner en sensibilité et bien choisir les candidates *classiques* et *UF* les plus prometteuses, qui sont Ursa Minor, Ursa Major II et Reticulum II, en priorité pour les observations. Dans la section 12.5 nous avons vu que les observations vers les dSph permettent d'exclure des modèles de matière noire au TeV produisant des signaux de type ligne. Alors que l'incertitude sur le profil du Centre Galactique ne permettra pas de conclure avec certitude dans le cas où le profil de matière noire a un cœur de plusieurs kpc. Il sera donc essentiel pour CTA d'observer les dSph, qui sont complémentaires au GC, pour mettre des contraintes fortes sur les modèles de matière noire spécifiques au TeV.

12. Sensibilité de CTA vers les galaxies naines satellites de la Voie Lactée

Conclusion

Le réseau de télescopes Tcherenkov de troisième génération H.E.S.S. prend maintenant des données depuis 12 ans. Il permet d'observer des rayons γ de quelques dizaines de GeV à plusieurs dizaines de TeV depuis l'hémisphère sud, situation idéale pour l'observation du plan Galactique et particulièrement celle du centre Galactique au-delà de 100 GeV.

Depuis l'arrivée du télescope CT5 en 2012, le plus grand télescope Tcherenkov au sol jamais construit, l'électronique des caméras de CT1 à 4 n'est plus optimale et leur modernisation est nécessaire pour bénéficier du nouveau potentiel stéréoscopique du réseau. Pour palier ce problème mais aussi celui du vieillissement général de CT1 à 4, la modernisation de leur caméra est actuellement effectuée durant l'année 2016. Nous avons vu qu'il est impératif d'avoir un étalonnage optimal pour tirer le plus d'informations des caméras. C'est pour cela qu'une phase de tests avancés a été effectuée pour mesurer tous les paramètres d'étalonnages comme les piédestaux, la réponse à un photoélectron unique ou encore le couplage entre les voies d'acquisition. La nouvelle caméra de CT1 a été installée en Juillet 2015, une phase de *commissionning* des données a commencé. Après avoir vérifié la bonne intégration de la caméra dans le réseau, au niveau mécanique et du déclenchement central, des *runs* d'étalonnage sont effectués pour tester l'ensemble de la caméra. Les premiers résultats montrent une réduction importante du temps mort de lecture, de 450 μ s à <10 μ s, de la nouvelle camera permettant de meilleures observations conjointes avec CT5. La prise des premières données est toujours en cours et CT1 doit être rendu fonctionnel à la collaboration à la fin mai 2016.

Depuis sa mise en service H.E.S.S. observe le centre Galactique régulièrement tous les ans. La source centrale HESS J1745-290 coïncidente spatialement avec le trou noir central Sgr A* est maintenant la source HESS avec la plus grande exposition, avec plus de 250 heures. Même si la contrepartie astrophysique de HESS J1745-290 n'est pas encore avérée, de nombreuses avancées ont été faites sur la caractérisation de cette source comme la coupure à haute énergie grâce à l'augmentation de la statistique, et l'émission en dessous de 110 GeV avec le télescope CT5 permettant de reconnecter les spectres en énergie de HESS J1745-290 avec H.E.S.S. I et de l'émission observée par Fermi sur 5 ordres de grandeurs en énergies. L'analyse utilisant les télescopes CT1 à CT5 est la première analyse hybride effectuée en astronomie γ .

Grâce à la position privilégiée du réseau H.E.S.S. il est possible d'observer le centre Galactique à faibles angles zénithaux et les observations de H.E.S.S. permettent de mettre les meilleures contraintes sur la section efficace d'annihilation de particules de matière noire au-

12. Sensibilité de CTA vers les galaxies naines satellites de la Voie Lactée

delà de quelques centaines de GeV. Grâce à l'utilisation d'une méthode statistique d'analyse de données bénéficiant des propriétés spectrale et spatiale de la matière noire par rapport au bruit de fond ainsi que l'exposition importante disponible dans le centre Galactique les précédentes contraintes sont améliorées d'un facteur 5. Les contraintes atteignent dans le canal $\tau^+\tau^-$ atteignent des valeurs de $\langle\sigma v\rangle = 2 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ qui sont les meilleures limites au TeV, tout instrument confondu. Pour la première fois un réseaux de télescopes Tcherenkov au sol est capable de sonder la section efficace thermique. La mise en service de CT5 et une stratégie d'observation ambitieuse utilisant des pointés éloignés autour de Sgr A* est prévue pour les prochaines années. Elle devraient permettre de tester des valeurs de $\langle\sigma v\rangle$ inférieures à $3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ dans les canaux d'annihilation W^+W^- et $b\bar{b}$.

Les contraintes de H.E.S.S. sur la section efficace d'annihilation de la matière noire sont extrêmement encourageantes pour le futur proche de l'astronomie γ avec l'observatoire CTA. Les observations de CTA vers le centre Galactique permettront de sonder la section efficace thermique dans tous les canaux d'annihilation hadroniques et leptoniques, permettant un test du modèle des WIMPs au TeV et/ou de la distribution de matière noire dans le Centre Galactique. Ces derniers bénéficient de l'effet Compton inverse d'électrons énergétiques sur le fond de radiation ambiant et le fond infrarouge en particulier qui augmente significativement le flux de photons attendus. Dans le cas d'un profil avec un cœur de plusieurs kpc au centre de la Voie Lactée, les limites attendues vers le centre Galactique sont détériorées de plusieurs ordres de grandeur. Les observations des galaxies naines, dont la distribution de matière noire est mieux contrainte, sont nécessaires et permettront de contraindre très fortement des modèles spécifiques de matière noire au TeV.

Table des figures

1.1	Spectre en énergie du rayonnement cosmique	5
1.2	Composition du rayonnement cosmique	6
1.3	Spectre multi-longueur d'onde de la nébuleuse du Crabe	10
1.4	Comparaison des cascades atmosphériques	13
1.5	Méthode de détection de la lumière Tcherenkov issue d'une cascade atmosphérique	14
1.6	Exemples d'images dans les caméras de H.E.S.S.	15
1.7	Reconstruction stéréoscopique d'une cascade électromagnétique	16
2.1	Schéma de l'électronique des caméras de H.E.S.S. I	23
2.2	Système de déclenchement global	24
2.3	Évolution du taux de déclenchement en fonction du seuil en photo électrons	25
2.4	Schéma général de l'étalonnage et de la reconstruction d'un rayon γ	27
2.5	Distribution de la variable <i>Shower Goodness</i>	30
2.6	Mode d'observation <i>wobble</i>	31
2.7	Mode d'observation <i>wobble</i> en présence de régions d'exclusion	32
2.8	Pair de <i>runs</i> ON et OFF	33
2.9	Résolution en énergie de H.E.S.S. II	34
2.10	Surface effective de H.E.S.S. II en analyse Combinée	34
3.1	Architecture électronique de la nouvelle camera H.E.S.S. I	40
3.2	Représentation de la lecture des données dans la puce NECTAR	42
3.3	Photo des cartes analogiques	43
3.4	Exemple d'un signal dans une fenêtre de lecture dans le haut gain	44
3.5	Linéarité des canaux de haut et bas gain	46
3.6	Banc de test pour un tiroir à Zeuthen	47
3.7	Piédestaux électronique haut gain	48
3.8	Piédestaux électronique bas gain	49
3.9	Distribution des piédestaux pour les différents pixels du tiroir	50
3.10	Réponse à un photo électron unique	51
3.11	Couplage entre les voies	52
3.12	Boite noire pour 4 tiroirs et montage des tiroirs sur site	53

TABLE DES FIGURES

3.13	Distribution des piédestaux et de leurs RMS dans la caméra	54
3.14	Distribution des valeurs de piédestaux	55
3.15	Répartition de γ_e^{ADC} dans les 960 pixels de la caméra	55
3.16	Distribution des valeurs de γ_e^{ADC} dans la caméra pour le <i>run</i> numéro 117218	56
3.17	Distribution des évènements lors d'un <i>run</i> de p.e. unique	56
3.18	Distribution du temps mort entre les évènements	57
4.1	La région du centre Galactique vue par le VLA à 90 cm	63
4.2	Panorama composite du centre Galactique en Infrarouge moyen par <i>Spitzer</i> /IRAC	64
4.3	Mosaïque composite du centre Galactique vu par Chandra	65
4.4	Carte de significativité du centre Galactique en rayons X durs (20-40 keV)	66
4.6	Suivi de la trajectoire des étoiles autour de Sgr A*	68
4.7	Spectre en énergie sur vingt ordre de grandeur de la source centrale Galactique	69
4.8	Observation du centre Galactique au très hautes énergies par H.E.S.S.	70
4.9	Carte de significativité du centre Galactique vu par H.E.S.S.	73
4.10	Distributions angulaires des rayons γ autour de Sgr A*	73
4.11	Spectre de la source central HESS J1745-290	74
4.12	Spectre en énergie des nuages Sgr B2, C et D	75
5.1	Ajustement des gains de la caméra de CT5	79
5.2	Carte d'excès et distribution de la significativité pour l'analyse Mono de HESS J1745-290	80
5.3	Distribution angulaire des rayons γ autour de Sgr A* pour l'analyse Mono	80
5.4	Carte de significativité de H.E.S.S. pour l'analyse Mono	81
5.5	Carte d'excès et distribution de la significativité pour l'analyse Combinée de HESS J1745-290	82
5.6	Distribution angulaire des rayons γ autour de Sgr A* pour l'analyse Combinée	82
5.7	Carte de significativité de H.E.S.S. pour l'analyse Combinée	83
5.8	Spectre de HESS J1745-290 avec les données de 2014 pour l'analyse Mono et Combinée	84
5.9	Spectre de HESS J1745-290 avec les données de 2014 pour l'analyse Combinée comparé avec les spectres des sources Fermi	86
5.10	Comparaison des carte d'acceptance pour chaque type de pointé	87
5.11	Distribution angulaire des rayons γ autour de Sgr A* pour l'analyse Combinée de l'ensemble des données 2014 et 2015	88
5.12	Carte de significativité de H.E.S.S. en reconstruction analyse Combinée pour l'ensemble des données 2014 à 2015	89
5.13	Spectre de HESS J1745-290 avec les données de 2014 à 2015 pour l'analyse Combinée	90
6.1	Dispersion de vitesse des étoiles dans NGC 3198	95
6.2	L'amas du Boulet	98

6.3	Spectre de puissance angulaire du CMB	100
6.4	Simulation de la distribution de matière noire par Aquarius	101
6.5	Densité relique de matière noire	103
6.6	Les méthode de recherche de la matière	107
6.7	Exclusion de modèle SUSY par le détecteur ATLAS	108
6.8	Limites en détection directe	109
6.9	Limites en détection indirecte	110
6.10	La fraction de positron mesurée par AMS-02	112
7.1	Spectre d’annihilation de la matière noire en rayons γ	117
7.2	Illustration du calcul de la densité de matière noire sur la ligne de vue	118
7.3	Effet Sommerfeld	119
7.4	Champs de radiation interstellaires dans la région du CMZ	121
7.5	Diagrammes de Bremsstrahlung interne	121
7.6	Distribution spatiale du facteur J pour des profils de densité de matière noire piqués et à cœur	123
7.7	Densité de matière noire dans la Voie Lactée pour différents profils	124
7.8	Les galaxies naines satellites de la Voie Lactée découvertes en 2015	127
7.9	Dispersion de la vitesse des étoiles dans les galaxies naines satellites de la Voie Lactée et estimation du facteur J	128
8.1	Division de la région ON en 7 sous régions	136
8.2	Surface effective en fonction de l’énergie de l’instrument H.E.S.S. et nombre d’évènement de signal attendu	137
8.3	Comparaison des limites attendues en fonction de la méthode statistique utilisée.	138
8.4	Intervalle de confiance et évolution du rapport logarithmique des likelihood en fonction de la section efficace d’annihilation	139
8.5	Impact de l’erreur statistique sur le facteur J	141
9.1	Contraintes actuelles sur la section efficace d’annihilation	145
9.2	Carte de significativité du centre Galactique et distribution angulaire des évène- ments	146
9.3	Schéma de la technique de mesure du bruit de fond résiduel	147
9.4	Distribution des évènements dans les 7 <i>RoI</i> ON et leur régions OFF associées	148
9.5	Simulation du bruit de fond et distribution des valeurs de $\langle\sigma v\rangle$	149
9.6	Contrainte sur la section efficace d’annihilation $\langle\sigma v\rangle$ à 95% C.L dans plusieurs canaux d’annihilation	151
9.7	Impact de la distribution du profil de densité et comparaison avec les contraintes existantes	152
9.8	Surface effective et taux d’évènement de bruit de fond pour H.E.S.S. II	154
9.9	Limites attendues sur la section efficace d’annihilation $\langle\sigma v\rangle$ à 95% C.L. pour 1000h d’observation avec H.E.S.S. II	155

TABLE DES FIGURES

9.10	Limites attendues sur la section efficace d'annihilation $\langle\sigma v\rangle$ à 95% C.L. de H.E.S.S. II vers la galaxies naines Reticulum II	156
10.1	Sensibilité de CTA à une source ponctuelle	161
10.2	Surface effective de CTA	162
10.3	Spectre du bruit de fond résiduel	163
11.1	Région d'observation principale	167
11.2	Contributions des différents processus d'émission	169
11.3	Émission Galactique diffuse vu par le satellite Fermi-LAT	170
11.4	Morphologie spatiale et spectrale du signal et du bruit de fond	171
11.5	Impact de l'analyse sur la sensibilité de CTA	173
11.6	Sensibilité à l'annihilation de matière noire dans différent canaux	174
12.1	Évolution de la valeurs du facteur J en fonction de la RoI considérée pour Draco et Ursa Minor	180
12.2	Taux d'évènement par cellules en énergie et par cellules spatiale	181
12.3	Sensibilité de CTA dans le plan $(m_{DM}, \sigma v)$ vers Draco et Ursa Minor	183
12.4	Sensibilité de CTA vers toutes les dSph considérées	184
12.5	Sensibilité de CTA avec une analyse combinée de dSph	185
12.7	Comparaison de la sensibilité de CTA vers les dSph aux limites existantes	187
12.8	Spectre d'annihilation du Wino et du MDM 5plet en bosons de jauge du modèle standard	188
12.9	Section efficace d'annihilation en bosons de jauge du modèle standard	189
12.10	Sensibilité de CTA à 95% C.L. dans le plan $(m_{DM}, \langle\sigma v\rangle)$ pour des modèles de m_{DM} au TeV	190

Liste des tableaux

1.1	Liste des réseaux de télescopes Tcherenkov au sol, en opération ou prévu	17
3.1	Paramètres électroniques de la puce NECTAr comparés à ceux de la puce ARS0	41
4.1	Détails des campagnes d’observations de H.E.S.S. vers le centre Galactique depuis 2004	72
4.2	Paramètres de l’ajustement du spectre de HESS J1745-290	75
4.3	Paramètre des ajustements des spectres de Sgr B2, C et D	76
5.1	Impact des régions d’exclusion sur les paramètres de l’ajustement du spectre	85
5.2	Nombre de <i>runs</i> par position de pointé	87
6.1	Paramètres cosmologiques mesurés par Planck en 2015	97
6.2	Rapport de branchement dans différents canaux d’annihilation pour la particule \tilde{B}^1	105
7.1	Normalisation des profils de densité de matière noire dans la Voie Lactée	124
9.1	Contraintes sur la section efficace d’annihilation de la matière pour différentes cibles avec H.E.S.S.	144
9.2	Nombre d’évènements ON et OFF, significativité et nombre de OFF attendus correspondant à chaque <i>RoI</i>	147
9.3	Valeurs du facteur J dans chaque sous RoI_i pour trois profils différents	150
11.1	Densité de matière noire dans les sous RoI_i du centre Galactique	168
12.1	Liste et principales caractéristiques des dSph	179

LISTE DES TABLEAUX

Références

- [1] Swordy, S.P. et al. *Astropart. Phys.*, 18 :129, 2002. 5
- [2] Maris, I.C. et al., (AUGER Collaboration). *EPJ Web Conf.*, 53 :4002, 2013. 4
- [3] Krymskii, G. F. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 234 :1306, 1977. 7
- [4] Ginzburg, V. L. and Syrovatskii, S. I. *ARA&A*, 3 :297, 1965. 7
- [5] Aharonian, F. *Very high energy cosmic gamma radiation : a crucial window on the extreme Universe*. World Scientific, 2004. 7, 8
- [6] Blumenthal, G.R. and Gould, R.J. *Rev. Mod. Phys.*, 42 :237, 1970. 8
- [7] Weekes, T. C. et al. *ApJ*, 342 :379, 1989. 8
- [8] Aharonian, F. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *Astron. Astrophys.*, 464 :235, 2007. 9
- [9] Aharonian, F. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *Astron. Astrophys.*, 437 :L7, 2005. 9
- [10] Acero, F. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *A&A*, 516 :A62, 2010. 9
- [11] McCann, A. et al. *International Cosmic Ray Conference*, 7 :208, 2011. 9
- [12] Ansoldi, S. et al., (MAGIC Collaboration). *Astron. Astrophys.*, 585 :A133, 2016. 9
- [13] Kargaltsev, O. et al. *Space Sci. Rev.*, 191 :391, 2015. 10
- [14] De Naurois, M. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *Astrophys. Space Sci.*, 309 :277, 2007. 10
- [15] Beilicke, M. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *eConf*, C041213 :2403, 2004. 11
- [16] Aharonian, F. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *ApJ*, 696 :L150, 2009. 11
- [17] Bissaldi, E. et al., (Fermi-LAT Collaboration). In *Proceedings, ICRC 2015*, 2015. arXiv :1507.03478. 11
- [18] Grube, J. 2007. arXiv :0709.4300. 15

RÉFÉRENCES

- [19] Lachartre, D. and Feinstein, F., (ANTARES Collaboration). *Nucl. Instrum. Meth.*, A442 :99, 2000. 21, 41
- [20] de Naurois, M. and Rolland, L. *Astroparticle Physics*, 32 :231, 2009. 25, 26, 28, 29
- [21] Kertzman, M. P. and Sembroski, G. H. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 343 :629, 1994. 28
- [22] Li, T.P. and Ma, Y.Q. *ApJ*, 272 :317, 1983. 33
- [23] Glicenstein, J-F., Bolmont, J., and Corona, P. In *proceedings, ICRC 2011*, volume 9, page 67. 38
- [24] Giavitto, G. et al., H.E.S.S. Collaboration. arXiv :1509.01232. 38
- [25] Aharonian, F. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *Astropart. Phys.*, 22 :109, 2004. 48
- [26] Balzer, A. et al. *Astropart. Phys.*, 54 :67, 2014. 53
- [27] Gillessen, S. et al. *Astrophys. J.*, 692 :1075, 2009. 62, 67, 68
- [28] Balick, B. and Brown, R. L. *ApJ*, 194 :265, 1974. 62
- [29] LaRosa, T. N. et al. *AJ*, 119 :207, 2000. 62, 63
- [30] Morris, M. and Serabyn, E. *ARA&A*, 34 :645, 1996. 62
- [31] Munro, M.P. et al. *ApJ*, 181 :110, 2009. 65
- [32] Baganoff, F. K. et al. *ApJ*, 591 :891, 2003. 64
- [33] Maeda, Y. et al. *ApJ*, 570 :671, 2002. 64
- [34] Porquet, D. et al. *A&A*, 407 :17, 2003. 64
- [35] Baganoff, F. K. volume 35 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 606, 2003. 64
- [36] Degenaar, N. et al. *Astrophys. J.*, 769 :155, 2013. 64
- [37] Hinton, J. et al. In *proceedings, ICRC 2007*, volume 2, page 633, 2007. 64
- [38] Wang, Q. D., Lu, F. J., and Gotthelf, E.V. *MNRAS*, 367 :937, 2006. 65
- [39] Terrier, R. et al. *AJ*, 719 :143, 2010. 66
- [40] Hooper, D. and Dingus, B. *Adv. Space Res.*, 35 :130, 2005. 65, 66, 71
- [41] van Eldik, C. *Astropart. Phys.*, 71 :45, 2015. 66

- [42] Chernyakova, M. et al. *ApJ*, 726 :60, 2011. 66, 67
- [43] Abdo, A. A. et al., (Fermi-LAT Collaboration). *ApJS*, 188 :405, 2010. 67
- [44] Nolan, P. L. et al. *ApJS*, 199 :31, 2012. 67
- [45] Aharonian, F. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *A&A*, 503 :817, 2009. 69, 71, 72, 75
- [46] Yuan, Q. and Wang, Q.D. *MNRAS*, 456 :1438, 2016. 68
- [47] Fulvio, M., Siming, L., and Robert, C. *ApJ*, 545 :117, 2000. 68
- [48] Goldwurm, A. In *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1085, 2008. 68
- [49] Aharonian, F. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *A&A*, 503 :817, 2009. 68
- [50] Tsuchiya, K. et al. *AJ*, 606 :115, 2004. 68
- [51] Archer, A. et al., (VERITAS Collaboration). *AJ*, 790 :149, 2014. 68, 71, 125
- [52] Albert, J. et al., (MAGIC Collaboration). *AJ*, 638 :101, 2006. 68, 125
- [53] Aharonian, F. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *A&A*, 425 :13, 2004. 68, 125, 166
- [54] Aharonian, F. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *A&A*, 432 :25, 2005. 69, 166
- [55] Aharonian, F. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *Nature*, 439 :695, 2006. 69, 70, 166, 169
- [56] Abdalla, H. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *Nature*, 531 :476, 2016. 69, 70, 86
- [57] Aharonian, F. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *A&A*, 483 :509, 2008. 69
- [58] Acero, F. et al. *MNRAS*, 402 :1877, 2010. 71
- [59] Bednarek, W. and Sobczak, T. *MNRAS*, 435 :14, 2013. 71
- [60] Cembranos, J.A.R., Gammaldi, V., and Maroto, A.L. *JCAP*, 1304 :51, 2013. 71, 125
- [61] Vivier, M. 2009. Doctorat. 74
- [62] Parsons, D. et al. In *proceedings, ICRC*, 2015. arXiv :1509.03425. 78
- [63] Lefranc, V. et al. Internal observation proposal (2015). 78
- [64] Park, J. H. et al. *Astron. Astrophys.*, 576 :L16, 2015. 89
- [65] Ackermann, M. et al., (Fermi-LAT Collaboration). *Astrophys. J.*, 793 :64, 2014. 89
- [66] Taylor, C. et al. 2015. arXiv :1510.06409. 94

RÉFÉRENCES

- [67] Lamanna, G. et al. In *proceedings, ICRC 2013*, page 956, 2013. 94
- [68] Olive, K. A. et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C38 :90, 2014. 96, 99, 123
- [69] Ade, A. et al. 2015. arXiv :1502.01589. 97, 100
- [70] Clowe, D. et al. *Astrophys. J.*, 648 :L109, 2006. 97
- [71] <http://chandra.harvard.edu>. 97, 98
- [72] Gavazzi, R. et al. *Astrophys. J.*, 667 :176, 2007. 98
- [73] Tisserand, P. et al. *Astron. Astrophys.*, 469 :387, 2007. 98
- [74] Forastieri, F., Lattanzi, M., and Natoli, P. *JCAP*, 1507 :14, 2015. 99
- [75] Penzias, A. A. and Wilson, R. W. *ApJ*, 142 :419, 1965. 99
- [76] <http://sci.esa.int/planck/>. 99
- [77] Starobinsky, A.A. *Phys. Lett.*, B91 :99, 1980. 100
- [78] Aubourg, E. et al. *Phys. Rev.*, D92 :123516, 2015. 100
- [79] Salucci, P. *IAU Symp.*, 244 :53, 2008. 101
- [80] Springel, V. et al. *MNRAS*, 391 :1685, 2008. 101
- [81] Bullock J. S. 2010. arXiv :1009.4505. 101
- [82] Simon, J.D. and Geha, M. *Astrophys. J.*, 670 :313, 2007. 101
- [83] Milgrom, M. *Can. J. Phys.*, 93 :107, 2015. 102
- [84] Hut, P. *Phys. Lett.*, B69 :85, 1977. 102
- [85] Silk, J. et al. 2010. 102, 107, 108, 113
- [86] Feng, J.L. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 48 :495, 2010. 103
- [87] Baer, H. et al. *Phys. Rev.*, D89 :115019, 2014. 104
- [88] Kaluza, T. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)*, page 966, 1921. 105
- [89] Klein, O. *Z. Phys.*, 37 :895, 1926. 105
- [90] Asaka, T. and Shaposhnikov, M. *Phys. Rev. Lett.*, B620 :17, 2005. 105
- [91] Goetz, M. and Sommer-Larsen, J. *Astrophys. Space Sci.*, 284 :341, 2003. 105
- [92] Giusarma, E. et al. *Phys. Rev.*, D83 :115023, 2011. 106

- [93] T E. Jeltema and S. Profumo. *MNRAS.*, 458(4) :3592–3596, 2016. 106
- [94] Peccei, R.D. and Quinn, H.R. 106
- [95] Kowalska, K., Roszkowski, L., and Sessolo, E.M. *JHEP*, 6 :78, 2013. 107
- [96] The ATLAS collaboration. *ATLAS-CONF-2013-015*, 2013. 107, 108
- [97] Chatrchyan, S. et al., (CMS Collaboration). *JHEP*, 09 :94, 2012. 108
- [98] Klasen, M., Pohl, M., and Sigl, G. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 85 :1, 2015. 109
- [99] Cushman, P. et al. 2013. arXiv :1310.8327. 109
- [100] Cirelli, M. 2015. arXiv :1511.02031. 110
- [101] Adriani, O. et al., (PAMELA Collaboration). *Nature*, 458 :607, 2009. 111
- [102] Moskalenko, I.V. and Strong, A.W. *Astrophys. J.*, 493 :694, 1998. 111
- [103] Abdo, A.A. et al., (Fermi-LAT Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, 102 :181101, 2009. 111
- [104] Aguilar, M. et al., (AMS Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, 110 :141102, 2013. 111
- [105] Cirelli, M. et al. *Nucl. Phys.*, B813 :1, 2009. 111
- [106] Ibarra, A., Tran, D., and Weniger, C. *JCAP*, 1001 :9, 2010. 111
- [107] Hooper, D. et al. *JCAP*, 901 :25, 2009. 111
- [108] Adriani, O. et al. *Phys. Rev. Lett.*, 102 :511101, 2009. 111
- [109] Aartsen, M. G. et al., (Ice Cube Collaboration). *Eur. Phys. J.*, C75 :492, 2015. 113
- [110] Cirelli, M. et al. *JCAP*, 1103 :51, 2011. 117, 118, 120, 124, 149, 150
- [111] Sommerfeld, A. *Annalen der Physik*, 403 :257, 1931. 119
- [112] Hisano, J., Matsumoto, S., and Nojiri, M.M. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :031303, 2004. 119
- [113] Lattanzi, M. and Silk, J. *Phys. Rev.*, D79 :083523, 2009. 119
- [114] Salati, P. *PoS, CARGESE 2007* :009, 2007. 120
- [115] Dobrynina, A., Kartavtsev, A., and Raffelt, G. *Phys. Rev.*, D91 :083003, 2015. 121
- [116] Bringmann, T. *PoS, IDM2008* :26, 2008. 121
- [117] Mollitor, P. et al. *MNRAS*, 447 :1353, 2015. 122
- [118] Navarro, J.F., Frenk, C.S., and White, Simon D.M. *Astrophys. J.*, 490 :493, 1997. 122

RÉFÉRENCES

- [119] Vera-Ciro, C. A., Helmi, A., Starkenburg, E., and Breddels, D. 122
- [120] Salucci, P. and Burkert, A. *Astrophys. J.*, 537 :L9, 2000. 123
- [121] Binney, T. and Tremaine, S. *Princeton University Press*, 2008. 123
- [122] Bonnivard, V. et al. *Comput. Phys. Commun.*, 200 :336, 2016. 123
- [123] Abramowski, A. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *Phys.Rev.Lett.*, 106 :161301, 2011. 124, 126, 145, 150, 151, 152, 175
- [124] Ibarra, A., Tran, D., and Weniger, C. *Phys. Rev.*, D81 :023529, 2010. 124
- [125] Nesti, F. and Salucci, P. *JCAP*, 1307 :16, 2013. 124
- [126] Merritt, D. et al. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :191301, 2002. 125
- [127] Sadeghian, L., Ferrer, F., and Will, C.M. *Phys. Rev.*, D88 :063522, 2013. 125
- [128] Gondolo, P. and Silk, J. *Phys. Rev. Lett.*, 83 :1719, 1999. 125
- [129] Abramowski, A. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, 114 :081301, 2015. 126, 145, 152
- [130] Weniger, C. *JCAP*, 1208 :7, 2012. 126, 144
- [131] Kieffer, M. et al. proceedings, 34th international cosmic ray conference. 2015. arXiv :1509.03514. 126, 145
- [132] Diemand, J. et al. *Nature*, 454 :735, 2008. 126
- [133] Bertoni, B., Hooper, D., and Linden, T. *JCAP*, 1512 :35, 2015. 126
- [134] Nieto, D. In *proceedings, ICRC 2015*, 2015. 126
- [135] Drlica-Wagner, A. et al., (DES Collaboration). *Astrophys. J.*, 813 :109, 2015. 126, 127, 128, 144
- [136] Laevens, B. P. M. et al. *ApJ*, 813 :44, 2015. 127
- [137] Geringer-Sameth, A., Koushiappas, S.M., and Walker, M. *Astrophys. J.*, 801 :74, 2015. 127, 128, 180
- [138] Bonnivard, V. et al. *MNRAS*, 453 :849, 2015. 127, 128, 145, 178, 180, 184
- [139] Strigari, Louis E. et al. *Astrophys. J.*, 678 :614, 2008. 127, 178
- [140] Majewski, S. R. et al. 2003. [IAU Symp.220,189(2004)]. 127
- [141] Aleksić, J. et al. *JCAP*, 1402 :8, 2014. 128, 129, 145, 152, 180

- [142] Aliu, E. et al., (VERITAS Collaboration). *Phys. Rev.*, D85 :129903, 2012. [Erratum : *Phys. Rev.*D91,no.12,129903(2015)]. 128, 129
- [143] Bonnivard, V. et al. *Astrophys. J.*, 808 :L36, 2015. 128, 155, 180
- [144] Geringer-Sameth, A. et al. *Phys. Rev. Lett.*, 115 :081101, 2015. 128
- [145] Abramowski, A. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *Phys. Rev.*, D90 :112012, 2014. 129, 144, 145, 152
- [146] Ackermann, M. et al., (Fermi-LAT Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, 115 :231301, 2015. 129, 144, 145, 152, 186, 187
- [147] Pinzke, A., Pfrommer, C., and Bergström, L. *Phys. Rev. D*, 84 :123509, 2011. 129
- [148] Ackermann, M. et al., (Fermi-LAT Collaboration). *JCAP*, 5 :25, 2010. 129
- [149] Aleksić, J. et al., (MAGIC Collaboration). *ApJ*, 710 :634, 2010. 129, 145
- [150] Abramowski, A. et al. *ApJ*, 750 :123, 2012. 129, 144, 145
- [151] Ackermann, M. et al., (Fermi-LAT Collaboration). *Astrophys. J.*, 812 :159, 2015. 129
- [152] Cowan, G. et al. *Eur. Phys. J.*, C71 :1554, 2011. 132
- [153] Rolke, W.A., Lopez, A.M., and Conrad, J. *Nucl. Instrum. Meth.*, A551 :493, 2005. 134
- [154] Bernlöhr, K., CTA Consortium. *Astroparticle Physics*, 43 :171, 2013. 135, 160, 161, 162, 163, 171
- [155] Lemoine-Goumard, M. and de Naurois, M. *AIP Conf. Proc.*, 745, 2005. 135
- [156] Silverwood, H. et al. *JCAP*, 1503 :55, 2015. 139
- [157] Geringer-Sameth, A., Koushiappas, S.M., and Walker, M. *Astrophys. J.*, 801 :74, 2015. 140
- [158] Aharonian, F. et al., (H.E.S.S. Collaboration). submitted to *Phys. Rev. L* (2016). 144
- [159] Daylan, T. et al. *Phys. Dark Univ.*, 12 :1, 2016. 144
- [160] Abramowski, A. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *ApJ*, 735 :12, 2011. 144
- [161] Aharonian, F. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *Phys. Rev.*, D78 :072008, 2008. 144
- [162] Abramowski, A. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, 110 :041301, 2013. 145
- [163] Geringer-Sameth, A. and Koushiappas, S.M. *Phys. Rev.*, D86 :021302, 2012. 145

RÉFÉRENCES

- [164] Carr, J. et al., (CTA Consortium). In *proceedings, ICRC 2015*, 2015. arXiv :1508.06128. 160
- [165] Aguilar, M. et al., (AMS Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, 113 :121102, 2014. 162
- [166] Lefranc, V. et al. *Phys. Rev.*, D91 :122008, 2015. 166
- [167] CTA Consortium. Dark matter program (internal). 166
- [168] Xue, X.X. et al., (SDSS Collaboration). *Astrophys. J.*, 684 :1143, 2008. 168
- [169] Abramowski, A. et al., (H.E.S.S. Collaboration). *Phys. Rev.*, D90 :122007, 2014. 169
- [170] <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>. 170
- [171] Ackermann, M. et al., (Fermi-LAT Collaboration). *Astrophys. J.*, 799 :86, 2015. 169, 170
- [172] Ackermann, M. et al. *ApJ*, 750 :3, 2012. 169
- [173] Casandjian, J., (Fermi-LAT Collaboration). 2015. arXiv :1502.07210. 170
- [174] Lefranc, V. et al. submitted to *Phys. Rev.* (2016). 178, 189
- [175] <http://pan-starrs.ifa.hawaii.edu/public/>. 178
- [176] Kaiser, N. et al. *Proc.SPIE Int.Soc.Opt.Eng.*, 4836 :154, 2002. 178
- [177] Flaugher, B. et al., (DES Collaboration). *Int.J.Mod.Phys.*, A20 :3121, 2005. 178
- [178] <http://www.lsst.org/lsst/>. 178
- [179] Tyson, J.A. et al. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 124 :21, 2003. 178
- [180] Hargis, J. R., Willman, B., and Peter, A. H. G. *Astrophys. J. Lett.*, 795 :L13, 2014. 178
- [181] Evans, N.W., Ferrer, F., and Sarkar, S. *Phys. Rev.*, D69 :123501, 2004. 178
- [182] Essig, R., Sehgal, N., and Strigari, L.E. *Phys. Rev.*, D80 :023506, 2009. 178
- [183] Charbonnier, A. et al. *MNRAS*, 418 :1526, 2011. 178
- [184] Geringer-Sameth, A. and Koushiappas, S.M. *Phys. Rev. Lett.*, 107 :241303, 2011. 178
- [185] Martinez, G.D. *MNRAS*, 451 :2524, 2015. 178
- [186] Aleksić, J. et al., (MAGIC Collaboration). *JCAP*, 1106 :35, 2011. 180
- [187] Aliu, E. et al., (VERITAS Collaboration). *Phys. Rev. D*, 85 :062001, 2012. 180
- [188] Drlica-Wagner, A. et al. *Astrophys. J.*, 2015. 180

- [189] Klimentowski, J. et al. *MNRAS*, 400 :2162, 2009. 182
- [190] Bonnivard, V., Maurin, D., and Walker, M. G. 2015. arXiv :1506.08209. 182
- [191] Klimentowski, J. et al. *MNRAS*, 378 :353, 2007. 182
- [192] Richardson, T. and Fairbairn, M. *MNRAS*, 441 :1584, 2014. 182
- [193] Battaglia, G. et al. *Astron. Astrophys.*, 459 :423, 2006. 182
- [194] Gonzalez-Morales, A.X., Profumo, S., and Queiroz, F.S. *Phys. Rev.*, D90 :103508, 2014. 183
- [195] Gérard, L., (CTA Consortium). In *proceedings, ICRC 2015*, 2015. 185
- [196] Cirelli, M. et al. *JCAP*, 1510 :26, 2015. 188

Titre : Recherche de matière noire, observation du centre Galactique avec H.E.S.S. et modernisation de caméras de H.E.S.S.-I

Mots clés : Astronomie gamma, Matière noire, Centre Galactique.

Résumé : Le réseau de télescope H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) permet de détecter la lumière Tcherenkov produite dans la gerbe atmosphérique initiée lors de l'interaction d'un rayon gamma de très haute énergie ($E > 50 \text{ GeV}$) dans la haute atmosphère terrestre. Pour cela les cinq télescopes du réseau sont équipés de caméras avec une électronique rapide (GHz) et performante pour capturer ce signal ténu. Les quatre petits télescopes sont en service depuis 2004 et une modernisation des caméras existantes est en cours pour pallier à leur vieillissement et tirer le meilleur profit du réseau à 5 télescopes. Cette thèse présente dans une première partie les tests de performance de la nouvelle électronique utilisée pour la modernisation des caméras de CT1 à 4.

Les rayons gamma sont produit par les phénomènes les plus violents de l'univers (supernovas, trou noir, étoiles binaires ...) mais ils peuvent aussi trouver leur origine dans l'annihilation de particules de matière noire dans les régions denses de l'univers. H.E.S.S. observe depuis plus de 10 ans le centre de la Voie Lactée. L'analyse des données avec l'ensemble du réseau et les recherches de matière noire dans cette région sont détaillées dans ce manuscrit. La dernière partie de cette thèse présente le potentiel du futur grand réseau de télescopes Tcherenkov CTA (Cherenkov Telescope Array) pour la détection d'un signal d'annihilation de matière noire vers la région du Centre Galactique ainsi que vers les galaxies naines satellites de la Voie Lactée.

Title : Search for dark matter, Galactic Center observation with H.E.S.S. and upgrade of the H.E.S.S.-I Cameras

Keywords : Gamma ray astronomy, dark matter, Galactic Center.

Abstract : The ground based Cherenkov telescope array H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) can detect the Cherenkov light produced in the air shower initiated during the interaction of a high energy gamma ray ($E > 50 \text{ GeV}$) in the Earth's upper atmosphere. The array of five telescopes is equipped with high-performance cameras build around a fast electronic (GHz) to capture this faint signal. The four small telescopes are in operation since 2004. The upgrade of existing cameras is underway in order to overcome their aging and make use of capacity of the 5 telescopes array. This thesis presents in a first part of the performance tests of the new front end electronics used for the upgrade of the CT1 to 4 cameras.

The gamma rays are produced by the most violent phenomena in the universe (supernovas, black holes, binary stars ...) but they can also find their origin in the annihilation of dark matter particles in overdense regions of the universe. HESS observed for more than 10 years the center of the Milky Way. Data analysis with the entire array and dark matter searches in that area are detailed in this manuscript. The last part of this thesis presents the potential of the future instrument CTA (Cherenkov Telescope Array) for the detection of a dark matter annihilation signal toward the Galactic Centre region and toward the dwarf satellite galaxies of Milky Way.

