THÈSE

DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS VI

Spécialité
Champs, Particules, Matière

présentée par

Loïc ROLLAND

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6

Etalonnage des caméras de l'expérience d'astronomie γ H.E.S.S. et observations du Centre Galactique au-delà de 100 GeV

Thèse soutenue le 2 mai 2005 devant le jury composé de :

M. Jean-Eudes AUGUSTIN	
M. Michel CASSE	rapporteur
M. Werner HOFMANN	
M. Michael JOYCE	président de thèse
Mme Sylvie LEES-ROSIER	
Mme Tiina SUOMIJARVI	rapporteur
M. Jean-Paul TAVERNET	

Disponible depuis l'URL http ://lappweb.in2p3.fr/∼rolland/

A Zora,

Au 314, Petit Clément s'époumona
Mon fils, Thésard tu prendras
et photomultiplicateurs tu testeras
Par les campagnes et les montagnes, Mon Fils s'en alla
Sur les bords de l'Isère ou peut-être de la Garonne, il le trouva
Discrètement et gentiment notre thésard s'installa
Dans son bureau, très vite une Altesse cohabita
Sur le tableau magique où le Docteur philosophait
Notre thésard acquit son titre émérite de Coloc.
Pendant ce temps, tout doucememt, avec des WIMPS il jonglait
Ou pire encore, avec des neutralinos, s'amusait sans équivoque
A l'écart des regards indiscrets, la symétrie des 4×4 Namibiens se brisait
A force de lorgner en direction du Centaure
Aujourd'hui, avec conviction, il écrit et écrit encore
Pour magistralement enflammer un jury de renom
Ah oui, son nom d'avant est un prénom,
Et Loïc est son prénom Breton,
Mais pour nous, c'est notre Coloc qu'il restera

Pacman Tyranik

Remerciements

Je remercie tout d'abord Jean-Eudes Augustin, directeur du Laboratoire de Physique Nucléaires et des Hautes Energies, pour m'avoir accueilli dans ce laboratoire pendant ces trois années de thèse.

Je tiens à remercier les membres de mon jury : Werner Hofmann, Michael Joyce et Sylvie Lees-Rosier pour l'intérêt qu'ils ont porté à ma thèse, ainsi que Michel Cassé et Tiina Suomijarvi, qui ont accepté d'en être les rapporteurs. Les commentaires et les corrections qu'ils ont apportés ont permis d'améliorer la qualité de ce manuscrit.

Merci tout particulièrement à Jean-Paul Tavernet pour ses qualités en tant que directeur de thèse : il m'a laissé beaucoup de liberté tout en restant très disponible et en me guidant sur des thématiques enrichissantes. Je le remercie aussi pour ses qualités humaines et sa bonne humeur infaillible.

Je tiens à remercier l'ensemble du groupe H.E.S.S. du LPNHE, à savoir les physiciens Pascal Vincent, Mathieu de Naurois, Julien Guy, Olivier Martineau, Mohamed Ouchrif et Julien Raux, pour les nombreuses interactions que nous avons eu pendant ces trois années. Une mention spéciale à Mathieu de Naurois avec qui il a été très agréable et enrichissant de collaborer étroitement. Merci à toute l'équipe des relecteurs inépuisables.

L'équipe ne serait pas complète sans les groupes informatique et électronique grâce auxquels H.E.S.S. fonctionne à merveille : François Toussenel, Patrick Nayman et Jean-François Huppert.

Merci à Jean-François Glicenstein pour nos discussions, concernant la matière noire en particulier.

Je remercie l'ensemble de la collaboration H.E.S.S., et plus particulièrement Bernard Degrange et Werner Hofmann pour leur intérêt et leurs conseils lors de l'analyse du Centre Galactique. Merci aussi de m'avoir fait découvrir un bout du désert Namibien !

Merci également à Eben, Maveipi et Toni pour leurs morceaux choisis de kudu...

Merci à Nicolas, Marianne et Martin pour leur bonne humeur.

Un grand merci également à tous les thésards et post-docs du LPNHE pour l'ambiance sympathique et les quelques gâteaux concoctés dans les sous-sols de Jussieu : Benjamin, Bruno, Cécile, Claire, Delphine, Eli, Guillaume, Greg, Jean-Roch, Julie, Manu, Marc, Muriel, Nicolas, Pierre, Saïd, ze Sébastien's et ceux que j'ai pu oublier.

Merci à mes parents, mon frère et ma soeur, et toute ma famille, qui m'ont soutenu dans cette voie.

Et bien évidemment, un gigantesque **merci** à Bénédicte...

Enfin, merci à tous ceux qui vont s'aventurer au-delà de cette page...

Table des matières

Remerciements **1**

Introduction **9**

I L'astronomie gamma des hautes énergies 11

1 Les sources de γ au delà de 100 GeV **13**
1.1 Les processus à l'oeuvre dans les sources de γ . . . 13
1.1.1 Accélération de particules chargées . . . 13
1.1.2 Processus d'émission de γ . . . 14
1.2 Propagation des γ : absorption par le fond infrarouge . . . 16
1.3 Les sources de γ de très haute énergie . . . 16
1.3.1 Les sources galactiques . . . 17
1.3.2 Les sources extragalactiques . . . 19
1.4 Le ciel γ de haute énergie, état des lieux . . . 21
1.4.1 De quelques MeV à quelques dizaines de GeV . . . 21
1.4.2 Au-delà de 100 GeV . . . 21

2 Les techniques de détection des γ **25**
2.1 La détection par satellite des γ de 10 MeV à 100 GeV . . . 25
2.2 La détection au sol des γ au delà de 30 GeV . . . 26
2.2.1 Développement des gerbes atmosphériques . . . 26
2.2.2 Echantillonnage spatio-temporel du front Cherenkov . . . 28
2.2.3 Imagerie Cherenkov atmosphérique . . . 28
2.3 Etat des lieux de l'astronomie γ . . . 29
2.3.1 Les imageurs Cherenkov . . . 29
2.3.2 Les satellites . . . 31

Conclusion **31**

II Le détecteur H.E.S.S. 33

3 Le réseau d'imageurs **35**
3.1 Le site . . . 35
3.2 Le réseau d'imageurs . . . 35

4 Les télescopes **39**
4.1 Monture . . . 39
4.1.1 Montage Davies-Cotton . . . 39
4.1.2 Réflectivité des miroirs . . . 40
4.1.3 Surface de réflection effective . . . 40
4.2 Alignements des miroirs . . . 41
4.2.1 Procédure d'alignement des miroirs . . . 41
4.2.2 Image d'une source ponctuelle (PSF) . . . 41
4.3 Corrections de pointé . . . 44

5 Les caméras **45**
5.1 Les cônes de Winston . . . 45
5.2 Les photo-multiplicateurs . . . 47
5.2.1 Courants de base des PMs . . . 47
5.3 Le principe de l'électronique de la caméra . . . 48
5.4 Les tiroirs . . . 49
5.4.1 L'électronique d'une carte analogique . . . 49
5.4.2 L'électronique d'une carte *Slow-Control* . . . 52
5.5 Le module de gestion d'une caméra . . . 53

6 Le système de déclenchement **55**
6.1 Déclenchement local des caméras . . . 56
6.1.1 Sectorisation des caméras . . . 56
6.1.2 Voie de déclenchement élementaire d'une carte analogique . . . 56
6.1.3 Déclenchement de la caméra . . . 57
6.2 Principe du déclenchement central de H.E.S.S. . . . 57
6.3 Paramètres du système de déclenchement . . . 59
6.3.1 Largeur de la fenêtre de coïncidence . . . 59
6.3.2 Seuils du système de déclenchement . . . 59
6.4 Performances du système . . . 60
6.4.1 Temps mort . . . 60
6.4.2 Variation du taux de trigger avec l'angle zénithal . . . 61
6.4.3 Déclenchement sur les muons isolés . . . 62

7 Le déroulement des observations **65**
7.1 Choix des sources et stratégies d'observation . . . 65
7.2 Déroulement des acquisitions . . . 65
7.3 Les outils de contrôle de l'atmosphère . . . 66
7.3.1 Les radiomètres des télescopes . . . 66
7.3.2 La station météorologique . . . 66

III Des ADCs aux photo-électrons **69**

8 Etalonnage des caméras **71**
8.1 Etalonnage de la fenêtre de lecture : paramètre N_d . . . 71
8.2 Les paramètres d'étalonnage . . . 73
8.3 Les piédestaux . . . 74

8.3.1 Les piédestaux électroniques . . . 74
8.3.2 Piédestaux dans les données . . . 75
8.4 Facteurs de conversion entre pas d'ADC et signal en photo-électrons . . . 80
8.4.1 Gains des voies de grande amplification . . . 80
8.4.2 Gains des voies de faible amplification . . . 83
8.5 La correction des inhomogénéités de collection de la caméra . . . 84
8.6 Paramètres d'étalonnage moyens . . . 85

9 Voies non opérationnelles 89
9.1 Voies sans paramètre connu . . . 89
9.2 ARSs instables . . . 89
9.2.1 Caractérisation des ARSs instables . . . 89
9.2.2 Détection des ARSs instables . . . 90
9.3 Pixels éteints par les étoiles . . . 92
9.4 Autres problèmes . . . 94
9.5 Détection des pixels endommagés . . . 94
9.6 Statistique des voies non-opérationnelles . . . 95

10 L'estimation des incertitudes sur les paramètres d'étalonnage 97
10.1 La position des piédestaux . . . 97
10.2 La comparaison des paramètres entre les deux chaînes d'étalonnage . . . 98
10.3 Vérification des corrections d'inhomogénéités . . . 99
10.4 Voies non opérationnelles . . . 99
10.5 Estimation des incertitudes sur l'amplitude du signal . . . 99

11 Estimation du bruit de fond de ciel dans les pixels 101
11.1 Estimation avec le piédestal . . . 101
11.2 Les courants des photo-multiplicateurs . . . 102
11.2.1 Le courant noir . . . 102
11.2.2 HVI : le courant de pont . . . 104
11.2.3 DCI : le courant d'anode . . . 105
11.3 Comparaison des estimateurs du NSB . . . 107

12 Etalonnage à partir des images d'anneaux de muons 109
12.1 Les images de muons . . . 109
12.1.1 Exploitation des images . . . 109
12.1.2 Modèle analytique des images de muons. . . . 110
12.2 Efficacité de collection de lumière . . . 112
12.3 Facteur d'inhomogénéité de la réponse de la caméra . . . 113

Conclusion 115

IV Des photo-électrons aux γ 117

13 Sélection et reconstruction des γ 119
13.1 Simulations . . . 119
13.1.1 Simulation des gerbes atmosphériques . . . 120

13.1.2 Simulation du détecteur . . . 120
13.2 Les caractéristiques des images . . . 122
13.3 Estimations du fond et calcul de significativité . . . 122
13.3.1 L'estimation du fond hadronique . . . 122
13.3.2 Distributions θ^2 . . . 124
13.3.3 Le calcul de la significativité . . . 125
13.3.4 Construction des cartes du ciel . . . 126
13.4 La méthode des moments réduits . . . 126
13.4.1 Définition des paramètres de Hillas . . . 126
13.4.2 La méthode des variables de Hillas réduites . . . 127
13.5 L'analyse par modèle semi-analytique . . . 128
13.5.1 Le modèle de développement des gerbes électromagnétiques . . . 128
13.5.2 La génération des images . . . 133
13.5.3 La modélisation des paramètres principaux du détecteur . . . 134
13.5.4 La définition du maximum de vraisemblance . . . 135
13.5.5 Les performances . . . 137

14 Etude du spectre et de la morphologie des sources détectées 143
14.1 La méthode de reconstruction spectrale . . . 143
14.1.1 La méthode de maximum de vraisemblance . . . 143
14.1.2 Les sources d'erreurs systématiques . . . 146
14.1.3 La détermination des courbes de lumière . . . 150
14.2 La méthode d'analyse de la morphologie des sources . . . 151
14.2.1 Construction de la résolution angulaire moyenne . . . 151
14.2.2 Ajustement des paramètres de forme de la source γ . . . 152
14.2.3 Ajustement de la forme et de la position de la source . . . 153

15 Sélection des observations 155
15.1 Etat du détecteur . . . 155
15.2 Conditions atmosphériques . . . 155
15.3 Taux de déclenchement . . . 156
15.4 Autres sélections . . . 158

16 L'analyse de la Nébuleuse de Crabe 159
16.0.1 Signal . . . 159
16.0.2 Spectre et courbe de lumière . . . 161
16.0.3 Position et extension . . . 161

Conclusion 164

V Observations du Centre Galactique 165

17 La matière noire froide 167
17.1 Les paramètres cosmologiques et le modèle ΛCDM . . . 168
17.2 Abondance cosmologique d'un WIMP . . . 168
17.3 La répartition de la matière noire à l'échelle galactique . . . 169
17.3.1 Les prédictions des simulations à N-corps . . . 169

17.3.2 Les courbes de rotation des galaxies . . . 171
17.4 Le centre de la Voie Lactée . . . 175
17.4.1 Influence du trou noir . . . 175

18 Quelques candidats pour les WIMPs 177
18.1 Le modèle standard de la physique des particules . . . 177
18.1.1 Insuffisances du modèle standard . . . 177
18.2 Le neutralino, particule supersymétrique . . . 179
18.2.1 Le modèle minimal supersymétrique (MSSM) . . . 179
18.2.2 Le modèle MSSM phénoménologique, le code DarkSusy . . . 180
18.2.3 Le neutralino comme LSP . . . 182
18.2.4 Emission γ d'annihilation . . . 182
18.3 Particule de Kaluza-Klein . . . 184
18.3.1 Emission γ d'annihilation . . . 185
18.4 Flux γ en provenance d'un halo de matière noire . . . 186

19 Le Centre Galactique 189
19.1 Le Centre Galactique à l'échelle de 500 pc . . . 189
19.1.1 Contenu stellaire . . . 189
19.1.2 Observations du Centre Galactique en radio . . . 190
19.1.3 Observations du Centre Galactique en rayons X . . . 190
19.1.4 Observations du Centre Galactique en rayons X durs . . . 192
19.1.5 Un signal en provenance du Centre Galactique à ultra haute énergie ? . . . 194
19.2 En dessous d'une dizaine de parsecs : le complexe Sgr A . . . 195
19.2.1 Sgr A Est, un reste de supernova . . . 195
19.2.2 Sgr A Ouest et la cavité moléculaire . . . 197
19.2.3 Sgr A*, le trou noir supermassif . . . 197
19.2.4 Un trou noir de masse intermédiaire ? . . . 202
19.3 Observations du Centre Galactique en γ . . . 202
19.3.1 Observations en γ de 100 MeV à 10 GeV . . . 202
19.3.2 Observations en γ au-delà de 100 GeV . . . 202

20 Les observations du Centre Galactique avec H.E.S.S. 205
20.1 Les observations en direction du Centre Galactique en 2004 . . . 205
20.2 Signal mesuré en direction du Centre Galactique en 2004 . . . 206
20.3 Spectre en énergie du Centre Galactique . . . 206
20.4 Variabilité du Centre Galactique . . . 209
20.5 Position et extension du Centre Galactique . . . 209
20.6 Comparaison avec les autres expériences γ . . . 211
20.6.1 Position et extension . . . 211
20.6.2 Spectre en énergie . . . 213

21 Une émission astrophysique 215
21.1 Le trou noir supermassif, Sgr A* . . . 215
21.1.1 Accrétion et luminosité d'Eddington . . . 215
21.1.2 Du rayonnement radio au rayonnement X . . . 216
21.1.3 Un exemple d'émission de très haute énergie . . . 218
21.1.4 Perspectives . . . 220

21.2 Le reste de supernova, Sgr A Est . . . 221
21.2.1 Une émission de type plérion ? . . . 221
21.3 Conclusions . . . 222

22 Les contraintes sur l'hypothèse d'un signal de matière noire 223
22.1 Hypothèse 1 : annihilation de matière noire seulement . . . 223
22.1.1 Contraintes spectrales . . . 223
22.2 Hypothèse 2 : matière noire et fond astrophysique . . . 226
22.2.1 Contraintes sur le produit $< \sigma v >$ des WIMPs . . . 226
22.3 Conclusion . . . 227

Conclusion 229

A Génération des modèles d'image de gerbes électromagnétiques 233
A.1 Définitions de quelques paramètres . . . 233
A.2 Détermination de la tranche en profondeur d'atmosphère T . . . 233
A.3 Détermination de la tranche en énergie des $e^{\pm}$ . . . 235
A.4 Détermination de la tranche en direction de propagation des $e^{\pm}$ . . . 235
A.5 Détermination de la tranche en distance des $e^{\pm}$ à l'axe . . . 235
A.6 Détermination de la tranche en direction azimuthale de propagation $e^{\pm}$ . . . 237
A.7 Détermination du rayonnement Cherenkov reçu . . . 237
A.8 Prise en compte des caractéristiques du détecteur . . . 238

B Les méthodes de reconstruction spectrale et d'étude de la morphologie : calcul de la fonction de vraisemblance 239
B.1 Définition des notations . . . 239
B.2 Construction de la fonction de vraisemblance . . . 240
B.3 Utilisation de la matrice d'erreur . . . 241
B.4 Calcul des "points expérimentaux" . . . 242

C Spectres γ d'annihilation des particules de Kaluza-Klein 243

D Données multi-longueurs d'onde de Sgr A* et Sgr A Est 247
D.1 Données spectrales de Sgr A* . . . 247
D.1.1 Données radio et sub-millimétriques . . . 247
D.1.2 Données infrarouges . . . 247
D.1.3 Données X . . . 247
D.2 Données spectrales de Sgr A Est . . . 249
D.2.1 Données radio . . . 249
D.2.2 Données X . . . 249

E Notations 251

Bibliographie 253

Introduction

Le modèle cosmologique ajustant le mieux les observations récentes du fond micro-onde cosmologique, des supernovae de type Ia et des grandes stuctures de l'Univers, est un modèle dans lequel l'Univers est quasiment plat, dominé par un terme d'énergie noire et où la matière est en majeure partie sous forme de particules non-baryoniques et interagissant faiblement, les WIMPs. De nombreuses théories, initialement introduites afin de résoudre certaines insuffisances du modèle standard de la physique des particules, fournissent des particules stables, interagissant faiblement, et dont la densité relique est compatible avec les contraintes cosmologiques. Les candidats WIMPs les plus étudiés actuellement sont le neutralino, particule des théories supersymétriques, et un boson dit "de Kaluza-Klein", proposé par les théories à dimensions supplémentaires universelles. On cherche à détecter ces particules de manière directe par des détecteurs souterrains comme EDELWEISS ou de manière indirecte en observant des signatures astrophysiques de leurs potentielles co-annihilations dans des halos denses : c'est le cas de l'astronomie γ. D'autres produits d'annihilation, tels que les neutrinos ou une fraction des rayons cosmiques, sont également étudiés. On espère aussi produire et caractériser certaines de ces particules dans les futurs accélérateurs. En particulier, les détecteurs du LHC devraient être capables de détecter des particules si leur masse est inférieure à quelques TeV.

Les modèles de formation de l'Univers favorisent une croissance hiérarchique des structures sous l'effet de la gravitation, à partir de fluctuations primordiales de densité de matière. L'Univers serait alors formé d'une multitude de halos de matière noire denses, formant des puits de potentiels gravitationnels dans lesquels la matière baryonique est piégée, formant ainsi les galaxies. En astronomie γ, plusieurs études sont ouvertes. La première consiste à observer ces régions denses en matière noire et proches de nous comme le Centre Galactique mais aussi des amas globulaires ou des galaxies satellites de la Voie Lactée comme Sgr A Dwarf. La seconde consiste à observer le fond γ diffus extra-galactique. En effet, les simulations à N-corps décrivant la formation des grandes structures avec un scénario hiérarchique prédisent l'existence de halos piqués de matière noire, répartis uniformément dans l'espace : les γ émis par annihilation de WIMPs dans ces halos formeraient alors un fond diffus extragalactique.

L'objectif de cette thèse est d'interpréter le signal γ observé avec le détecteur H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) en direction du Centre Galactique en terme d'annihilations de matière noire, et de comparer cette interprétation avec une possible émission γ par des mécanismes astrophysiques en jeu dans des restes de supernovae ou dans le trou noir supermassif du Centre Galactique. La première partie de ce mémoire dresse un panorama général de l'astronomie γ, discipline née il y a une cinquantaine d'années, et des processus d'émission de γ de haute énergie. La deuxième partie décrit les caractéristiques du détecteur H.E.S.S., un système de quatre imageurs Cherenkov situé en Namibie qui permet d'observer les photons entre 100 GeV et une centaine de TeV et dont la phase de construction s'est terminée en décembre 2003.

La reconstruction des données de H.E.S.S. a pour objectif de déterminer l'énergie et la direction des γ observés. Afin de contrôler la qualité des résultats et d'estimer les erreurs sys-

tématiques, deux chaînes d'étalonnage, trois méthodes de reconstruction et deux méthodes de reconstruction spectrale sont développées dans la collaboration H.E.S.S.. Les différents paramètres à étalonner et les méthodes d'étalonnage du détecteur, qui ont été mises en place dans le cadre de cette thèse, sont détaillés dans la troisième partie. En parallèle, une méthode fondée sur l'analyse des images de muons cosmiques utilisée par les expériences à effet Cherenkov atmosphériques est brièvement décrite. Les erreurs systématiques de chaque étape de l'étalonnage sont estimées.

Dans la quatrième partie, les méthodes d'analyse sont décrites. Les performances de la méthode utilisée dans cette thèse, fondée sur un modèle semi-analytique qui prédit la forme des images de gerbes électromagnétiques dans les caméras, sont détaillées. Des outils permettant d'aboutir à une information spectrale et à une information sur la morphologie de la source ont été développés au cours de cette thèse. Ils sont présentés puis appliqués à la nébuleuse du Crabe, chandelle standard de l'astronomie γ, puis à la source située au Centre Galactique, Sgr A.

La dernière partie traite des observations du Centre Galactique avec le détecteur H.E.S.S. en 2003 et 2004. L'environnement astrophysique complexe de cette région, largement observée à différentes longueurs d'onde, du rayonnement radio jusqu'au rayonnement γ, est d'abord décrit. Les arguments en faveur de la présence de matière noire au Centre Galactique sont ensuite donnés. Les observations du Centre Galactique avec H.E.S.S. ont permis de faire une étude de son spectre et de sa variabilité sur l'échelle de 14 mois. Sa morphologie a aussi été étudiée puis comparée à d'autres observations afin de contraindre la nature de l'émission γ. Enfin, dans le cadre de l'interprétation du signal en terme d'annihilations de matière noire, ces analyses ont permis de contraindre les modèles de WIMPs étudiés.

Première partie

L'astronomie gamma des hautes énergies

On désigne par astronomie gamma l'étude des photons d'énergie supérieure à 100 keV. Ce domaine en énergie couvre plus de 9 ordres de grandeurs, presque autant que le reste de l'astronomie, de la radio jusqu'aux rayons X. Son étude est motivée par la compréhension des phénomènes les plus violents de l'Univers (figure 1).

Les γ sont produits par des processus non thermiques décrits dans le chapitre 1. En général, la présence de particules accélérées à des vitesses ultra-relativistes est nécessaire, liant ainsi les sites de production des γ aux sites de production des rayons cosmiques. Nous détaillerons les problématiques principales de l'astronomie γ, l'étude des sources de rayons cosmiques et les mécanismes d'accélération de particules à des énergies de $\sim 10^{15}$ eV, largement supérieures aux énergies accessibles en accélérateur. Les sources γ connues actuellement sont présentées.

L'astronomie γ est une discipline jeune, née dans les années 1970. Les photons γ ayant des longueurs d'onde inférieures aux distances interatomiques, il n'est pas possible de les focaliser. Il a donc fallu développer de nouvelles techniques de détection, fondées sur celles utilisées en physique des particules. Dans un premier temps, des satellites ont ouvert le ciel γ entre 100 keV et une dizaine de GeV. Les flux de γ à plus hautes énergies sont très faibles, de l'ordre de 1 γ/m^2/siècle au delà de 1 TeV. Il n'est donc pas possible de les détecter avec des satellites dont les surfaces de détection sont de l'ordre du mètre carré. Les techniques de détection au sol ont été développées pour observer les γ au delà d'une vingtaine de GeV. Les détecteurs collectent une partie du rayonnement Cherenkov associé au développement des gerbes de particules induites par les interactions des γ dans l'atmosphère. Le développement des techniques spatiales et des détecteurs au sol va permettre d'ici quelques années de couvrir le domaine intermédiaire, entre 20 GeV et 100 GeV afin d'avoir une couverture complète en énergie du ciel γ. Les différentes techniques de détection et les principaux détecteurs en cours d'opération sont décrits dans le chapitre 2.

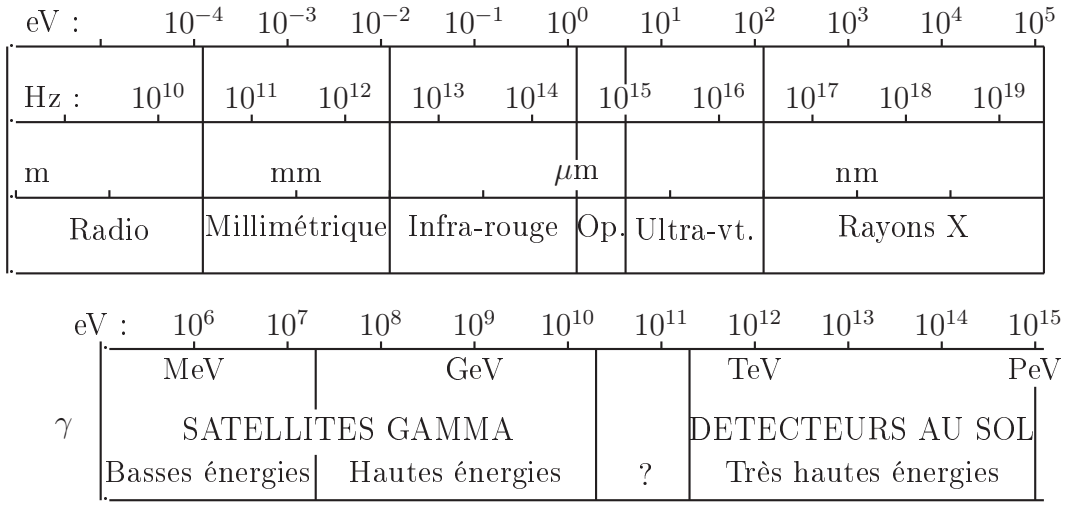


FIG. *1:* ***Les différents domaines d'énergie des photons en astrophysique.***

Chapitre 1

Les sources de γ au delà de 100 GeV

1.1 Les processus à l'oeuvre dans les sources de γ

Les γ sont produits par des processus non thermiques, dans des sources où des particules sont accélérées à des vitesses ultra-relativistes. Une fois les particules accélérées, les processus de production de γ entrent en jeu. Ces processus varient suivant les conditions astrophysiques et le type de particules accélérées, électrons ou hadrons. La désintégration de particules exotiques massives peut aussi expliquer la présence de particules de haute énergie. Enfin, au cours de la propagation des γ jusqu'à nous, une fraction est absorbée par le fond diffus infrarouge.

1.1.1 Accélération de particules chargées

Les mécanismes d'accélération de particules chargées dans des sites astrophysiques sont principalement de deux types :

- accélération dans un champ électrique intense, par exemple en surface de pulsars ou à proximité de trous noirs.
- accélération lors de traversées successives d'une onde de choc, ou processus de Fermi.

Le processus de Fermi du deuxième ordre, proposé par Fermi en 1949, est un phénomène d'accélération aléatoire de particules chargées rencontrant des nuages de poussières dans le milieu interstellaire ([122], chap. 21). Les particules diffusent sur les fluctuations du champ magnétique et gagnent à chaque collision une fraction d'énergie. Le gain d'énergie moyen pour une collision des particules avec un "miroir magnétique" se déplaçant à la vitesse V est donné par :

$$\langle \frac{\Delta E}{E} \rangle \;=\; \frac{8}{3}\left(\frac{V}{c}\right)^2 \tag{1.1}$$

L'énergie fluctue au gré des interactions avec des nuages comme V/c, mais le gain d'énergie moyen ne se fait que proportionnellement à $(V/c)^2$. Le processus de Fermi du deuxième ordre est donc relativement peu efficace.

Le processus de Fermi du premier ordre a été introduit plus tard. Il est beaucoup plus efficace car l'accélération n'est plus due à des nuages de vitesses aléatoires, mais à un front de choc unique que les particules traversent plusieurs fois. Ce processus permet d'expliquer l'accélération des particules dans les restes de supernovae. A chaque traversée du front, les

particules gagnent de l'énergie. Si on appele v_1 et v_2 les vitesses des milieux en amont et en aval du choc, le gain moyen en énergie est donné par :

$$\langle \frac{\Delta E}{E} \rangle = \frac{4}{3} \frac{v_1 - v_2}{c} \tag{1.2}$$

Les processus de Fermi conduisent à une distribution en énergie des particules chargées à la source suivant une loi de puissance. Le processus de Fermi du premier ordre génère naturellement une loi de puissance d'indice spectral différentiel de 2, relativement proche des spectres observés. Il intervient dans de nombreux modèles plus évolués dont il constitue souvent la première approximation.

1.1.2 Processus d'émission de γ

Rayonnement synchrotron

Les particules chargées en mouvement dans un champ électromagnétique subissent la force de Lorentz et perdent leur énergie par rayonnement. Pour une particule de masse m, d'énergie E et d'impulsion faisant un angle θ par rapport au champ magnétique $\vec{B}$, l'énergie caractéristique de l'émission synchrotron est donnée par ([121], p.246) :

$$E_{sync} = 3\mu_B \Big(\frac{E}{mc^2}\Big)^2 B \sin\theta \tag{1.3}$$

$$\text{pour un } e^-,\ E_{sync} = 0,67\,\text{eV} \Big(\frac{E}{1\,\text{TeV}}\Big)^2 \Big(\frac{B}{1\,\text{nT}}\Big) \sin\theta \tag{1.4}$$

où m est la masse de la particule et μ_B le magnéton de Bohr. Les pertes d'énergies de la particule sont proportionnelles à $B^2E^2m^{-2}$.

Dans le cas de la nébuleuse du Crabe, les électrons sont accélérés jusqu'à des énergies de 1 PeV dans un champ magnétique de 10 nT. L'énergie des photons synchrotron émis est alors de l'ordre du MeV. Pour produire des photons synchrotron de 1 TeV dans un champ de 10 nT, les électrons devraient être accélérés à des énergies de 40 PeV : les pertes synchrotron empêchent en général les électrons d'être accélérés jusqu'à ces énergies. Cependant, au voisinage de certaines étoiles à neutrons ou de trous noirs, les champs magnétiques pourraient atteindre 10^{12} G. Dans ce cas, un électron de 10^9 eV pourrait produire des γ de 1 TeV.

Pour créer une émission synchrotron au TeV à partir de protons, il faut des énergies de 10^{16} eV dans des champs supposés de l'ordre de 10 G.

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

Rayonnement de freinage

Lors du passage d'une particule chargée au voisinage du champ électromagnétique d'un atome, on observe également la production de photons. Ce phénomène est appelé rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) ([121], p.87). Une particule chargée d'énergie E émet des photons dont l'énergie est en moyenne $E/3$. Des électrons ou des protons de 10^{13} eV peuvent donc

émettre des γ de 1 TeV. Le flux dépend de la densité du milieu en noyaux et en particules chargées.

Processus Inverse Compton

Les particules chargées peuvent diffuser élastiquement les photons du milieu ambiant, transférant une partie de leur énergie E au photon d'énergie E_p. L'énergie caractéristique du photon diffusé est alors de l'ordre de ([121], p.103) :

$$E_p^{'} \sim \gamma^2 E_p$$

où γ est le facteur de Lorentz de la particule chargée incidente. Les pertes d'énergies sont proportionnelles à $NE_pE^2m^{-2}$ où N est la densité de photons et m la masse des particules chargées.

Dans tout objet, il existe au moins le champ de photons du fond diffus cosmologique, d'énergie moyenne 10^{-4} eV. La diffusion d'électrons de $\sim$ 100 TeV permet de produire des γ de $\sim$ 1 TeV. Le flux de γ Inverse-Compton est proportionnel à la densité d'électrons et de photons de basse énergie. D'autres photons sont généralement présents. Ils sont émis à plus haute énergie, par exemple dans le domaine infrarouge, par la poussière interstellaire, ou dans le domaine optique, par les étoiles. La présence de ces champs de photons permet de produire des γ au TeV à partir d'électrons relativistes d'énergie plus faible que 100 TeV.

La section efficace de cette diffusion est donnée par la section efficace de Thomson qui est de l'ordre de 0,7 barns. Lorsque $\gamma\hbar\omega \sim m_ec^2$ (où $\gamma\hbar\omega$ est l'énergie du photon dans le référentiel du centre de masse), la section efficace décroît proportionnellement avec l'énergie du photon : c'est le régime de Klein-Nishina. Cet effet limite l'énergie maximale que peuvent atteindre les photons diffusés.

Dans le régime de Thomson, une population d'électrons dont le spectre en énergie varie comme $E^{-\alpha}$ produit un spectre Inverse-Compton en E^{β} avec $\beta = \frac{1+\alpha}{2}$.

Production hadronique : désintégration de π_0

Des protons (p) et des noyaux (N) relativistes, jusqu'à des énergies 10^{20} eV, sont présents dans les rayons cosmiques et doivent donc être accélérés dans des sources dont la nature reste encore inconnue. Ils peuvent interagir dans la source ou avec le milieu ambiant par diffusion inélastique sur les noyaux ambiants $\mathrm{p} + \mathrm{N}$ et par photodissociation sur les photons ambiants $\mathrm{p} + \gamma$. Ces interactions produisent en particulier des pions. Les pions chargés se désintègrent en muons et en neutrinos[1]. Les pions neutres se désintègrent en deux photons[2] $\pi_0 \rightarrow \gamma\,\gamma$. L'énergie observée pour les photons dépend de l'énergie du π_0 initial. Il en résulte un continuum en énergie des γ.

Annihilation de particules de matière noire

Nous savons actuellement que la matière baryonique ne constitue que 17,1% de la matière de l'Univers [182]. Les 82,9% restant sont généralement attribués à des particules massives interagissant faiblement (WIMPs, pour Weakly Interacting Massive Particles). L'annihilation de deux WIMPs formerait des gerbes de particules qu'il serait possible de détecter sur Terre. Plusieurs processus sont susceptibles de générer des γ :

[1] avec un temps de vie propre de $\sim 2,6.10^{-8}$ s et un rapport d'embranchement de 99,99%

[2] avec un temps de vie propre de $\sim 8,4.10^{-17}$ s et un rapport d'embranchement de 98,80%.

- les processus $\chi\chi \to \gamma\gamma$ et $\chi\chi \to \gamma Z$ aboutissant à des raies caractéristiques dans les spectres en énergie,
- les processus d'hadronisation des quarks produits lors de l'annihilation. La fragmentation conduit entre autres à la formation de π^0 qui se désintègrent en deux γ. Ce processus aboutit à un continuum en énergie des γ, brusquement coupé à la masse des WIMPs.

Nous verrons ce phénomène plus en détail dans le chapitre 18 pour interpréter le signal observé en provenance du Centre Galactique.

1.2 Propagation des γ : absorption par le fond infrarouge

Les γ de très haute énergie (E_γ) peuvent interagir avec des photons de plus basse énergie (E) et produire des paires électron-positron si $E_\gamma E > (m_e c^2)^2 = 0,26 \times 10^{12}\,\mathrm{eV}^2$ ([121], p.128). Les $e^\pm$ peuvent à leur tour rayonner et produire de nouveaux γ. Ce processus a deux effets importants :

- les γ d'énergie de l'ordre du TeV interagissent avec des photons infrarouges et visibles ($E \sim 2\,\mathrm{eV}$). Ces photons, émis par les étoiles depuis leur formation, sont présents dans tout le milieu intergalactique. Les γ sont donc absorbés tout au long de leur trajet jusqu'à la Terre. De ce fait, le nombre de sources γ observables diminue lorsque leur distance augmente. Actuellement, la source la plus lointaine observée au-dessus de 100 GeV (H1426 + 428) est située à $z = 0,129$ (~ 560 Mpc) [2, 59][3].
- le phénomène de création de paires est plus important pour les γ de plus haute énergie[4]. La forme du spectre en énergie des sources observées est donc modifiée, généralement courbé à haute énergie.

Notons que le processus de création de paires peut se dérouler à l'intérieur même de la source. Dans ce cas, la source est opaque aux γ de haute énergie (le seuil d'opacité variant en fonction de la densité de photons de basse énergie).

1.3 Les sources de γ de très haute énergie

Les rayons cosmiques ont été découverts, en 1912, par Victor Hess, à la suite de vols en ballon qui ont permis de montrer que le flux de particules chargées dans l'atmosphère augmente avec l'altitude. V. Hess en a donc déduit que leur origine devait être cosmique et non terrestre. Le spectre en énergie de ces particules arrivant en permanence dans l'atmosphère terrestre est maintenant mesuré sur plus de 12 ordres de grandeur, mais leur origine n'est toujours pas confirmée. En effet, les rayons cosmiques chargés, une fois échappés de leur source, se propage aléatoirement dans les champs magnétiques turbulents galactique et extragalactique. Ils arrivent ainsi de façon isotrope sur Terre et il n'est possible de reconstruire leur origine qu'en utilisant des modèles décrivant leurs sources et leur diffusion dans la galaxie[5]. Par contre, les γ produits

[3] Une source non confirmée, 3C 66A, aurait été observée à une distance $z = 0,444$ [149].

[4] Lors de l'interaction de γ du TeV avec les photons infrarouges et visibles, la section efficace est proportionnelle à $\sqrt{1 - \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma E}\right)}$.

[5] Les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, observés avec l'observatoire Pierre Auger en particulier, sont moins sensibles aux champs magnétiques et pourraient donc indiquer directement la position de leur source d'origine.

dans les mêmes sources se propagent en ligne droite et il est donc possible de déterminer leur origine directement. Cependant, il est nécessaire de modéliser les processus d'émission de ces γ afin de contraindre le type de particules accélérées dans la source, et leur distribution en énergie.

Les sources γ sont probablement les sites où sont accélérés les rayons cosmiques. Cet aspect a motivé l'astronomie γ pour identifier et comprendre les objets et les mécanismes à l'origine des rayons cosmiques.
Les observations à très haute énergie n'ont longtemps été disponibles qu'au-delà de 250 GeV avec des expériences au sol telles que CAT, HEGRA et WHIPPLE. Il existe une zone quasiment[6] inexplorée allant de 20 à 250 GeV. L'étude de cette zone est particulièrement intéressante car les sources observées par le satellite EGRET dans le domaine de 100 MeV et les sources observées à très haute énergie ne sont pas les mêmes. Des changements de régime doivent donc se produire dans la zone intermédiaire : coupures brutales du spectre ou apparition d'une nouvelle composante inexistante à plus basse énergie.

Il existe de plus une émission diffuse de photons γ qui résulte de l'interaction des rayons cosmiques piégés dans notre Galaxie avec le milieu interstellaire. Ce rayonnement a été observé par les expériences en satellite à moins de 30 GeV, mais son flux diminue à plus haute énergie où le rayonnement γ est principalement produit par des sources ponctuelles. L'observation de cette émission γ diffuse galactique à haute énergie permettra d'ajouter des contraintes sur les modèles de propagation des rayons cosmiques dans la galaxie.

Les principaux objets qui émettent dans le domaine γ sont les sites d'accélération de particules comme les pulsars, les restes de supernovae et es noyaux actifs de galaxies. Les interactions des rayons cosmiques dans les nuages moléculaires ou l'annihilation de matière noire sont aussi des émetteurs potentiels de γ.

1.3.1 Les sources galactiques

Les restes de supernovae

Les étoiles de plusieurs masses solaires terminent leur vie par une explosion qui se traduit par la formation d'une étoile à neutrons. Lors de l'explosion, les couches périphériques de l'étoile sont expulsées à une vitesse de 10 à 20% de la vitesse de la lumière : il s'agit d'une supernovae de type II. Les restes de supernovae peuvent alors prendre différentes formes en fonction de leur environnement.

Les pulsars. Le cadavre de l'étoile explosant en supernovae est un **pulsar** [143], étoile à neutrons en rotation rapide. D'une densité voisine de la densité nucléaire, les étoiles à neutrons concentrent une masse de l'ordre de la masse du soleil dans une sphère d'un rayon de 10 kilomètres environ. La période de rotation de ces astres est très courte, de quelques millisecondes à quelques secondes. Les pulsars possèdent un champ électromagnétique bipolaire intense, jusqu'à 10^{12} G, dans lequel les particules sont accélérées jusqu'à des énergies très élevées suivant l'axe du champ : deux faisceaux de particules sont émis du pulsar. Ces faisceaux sont généralement décalés par rapport à l'axe de rotation de l'étoile à neutrons et balayent l'espace à la période de rotation de l'étoile, d'où leur nom de pulsar. L'existence de ces objets n'a été mise en évidence qu'à partir de leur émission radio pulsée découverte en 1967 par Jocelyn Bell à Cambridge. Ils ont depuis été étudiés dans une large gamme de fréquences, du rayonnement radio

[6] Depuis peu, l'expérience CELESTE [143] a atteint un seuil inférieur à 100 GeV.

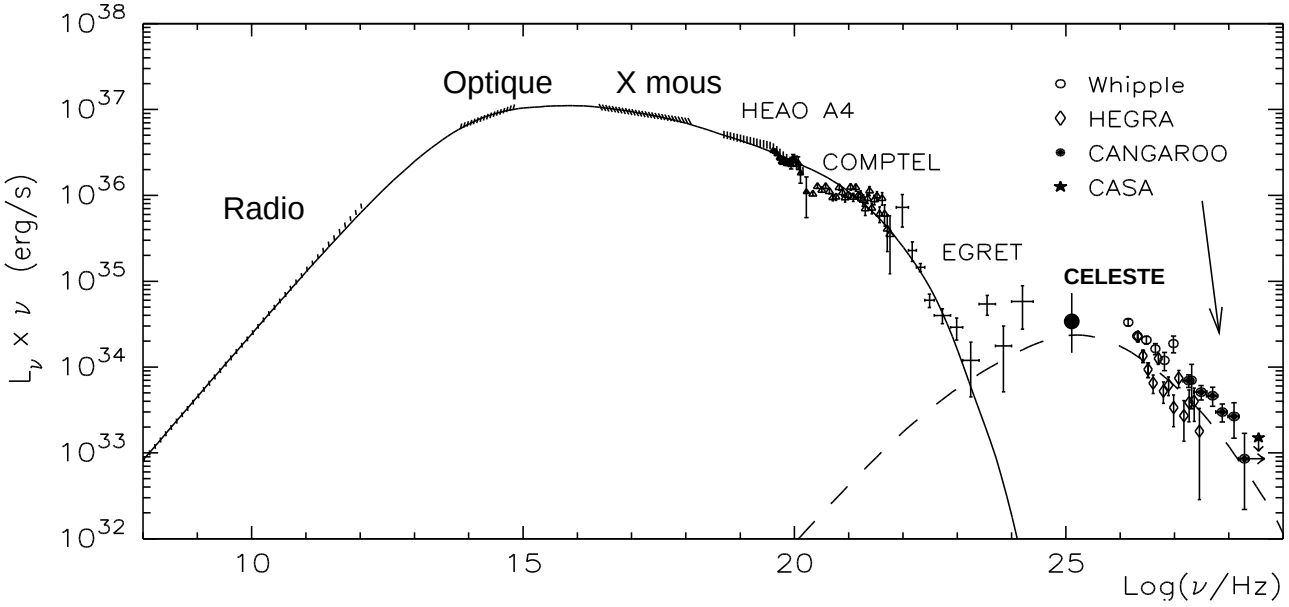


FIG. *1.1:* ***Spectre multi-longueurs d'onde de la nébuleuse du Crabe.***

au rayonnement γ. Le satellite EGRET a détecté six objets possédant une émission périodique jusqu'au GeV. Aucune émission pulsée n'a encore été détectée à plus haute énergie.

Les restes de supernovae en coquille. L'explosion de l'étoile laisse d'autres traces de son passage. Pour une **supernova en coquille**, la matière éjectée dans le milieu interstellaire lors de l'explosion produit une onde de choc et est peu à peu ralentie : l'émission des photons γ est a priori localisée à la périphérie du reste de la supernova, où les particules sont accélérées par accélération de Fermi. Ce processus, qui accélère de nombreuses particules, est invoqué pour expliquer l'origine des rayons cosmiques jusqu'à des énergies de 10^{15} eV. Il permet aussi de disperser les produits de la nucléosynthèse explosive se déroulant pendant la phase de supernova.

Les plérions. Certains pulsars sont associés à des restes de supernovae présentant un rayonnement synchrotron intense à l'intérieur de la coquille. Ce phénomène est expliqué par l'émission d'un vent de paires e^+e^- par le pulsar. Ce vent crée entre le pulsar et la coquille une onde de choc qui accélère les électrons jusqu'à des très hautes énergies. Un tel objet est appelé **plérion**. Un exemple de plérion est la Nébuleuse du Crabe. C'est la première source mise en évidence au TeV. Elle joue un rôle très important en astronomie γ grâce à la stabilité de son flux γ sur des échelles de temps de l'ordre de l'année : elle sert à intercalibrer les différents détecteurs en astronomie γ de très haute énergie. Son spectre, donné sur la figure 1.1, a été mesuré de la radio au TeV et possède deux composantes : une bosse à basse énergie (de la radio jusqu'à quelques centaines de MeV) due à une émission synchrotron des électrons, et une bosse (dont le maximum se trouve autour de 50 GeV) due au rayonnement Inverse Compton des électrons.

Autres sources potentielles

Les **systèmes binaires** sont constitués d'une étoile en rotation autour d'une étoile à neutrons dont l'attraction serait suffisamment forte pour attirer la matière de son compagnon :

c'est le principe de l'accrétion. Cette matière, en tombant, est comprimée et chauffée au point de rayonner thermiquement dans le domaine des rayons X. Les systèmes binaires galactiques n'ont pour le moment pas été observés au delà de quelques MeV. Lorsque l'objet massif est un trou noir de quelques masses solaires, le système forme un **microquasar**, modèle réduit de noyau actif de galaxie (décrit dans la section suivante). La présence de deux jets collimatés de part et d'autre du trou noir est observée en radio [137, 127]. L'émission radio provient du rayonnement synchrotron de particules accélérées à très haute énergie[7].

Les **nuages moléculaires** forment un autre type de sources potentielles de γ de très haute énergie. Ce sont des nuages de matière interstellaire dont le gaz se trouve principalement sous forme de molécules. Deux types de nuages moléculaires ont été identifiés. De petits nuages de quelques années lumières contiennent principalement de l'hydrogène moléculaire H_2 avec une densité de 1 000 à 10 000 molécules par centimètre cube. Ces nuages sont froids, de l'ordre de 10 à 20 K. Le deuxième type correspond à des nuages de plusieurs centaines d'années lumière de longueur contenant principalement de l'hydrogène moléculaire et du monoxyde de carbone CO, avec des densités pouvant atteindre une centaine de millions de molécules par centimètre cube. Ils sont souvent associés à des amas d'étoiles jeunes et chaudes dont le rayonnement engendre des nébuleuses d'hydrogène ionisé H^+, appelées régions HII.
Les nuages moléculaires seraient des sources passives de γ de très haute énergie : des particules accélérées dans des objets proches, des restes de supernovae par exemple, peuvent interagir avec la matière dense des nuages. L'émission γ associée serait alors majoritairement de nature hadronique (section 1.1.2).

1.3.2 Les sources extragalactiques

Les noyaux actifs de galaxies

Les noyaux actifs de galaxie (AGN[8]) sont les objets les plus lumineux de l'astrophysique. Ce sont aussi des objets compacts, de l'ordre de grandeur de la taille du système solaire, et lointains. Le mécanisme d'émission de photons très énergétiques repose sur la présence d'un champ gravitationnel créé par un astre massif et compact, probablement un trou noir de plusieurs millions de masses solaires. Lorsqu'un objet de masse m tombe sur le trou noir, l'énergie rayonnée peut atteindre environ 10 % de l'énergie de masse.
Il existe un nombre important de modèles pour décrire les AGNs, mais ils sont tous basés sur le même principe : les AGNs émetteurs γ, sont constitués d'un trou noir supermassif qui émet des particules en jets relativistes bipolaires collimatés suivant l'axe de rotation de la galaxie, et les photons γ de haute énergie ont leur origine dans ces jets. Ces modèles peuvent se classer en trois grands types [25, 117] :

- Les modèles de type **auto synchro Compton**, pour lesquels les électrons des jets produisent un rayonnement synchrotron puis diffusent sur ces photons synchrotron par effet Compton inverse. Ces modèles concernent probablement les noyaux actifs de galaxies BL Lac[9], mais expliquent difficilement l'existence de photons de très haute énergie (> 10 TeV). Par contre, ces modèles prédisent de très fortes corrélations entre l'émission X (synchrotron) et l'émission γ (Inverse-Compton) dues à la même population d'électrons.

[7] H.E.S.S. a détecté, pour la première fois, un microquasar (LS 5039) à très haute énergie [12]
[8] Active Galactic Nucleus
[9] noyau actif de galaxie à forte émission radio et forte variabilité dans le domaine optique, mais pratiquement sans raies d'émission dans ce domaine.

Une telle corrélation a été observé sur un AGN, Mkn 501 [58].
- Les modèles de type **Compton externe**, pour lesquels les électrons des jets diffusent, par effet Compton inverse, sur des photons d'origine extérieure au jet. Ces modèles sont aussi limités pour expliquer les très hautes énergies.
- Les modèles **hadroniques**, pour lesquels les jets sont formés de protons et de noyaux dont les interactions créent des pions π^0 qui se désintègrent en γ. Ces modèles ont des difficultés pour expliquer la variabilité et les corrélations X-γ observées.

Un caractéristique des AGNs est leur forte variabilité, corrélée dans plusieurs longueurs d'onde.

Les sursauts γ

Les sursauts γ ont été découverts dans les années 60 par les satellites Vela conçus pour observer les émissions liées aux essais nucléaires atmosphériques. Le détecteur BATSE[10], à bord du satellite CGRO[11], en a détecté un par jour en moyenne. Leur distribution sur le ciel est homogène et leurs structures sont variables, de quelques millisecondes à quelques heures. La détection des sursauts par des télescopes X, en particulier par BeppoSAX, a permis d'améliorer nettement la détermination de leur position et d'observer leur contrepartie optique. Les observations en optique ont permis de mesurer le décalage vers le rouge de ces objets, favorisant une origine cosmologique (les décalages mesurés, z, se situent entre 0,01 et 4). L'un de ces sursauts[12], GRB980425 a pu être associé à une supernova de type Ic. Au TeV, GRB970417 semble avoir été vu par MILAGRITO [20]

Actuellement, des satellites dédiés à l'observation de ces sursauts sont opérationnels.

- SWIFT [203] a été lancé en novembre 2004 et doit fonctionner pendant 2 ans. Il devrait observer 200 sursauts γ. Il est équipé de trois instruments. L'un des instruments observe en permanence un champ de vue de 2 sr dans le domaine de 15 à 150 keV à la recherche de sursauts γ. Lorsqu'un sursaut est détecté, sa position est estimée en une dizaine de secondes avec une précision de 5'. Les deux autres télescopes du satellite pointent alors vers la source dans les gammes X (0,3 à 10 keV) et optique (170 à 650 nm). De plus, les informations concernant la position et l'intensité du sursaut sont transmises au sol et distribuées à tous les instruments concernés par le programme GRB Coordinates Network afin qu'ils puissent observer le sursaut le plus rapidement possible. La nouvelle génération d'imageurs Cherenkov au sol va tenter d'observer les contreparties de ces sursauts γ au-delà de quelques dizaines de GeV grâce à ce système d'alerte.
- INTEGRAL a été lancé en octobre 2002 et observe le ciel entre 20 et 100 keV. Un des objectifs de cette mission est aussi l'étude des sursauts γ.

Enfin, la monture de l'imageur Cherenkov MAGIC a été conçue pour être capable d'observer les sursauts γ dès qu'une alerte est déclenchée sur le GRB Coordinates Network : le télescope peut pointer dans n'importe quelle direction du ciel en moins de 20 secondes.

[10] BATSE : Burst And Transient Source Experiment
[11] CGRO : Compton γ-ray Observatory.
[12] Les sursauts γ sont appelés GRB pour Gamma-Ray Burst, suivi de la date du sursaut (AAMMJJ).

1.4 Le ciel γ de haute énergie, état des lieux

1.4.1 De quelques MeV à quelques dizaines de GeV

Le télescope EGRET a été lancé en 1991 avec l'observatoire Compton-GRO. Il a observé le ciel de 30 MeV à une dizaine de GeV pendant près de 9 ans. Il a fourni de larges catalogues de sources [186, 107, 84]. Au total, EGRET a détecté 270 sources parmi lesqelles on dénombre une soixantaine d'AGNs, 7 pulsars, le grand nuage de Magellan, le Soleil ainsi que 170 sources non identifiées. La résolution angulaire d'EGRET, de l'ordre de 1°, n'a pas permis d'associer à ces sources des contreparties à d'autres longeurs d'onde. Cependant, certaines sources pourraient être associées à des restes de supernovae. Les sources observées par EGRET sont montrées sur la figure 1.2.

Plus de 90% des photons γ vus par EGRET proviennent du plan de notre galaxie. Ce fond diffus galactique [97] s'explique par l'interaction des rayons cosmiques avec le milieu et le champ magnétique interstellaires [159, 139, 155, 156].

Le satellite GLAST, dont nous parlerons dans le chapitre suivant, va être lancé d'ici deux ans, avec une sensibilité 100 fois supérieure à celle d'EGRET. De plus, sa résolution angulaire permettra de contraindre plus précisément la position des sources observées et donc de les identifier avec des sources vues à d'autres longueurs d'onde.

1.4.2 Au-delà de 100 GeV

Le nombre de sources détectées au delà de 100 GeV avec les télescopes Cherenkov de deuxième génération (en janvier 2003) est limitée à 17 sources, dont seules 6 sont "confirmées", c'est-à-dire vues par deux expériences. Une source, découverte par HEGRA, reste non identifiée. Elles sont indiquées sur la figure 1.3(a).

Le nombre de sources observées depuis que l'expérience H.E.S.S. est opérationnelle a augmenté d'un facteur 2. La liste des sources vues par H.E.S.S. est donnée dans le tableau 1.1 et la carte du ciel correspondante est donnée sur la figure 1.3(b). En particulier, des observations systématiques d'une partie du plan galactique réalisées en 2004 ont conduit à la découverte de 8 sources [13]. Quatre d'entre elles semblent être associées à des pulsars ou à des restes de supernovae. Quatre autres restent non identifiées. Un signal en provenance de l'AGN PKS $2155-304$ a été vu lors de chaque nuit d'observation avec H.E.S.S. [7]. Il semble que pour la première fois, un signal γ en provenance d'un AGN est observé alors que la source est stable, dans son état bas d'activité.

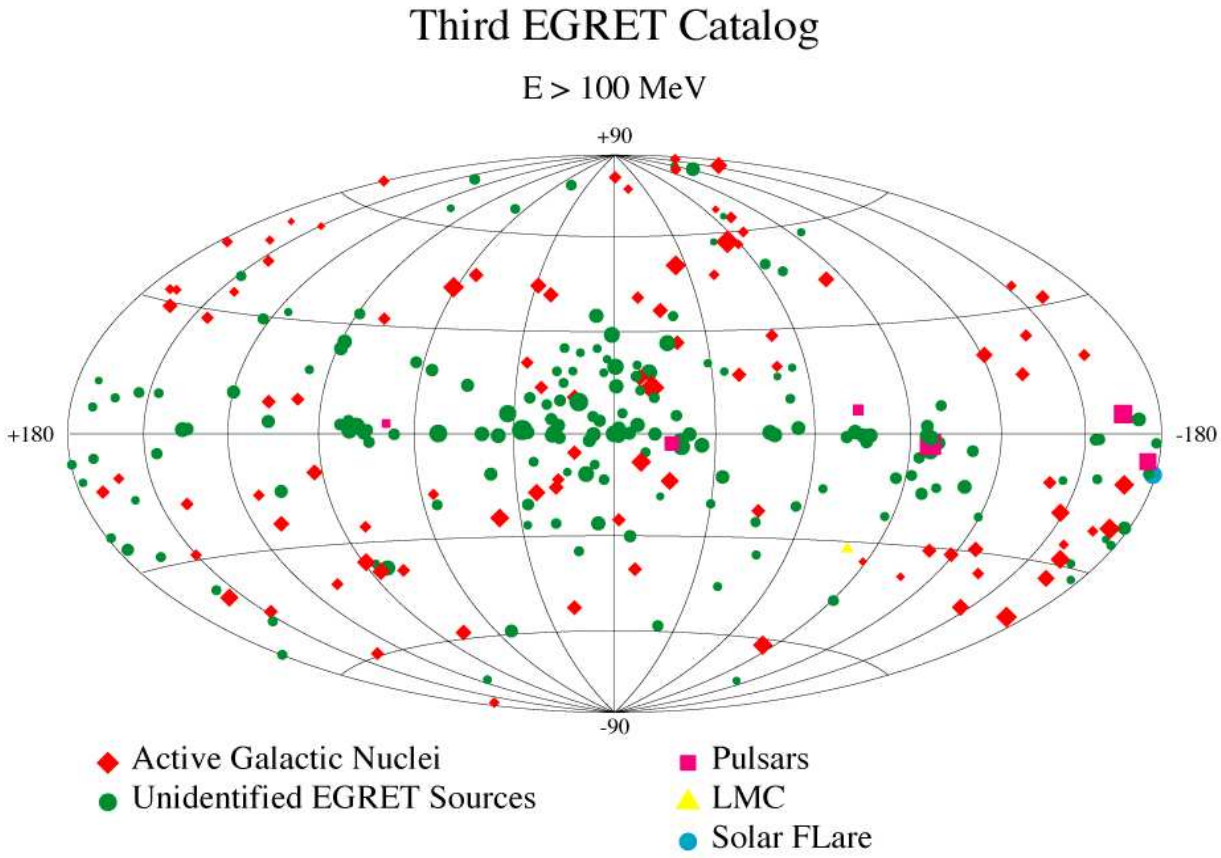
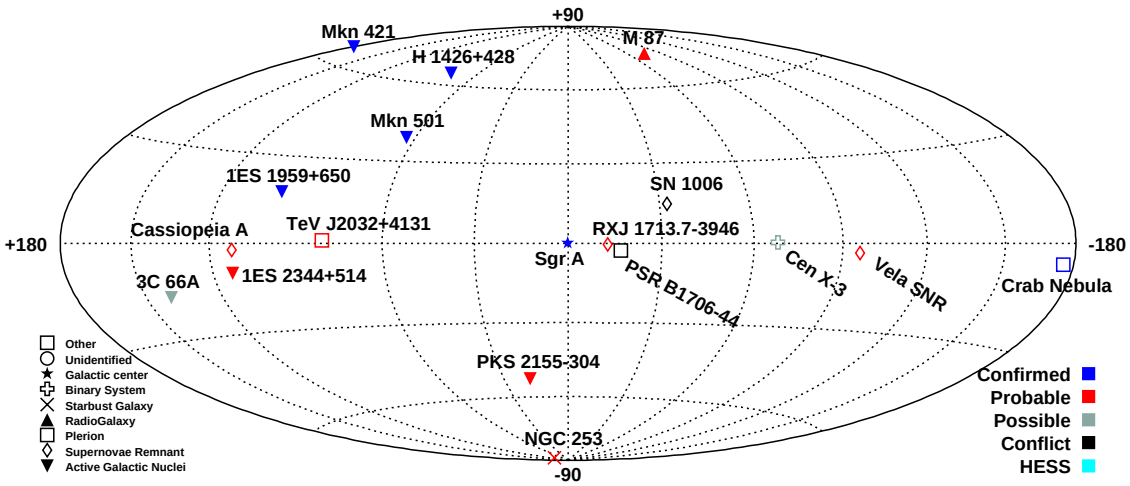
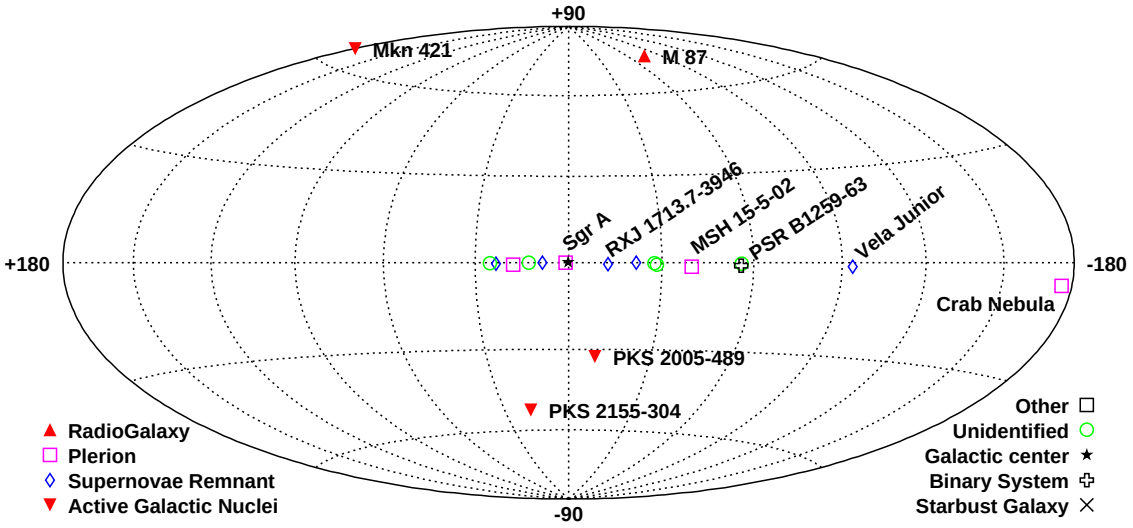


FIG. 1.2: ***Troisième catalogue d'EGRET*** *($E > 100\,MeV$)* ***[84].***



(a) Ciel γ avant le début de H.E.S.S..



(b) Sources vues par H.E.S.S. (avant avril 2005).

FIG. 1.3: ***Ciel γ de haute énergie.*** *(a) Les 18 sources observées par les détecteurs de deuxième génération en une quinzaine d'années. Les symboles indiquent le type de source et la couleur leur statut : seules 6 de ces sources sont confirmées, c'est-à-dire vues par plusieurs expériences. H.E.S.S. a obtenu des limites supérieures en conflit avec les détections annoncées pour deux des sources : SN 1006 et PSR B1706-44. (b) Les 20 sources vues par H.E.S.S. entre juillet 2002 et avril 2005.*

Nom	Ra	Dec	Taille	Indice spectral	Flux (>1 TeV)	Association
Crabe [128]	5,576h	22,014°	p	2,58	18,5	PWN
MSH 15-5-2 [11]	15,241h	-59,272°	$6' \times 2'$	2,27	4,5	PWN
G0.9+0.1 [10]	17,190h	-28,152°	p	2,29	0,6	PWN
RX J1713.7-3946 [9]	17,226h	-39,762°	60'	2,24	12,0	SNR en coquille
RX J0852.0-4622 [32]	88,667g	-46,367°	90'			SNR en coquille
HESS J1303-631 [26]	13,017h	-63,14°	30'	2,4	1,7	association OB Cen OB1 ?
HESS J1614-518 [13]	16,241h	-51,812°	12'	2,46	5,5	non identifiée
HESS J1616-508	16,275h	-50,900°	11'	2,35	4,9	PWN ?
HESS J1640-465	16,179	-46,529°	2'	2,42	2,1	SNR
HESS J1804-216	18,078h	-21,676°	13'	2,72	3,3	SNR
HESS J1813-178	18,227h	-17,843°	3'	2,09	2,5	non identifiée
HESS J1825-137	18,431h	-13,788°	10'	2,46	3,6	PWN ?
HESS J1834-087	18,582h	-8,738°	12'	2,45	1,8	SNR
HESS J1837-069	18,629h	-6,923°	4'	2,27	3.9	source X ?
LS 5039 [12]	18,438h	-14,825°	<50"	2,12	1,1	micro-quasar
PKS 2155-304 [7]	21,981h	-30,226°	p	3,32	v	AGN
Mkn 421 [95]	11,074h	38,209°	p	courbé	v	AGN
PKS 2005-489 [8]	20,157h	-48,831°	p	4,0	v	AGN
PSR B1259-63 [176]	13,047h	-63,836°	p	2,8	v	pulsar+étoile B
HESS J1745-290 [4]	17,761h	-29,008°	$1,5 \times 2,2$	2,3	1,8	Centre Galactique
M87 [27]	12,514h	12,391°	p			radio galaxie, jet ?

TAB. *1.1:* ***Liste des sources détectées par H.E.S.S. et publiées avant juillet 2005.*** *On donne : la position de la source en coordonnées équatoriales (Ra,Dec), sa taille (p indique une source ponctuelle pour H.E.S.S.), son indice spectral (spectre en loi de puissance) et son flux intégré au-delà de 1 TeV (en $10^{-12}\,\mathrm{cm}^{-2}.\mathrm{s}^{-1}$, v indique une source variable). La nature de la source est aussi indiquée (SNR pour reste de supernova, PWN pour plérion).*

Chapitre 2

Les techniques de détection des γ

Malgré l'étendue de son spectre électromagnétique sur 9 ordres de grandeur, de 100 keV à 100 TeV, l'astronomie γ présente des caractéristiques communes qui la distinguent du reste de l'astronomie :

- les flux ϕ de γ sont très faibles et décroissent très rapidement avec l'énergie E : ils suivent une loi de puissance sur de larges intervalles, $d\phi/dE \propto E^{-\Gamma}$, où Γ, l'indice spectral différentiel, est de l'ordre de 2.
- d'une longueur d'onde plus petite que les distances interatomiques, le rayonnement γ ne peut pas être focalisé : la surface de collection des photons est au plus égale à celle du détecteur dans le cas des détecteurs spatiaux.

En plus des contraintes communes à tous les télescopes, l'observation des objets astrophysiques décrits précédemment impose des contraintes sur les instruments utilisés en astronomie γ.

- la surface effective de détection doit être grande car elle fixe le flux minimal détectable pour un temps d'observation raisonnable d'une centaine d'heures,
- un large champ de vue est nécessaire à l'étude d'objets étendus tels que les restes de supernovae,
- une bonne résolution angulaire permet d'identifier une source γ avec une source déjà connue en radio, optique ou X, ou d'identifier les zones d'émission des sources étendues,
- la résolution spectrale doit être importante pour déterminer précisément les spectres dans le domaine γ et mieux comprendre les mécanismes d'accélération des particules. La signature d'une présence éventuelle de matière noire par une raie d'annihilation nécessite également une bonne résolution en énergie.

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

Les télescopes γ de haute énergie embarqués en satellite tels que EGRET[1] ou GLAST[2] observent les γ de quelques MeV à une centaine de GeV. Ils sont constitués de trois sous-détecteurs : un trajectographe, un calorimètre et un bouclier anticoïncidence.

Le **trajectographe** est constitué de plusieurs plans d'un matériau dense qui convertit une fraction importante du flux de γ incidents en paires électron-positron. Entre ces plans sont intercalés des dispositifs de détection permettant de reconstruire la trajectoire des particules chargées afin de remonter à la direction du γ incident. Le trajectographe d'EGRET était une

[1] EGRET : Energetic γ-ray Experiment Telescope.
[2] GLAST : γ-ray Large Area Space Telescepe

chambre à étincelle. Celui de GLAST est un trajectographe à pistes de silicium.
La paire $e^{\pm}$ produite dans le trajectographe engendre une gerbe de particules lorsqu'elle pénètre dans le **calorimètre** placé en dessous. Le calorimètre doit être suffisamment épais pour absorber toute leur énergie. La mesure de l'énergie déposée se fait par la collection de la lumière de scintillation produite par les particules de la gerbe. Le calorimètre segmenté de GLAST permettra une reconstruction du développement de la gerbe électromagnétique,et par conséquent une reconstruction de la direction d'arrivée du γ, même si ce dernier n'a pas été converti dans le trajectographe.
En orbite, le fond de particules chargées est plus de mille fois supérieur au flux de γ cosmiques. Afin de diminuer la contamination en vol, il est donc nécessaire d'avoir une information sur la charge de la particule entrant dans le détecteur. Un **dôme anticoïncidence**, fait d'une surface détectrice mince d'un matériau scintillant, est placé tout autour du trajectographe. Il permet de détecter les particules chargées traversant l'instrument et de limiter les déclenchements des détecteurs.

Le tableau suivant résume les principales caractéristiques d'EGRET et du futur satellite GLAST [204] qui doit être lancé en 2007 :

	EGRET (1991 - 2000)	GLAST (2007 - ...)
domaine en énergie	30 MeV - 30 GeV	100 MeV - 300 GeV
résolution angulaire/γ sur axe	5,5° (100 MeV)	3,4° (100 MeV)
	0,5° (5 GeV)	0,12° (10 GeV)
résolution en énergie	20-25%	$\simeq$ 10%
surface effective	1 000 cm^2	10 000 cm^2
champ de vue	0.6 sr	2.4 sr
sensibilité source ponctuelle	7.10^{-6}cm^{-2}.s^{-1}	3.10^{-9}cm^{-2}.s^{-1}

2.2 La détection au sol des γ au delà de 30 GeV

Les flux de γ d'énergie supérieure à 300 GeV environ sont insuffisants pour être détectés par satellite : les surfaces de collection de quelques mètres carrés qui les caractérisent sont trop faibles. Deux techniques au sol sont utilisées pour détecter ces γ : l'échantillonnage du front Cherenkov et l'imagerie Cherenkov (utilisée par l'expérience H.E.S.S.). Ces deux méthodes de détection indirecte des γ reposent sur la collection du rayonnement Cherenkov émis par les gerbes de particules, initiées par les γ incidents, qui se développent dans l'atmosphère.

2.2.1 Développement des gerbes atmosphériques

Lorsque des particules du rayonnement cosmique pénètrent dans l'atmosphère, elles engendrent par interaction avec l'atmosphère des cascades de particules secondaires détectables indirectement par le rayonnement Cherenkov qu'elles émettent. Nous décrivons maintenant les différents processus permettant le développement des cascades dans l'atmosphère et les caractéristiques du rayonnement Cherenkov émis.

Les γ qui pénètrent dans l'atmosphère engendrent une cascade électromagnétique. Le γ interagit avec le champ des noyaux et crée une paire électron-positron. Ce phénomène de création de paires est possible pour des photons d'énergie supérieure à $2m_ec^2$. Les $e^{\pm}$ rayonnent alors par Bremsstrahlung. Ces photons peuvent à leur tour créer une paire $e^{\pm}$, engendrant ainsi une

gerbe électromagnétique dans l'atmosphère. Lors de leur propopagation, les particules chargées de la gerbe subissent des diffusions multiples sur les champs coulombiens des noyaux de l'atmosphère et leur trajectoire est courbée sous l'effet du champ magnétique terrestre. Ces deux effets sont à l'origine du développement latéral des gerbes. Lorsque l'énergie des $e^{\pm}$ passe au-dessous de ~ 80 MeV[3]), le processus dominant de perte d'énergie des $e^{\pm}$ devient l'ionisation et les particules ne participent plus au développement de la gerbe. Les gerbes électromagnétiques initiées par des γ entre 100 GeV et 1 TeV atteignent leur maximum de développement[4] à une altitude d'une dizaine de kilomètres. Leur longueur atteint quelques kilomètres pour une extension latérale de quelques dizaines de mètres.

Effet Cherenkov

Les particules chargées de ces gerbes vont plus vite que la lumière dans l'air (mais bien sûr moins vite que la vitesse de la lumière dans le vide). Le passage d'une de ces particules crée une onde de choc électromagnétique qui se matérialise sous la forme d'un cône de lumière émis vers l'avant : c'est l'effet Cherenkov ([121], p.122). L'angle θ de ce cône par rapport sà la direction de propagation de la particule dépend de l'indice de réfraction de l'air, $n(\lambda)$ (λ est la longueur d'onde du rayonnement émis) :

$$\cos\theta \;=\; \frac{c}{n.v} \sim \frac{1}{n} \quad \text{pour v} \sim \text{c} \tag{2.1}$$

où v est la vitesse de la particule chargée. Dans l'air, à une altitude de 10 km, θ vaut 0,6°.

Le nombre de photons émis par unité de longeur de trace et par unité de longueur d'onde est donné par :

$$\frac{d^2N}{dxd\lambda} \;=\; \frac{2\pi\alpha q^2}{\lambda^2}\sin^2\theta \tag{2.2}$$

où q est la charge de la particule et α la constante de structure fine.

Le seuil en énergie de production de lumière Cherenkov est défini comme l'énergie à laquelle la vitesse de la particule devient égale à celle de la lumière dans l'air. Pour les électrons, ce seuil varie entre 20 et 40 MeV au cours de la propagation de la gerbe dans l'atmosphère[5]. Cette valeur est relativement proche de l'énergie critique au-dessous de laquelle les pertes d'énergie par ionisation dominent, ce qui implique que les $e^{\pm}$ passant au-dessous de l'énergie critique n'émettent quasiment pas de rayonnement Cherenkov.

Bruit de fond hadronique

Les rayons cosmiques produisent aussi des gerbes de particules dans l'atmosphère, engendrant un bruit de fond largement dominant dans la gamme d'énergie des télescopes à effet Cherenkov : au niveau du déclenchement de H.E.S.S. (100 GeV), on compte un facteur 300 entre le flux γ d'une source intense telle que la Nébuleuse du Crabe et le fond.

Le bruit de fond hadronique est dominé par les protons et les noyaux d'hélium. Le spectre des protons et noyaux d'hélium primaires[6] peuvent être représentés par des lois de puissance

[3] Ce seuil dépend du numéro atomique moyen du milieu. Il varie donc avec l'altitude.

[4] Le maximum de développement est atteint lorsque le nombre de particules dans la gerbe est maximal.

[5] Ce seuil est de ~ 20 MeV au niveau de la mer.

[6] C'est-à-dire à l'entrée de l'atmosphère.

du GeV à 100 TeV, avec des indices spectraux différentiels de 2,78 et 2,68 respectivement. Les interactions des ces particules avec les noyaux dans l'atmosphère émettent des particules avec de fortes impulsions transverses, engendrant généralement plusieurs composantes distinctes dans ces gerbes. Par conséquent, la tache de lumière Cherenkov au sol est plus étalée que celle d'une gerbe électromagnétique. Les différences entre les gerbes électromagnétiques et les gerbes hadroniques sont utilisées par les détecteurs à effet Cherenkov atmosphérique afin de rejeter le bruit de fond dû aux gerbes hadroniques.

Il existe aussi un bruit de fond électromagnétique constitué d'électrons. Les gerbes initiées par les électrons sont identiques aux gerbes initiées par des γ : ce bruit de fond est donc irréductible. Cependant, le spectre des électrons primaires suit une loi de puissance d'indice 3,3 et ne domine le bruit de fond qu'à très basse énergie, aux alentours de 10 GeV. Il devient négligeable au-dessus de quelques dizaines de GeV.

2.2.2 Echantillonnage spatio-temporel du front Cherenkov

La technique d'échantillonnage consiste à mesurer les intensités et les temps d'arrivée du front Cherenkov sur de nombreuses stations balisant une surface légèrement supérieure à celle de la tache de lumière. L'analyse des temps d'arrivée permet de reconstruire la direction d'arrivée du γ primaire avec une précision de l'ordre de 0,1°. La quantité de lumière Cherenkov collectée permet une estimation de l'énergie des γ.

Les premiers détecteurs utilisant cette technique étaient THEMISTOCLE et ASGAT. La seconde génération, composée de CELESTE[7] , STACEE[8] et CACTUS[9] a couvert le domaine en énergie entre 30 GeV et 300 GeV, qui sépare les expériences en satellite et les expériences d'imagerie Cherenkov. Le principal problème de ce type de détecteur est sa faible réjection du bruit de fond hadronique qui limite sa sensibilité.

2.2.3 Imagerie Cherenkov atmosphérique

La technique d'imagerie consiste à former l'image de la gerbe de particules en lumière Cherenkov dans le plan focal d'un grand miroir où l'on place une caméra constituée de plusieurs centaines de photomultiplicateurs. L'analyse des images obtenues permet d'estimer la direction et l'énergie du γ primaire. Les surfaces efficaces typiques de ces instruments sont ainsi de quelques $10^4\,\mathrm{m}^2$, surface de la tâche de lumière Cherenkov au sol, pour des surfaces de collection des miroirs de l'ordre de $100\,\mathrm{m}^2$: seule une fraction de la tâche Cherenkov au sol est donc collectée par l'imageur. Ce principe est schématisé sur la figure 2.1. La taille du miroir est liée au seuil en énergie : les gerbes initiées par des γ des plus basse énergie étant moins lumineuses, il est nécessaire de collecter une fraction de lumière plus importante pour les détecter. L'avantage principal de cette technique est la réjection des signaux dus aux hadrons. En effet, les images des cascades électromagnétiques sont caractérisées par une forme allongée avec un axe principal bien défini, alors que les cascades hadroniques peuvent donner des formes diverses, souvent morcelées. De plus les cascades hadroniques engendrent des muons qui, s'ils tombent à proximité du télescope, créent une image en forme d'arc (figure 13.1(d)). Cette analyse d'image nécessite une caméra de haute définition : le nombre de photomultiplicateurs doit être élevé.
Avec la technique d'imagerie, il est possible d'utiliser plusieurs télescopes : ceci permet des

[7] CELESTE : CErenkov Low Energy Sampling and Timing Experiment.
[8] STACEE : Solar Tower Atmospheric Cherenkov Effect Experiment.
[9] CACTUS : Converted Atmospheric Cherenkov Telescope Using Solar-2.

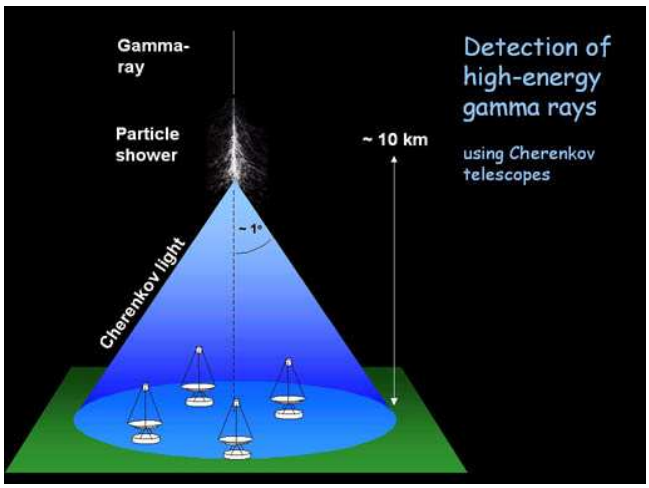


FIG. *2.1:* ***Principe de l'imagerie Cherenkov atmosphérique.*** *Le γ incident engendre une cascade de particules qui émettent du rayonnement Cherenkov dans un cône dont le rayon au sol est de l'ordre de 120 m. Un imageur, situé dans la tâche de lumière au sol, forme l'image de la cascade dans son plan focal.*

observations stéréoscopiques des cascades. Les observations multi-télescopes améliorent la précision quant à la position de la source, mais surtout réduisent le déclenchement dû aux muons. La réjection du bruit de fond hadronique est aussi améliorée par l'analyse de plusieurs images des cascades.

2.3 Etat des lieux de l'astronomie γ

2.3.1 Les imageurs Cherenkov

La technique d'imagerie Cherenkov s'est développée durant les années 1990. Les principaux imageurs de cette période sont :

- Whipple : au Etats-Unis, le détecteur est formé d'un télescope avec un grand miroir de 10 m de diamètre et un seuil de 250 GeV.
- Durham Mark 6 : en Australie, le détecteur est formé de trois réflecteurs de 46 m^2 fixés sur une monture alt-azimutale. Une caméra de 91 pixels et deux caméras de 19 pixels sont respectivement placées à la focale du réflecteur central et des réflecteurs externes [18]. Le seuil en énergie de ce détecteur est de 300 GeV.
- HEGRA[10] : cinq télescopes dont les miroirs ont un diamètre de 3,5 m sont situés au Canaries. Cette expérience a validé l'utilisation de plusieurs télescopes fonctionnant en stéréoscopie. La taille réduite des miroirs limite le seuil à 500 GeV.
- CAT[11] : le détecteur est situé sur le site de THEMIS dans les Pyrénées. Il a mis en oeuvre une caméra à très fine pixellisation avec une électronique rapide, permettant d'atteindre un seuil de 250 GeV avec un miroir de 5 m de diamètre seulement.
- CANGAROO-I et II[12] : premier détecteur situé dans l'hémisphère sud (Australie),

[10]HEGRA : High Energy Gamma-Ray Astronomy.
[11]CAT : Cherenkov Array at Themis.
[12]CANGAROO : Collaboration of Australia and Nippon (Japan) for a GAmma Ray Observatory in the

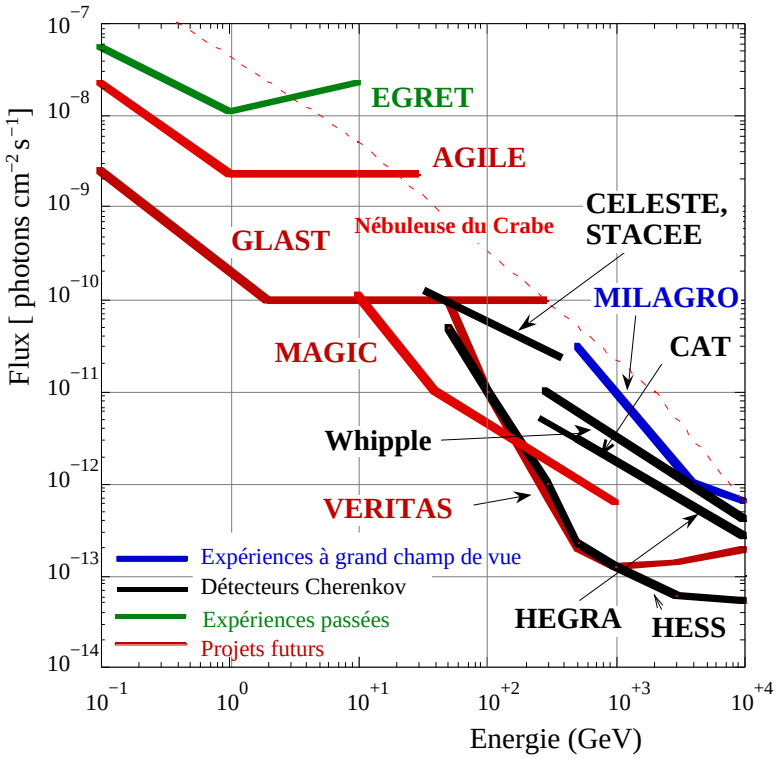


FIG. 2.2: ***Sensibilités des détecteurs d'astronomie γ.***

CANGAROO-I était un télescope de 7 m de diamètre. Pour CANGAROO-II, le diamètre du télescope a été augmenté à 10 m. L'expérience étant située à faible altitude (∼80 m), son seuil est de 500 GeV.

Quatre détecteurs de troisième génération ont combiné certaines techniques développées précédemment afin d'augmenter la sensibilité (d'un facteur 10) et de diminuer le seuil en énergie. Dans l'hémisphère nord, MAGIC, un grand télescope de 17 m de diamètre aux Canaries est opérationnel depuis fin 2004, et VERITAS sera composé de 4 télescopes de 12 m de diamètre. Le prototype des télescopes de VERITAS est actuellement en fonctionnement. L'ensemble du système devrait être opérationnel d'ici deux ans. Les deux autres détecteurs, CANGAROO-III et H.E.S.S., se trouvent dans l'hémisphère sud. CANGAROO-III, en Australie, comprend quatre télescopes de 10 m de diamètre opérationnels depuis début 2004. Le système H.E.S.S. sera décrit dans cette thèse. Il est formé de quatre télescopes de 12 m de diamètre et le système complet est opérationnel depuis décembre 2003. La figure 2.2 indiquent les sensibilités des différents télescopes γ.

Les futurs développement permettront d'avoir un recouvrement en énergie entre les détecteurs au sol et les satellites. Ce recouvrement permettra d'intercalibrer les expériences dont les erreurs systématiques sont très différentes. De plus, ce recouvrement s'effectue dans la fenêtre de 10 à 100 GeV encore très peu explorée. Dans ce cadre, les deux projets principaux sont des extensions des expériences MAGIC et H.E.S.S., avec l'ajout d'un deuxième télescope pour MAGIC, et l'ajout d'un télescope de 28 m de diamètre au centre du réseau des quatre télescopes actuels pour H.E.S.S.. Ces deux projets ont pour objectif d'atteindre un seuil de quelques dizaines de GeV.

Outback.

2.3.2 Les satellites

Dans le domaine des γ mous, de 10 keV à 10 MeV, le satellite européen INTEGRAL[13] a été lancé en 2001. Il contient quatre instruments dont deux observent les γ : l'imageur IBIS[14], utilisant la technique des masques codés [181, 77] afin de reconstruire la direction du photon incident, et le spectromètre, SPI[15].

Depuis l'arrêt d'EGRET en 2000, la fenêtre entre 100 MeV et 10 GeV n'est plus observée. Le satellite AGILE[16], qui doit être lancé en 2005, est basé sur le même principe que le satellite GLAST décrit précédemment mais avec une sensibilité 10 fois moindre. Il permet de couvrir le domaine d'énergie de 30 MeV à 50 GeV en attendant le lancement de GLAST en 2007 ou 2008. Enfin, l'expérience AMS[17] doit être installée sur la station spatiale internationale à une date encore inconnue (a priori en 2008). Grâce à un calorimètre de 16 longueurs de radiation (contre 8 pour GLAST), AMS-γ doit observer des γ jusqu'au TeV, mais avec une sensibilité 100 fois moindre que GLAST.

Conclusion

La sensibilité des imageurs Cherenkov de nouvelle génération et des futurs satellites γ a atteint un niveau qui va permettre d'augmenter significativement le nombre de sources connues au delà de 100 MeV et d'avoir une couverture complète en énergie entre 100 MeV et quelques dizaines de TeV. Les premiers résultats de l'expérience H.E.S.S., qui a vu en un an autant de sources que l'astronomie γ en 15 ans, sont très prometteurs.

[13] INTEGRAL : International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory.
[14] IBIS : Imager on Board the INTEGRAL Satellite
[15] SPI : SPectrometer on INTEGRAL.
[16] AGILE : Astrorivelatore Gamma ad Immagini L'Eggero
[17] AMS : Anti-Matter Spectrometer

Deuxième partie

Le détecteur H.E.S.S.

Le détecteur H.E.S.S. est une expérience d'astronomie gamma au sol de troisième génération, basée sur le principe de l'imagerie Cherenkov. L'objectif du projet est de diminuer le seuil en énergie jusqu'à 100 GeV au zénith et d'améliorer la sensibilité par rapport aux expériences précédentes Whipple, HEGRA et CAT.

Le seuil en énergie des imageurs Cherenkov est lié au rapport signal sur bruit du détecteur. Empiriquement, le signal vu par un pixel est proportionnel à la surface de collection de lumière $\mathcal{A}$ et à l'efficacité ϵ de collection des photons par le système (atmosphère, miroir, caméra). Le bruit est proportionnel au flux Φ_{NSB} de photons de bruit de fond du ciel (NSB pour Night Sky Background), au champ de vue d'un pixel Ω et à la largeur temporelle de la fenêtre d'intégration du signal Δt. Le seuil en énergie est alors donné empiriquement par :

$$E_{seuil} \propto \left(\frac{S}{\sqrt{B}}\right)^{-1} \propto \sqrt{\frac{\Omega.\Delta t.\Phi_{NSB}}{\mathcal{A}.\epsilon}}$$

Le bruit du fond du ciel provient des étoiles mais aussi de la lumière diffuse des villes environnantes. Le choix du site de l'expérience loin des villes est donc très important. Les caractéristiques choisies pour les imageurs de H.E.S.S. allient les techniques instrumentales développées par les expériences antérieures : un grand miroir ($\mathcal{A}$) comme Whipple, une caméra rapide (Δt) et finement pixellisée (Ω) comme CAT ainsi que la stéréoscopie comme HEGRA. La stéréoscopie permet en particulier d'améliorer la réjection du bruit de fond hadronique largement dominant et la reconstruction des paramètres (énergie, direction) des photons γ incidents.

Après avoir présenté le site sur lequel se situent les télescopes de l'expérience H.E.S.S., nous détaillons les caractéristiques des télescopes et des caméras. Le système de déclenchement, au niveau des caméras et du système complet est ensuite décrit. Enfin, le déroulement des observations et les différents outils de contrôle de l'atmosphère sont expliqués.

Chapitre 3

Le réseau d'imageurs

3.1 Le site

L'expérience H.E.S.S. est située en Namibie, à une centaine de kilomètres au sud-ouest de la capitale Windhoek, à $23° 16' 18,4'' S$ de latitude et $16° 30' 00,8''$ E de longitude. L'altitude du site de l'expérience est de $1\,800 \pm 20$ m[1]. Cet emplacement a été choisi pour les excellentes conditions météorologiques, la pureté du ciel, et la latitude permettant d'observer une grande partie du plan galactique (figure 3.1).
Le climat est de type semi-désertique. La densité de population très faible (1 à 2 habitants/km^2) permet d'éviter toute pollution lumineuse artificielle. De plus, les profils moyens de température et de pression sont connus grâce à des études menées par l'ESO dans cette région. Ils ont une grande influence sur l'absorption de la lumière Cherenkov et sont utilisés dans les simulations. Le champ magnétique est orienté à 14° du nord géographique. C'est une région de faible champ magnétique appelée anomalie sud-atlantique : sa valeur sur le site, 0,2 Gauss, est de l'ordre de deux fois plus faible que pour les autres expériences. Cette particularité prend toute son importance dans le dévelopement des gerbes initées par des γ des basse énergie dans lesquelles les $e^{\pm}$ sont alors moins déviés par le champ magnétique, ce qui facilite leur reconstruction.

3.2 Le réseau d'imageurs

Les quatre télescopes de la première phase de H.E.S.S. sont placés aux sommets d'un carré de 120 m de côté, orienté selon les axes cardinaux (figures 3.2 et 3.3). Cet espacement est un compromis entre la nécessité que les photons Cherenkov issus d'une cascade électromagnétique atteignent plusieurs télescopes et le fait que la vision stéréoscopique est meilleure quand la distance entre deux télescopes est plus grande. Il optimise ainsi la surface effective de déclenchement du système d'imageurs tout en permettant un bon rejet des événements dus aux muons, bruit de fond principal (60%) en fonctionnement mono-télescope.

La figure 3.3 montre l'agencement des télescopes et des infrastructures présentes sur le site. Chaque télescope est entouré par quatre paratonnerres et les caméras sont protégées dans un hangar lorsque le système ne prend pas de données. L'ensemble des quatre télescopes se trouve à l'intérieur d'une clôture électrifiée.

Chaque télescope est relié au bâtiment de contrôle par trois fibres optiques et des câbles de puissance alimentés par deux groupes électrogènes.

[1] Mesures GPS données dans les pages internes de la collaboration H.E.S.S.

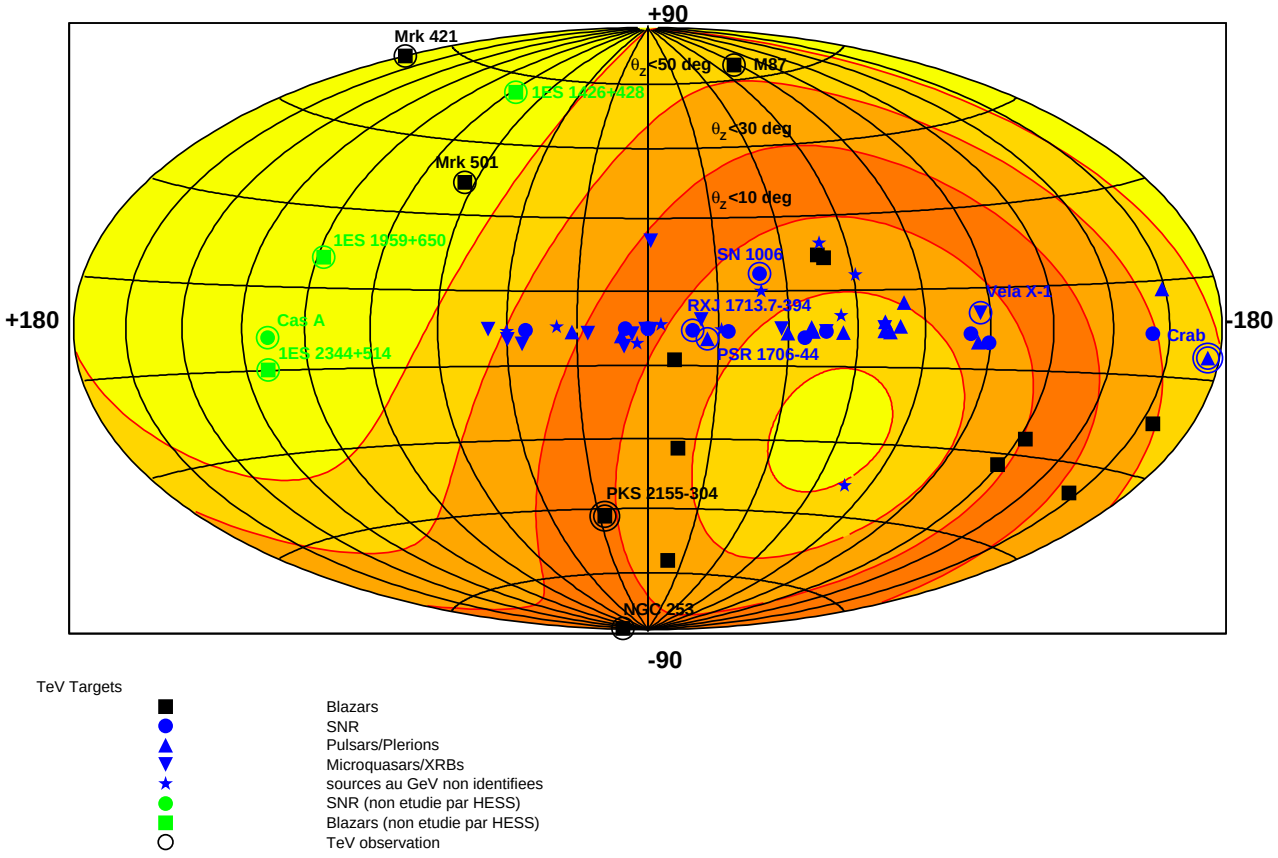


FIG. *3.1:* ***Visibilité du ciel depuis le site de H.E.S.S., en coordonnées galactiques.*** *Les contours indiquent l'angle zénithal maximal de chaque région du ciel sur toute l'année. L'angle zénithal maximal est indiqué dans chaque bande. La bande la plus foncée correspond à la région observable à moins de 10° du zénith. Les bandes les plus claires correspondent aux régions obervables à grand angle zénithal,* $> 50°$.

FIG. 3.2: ***Photographie du site avec les 4 télescopes.***

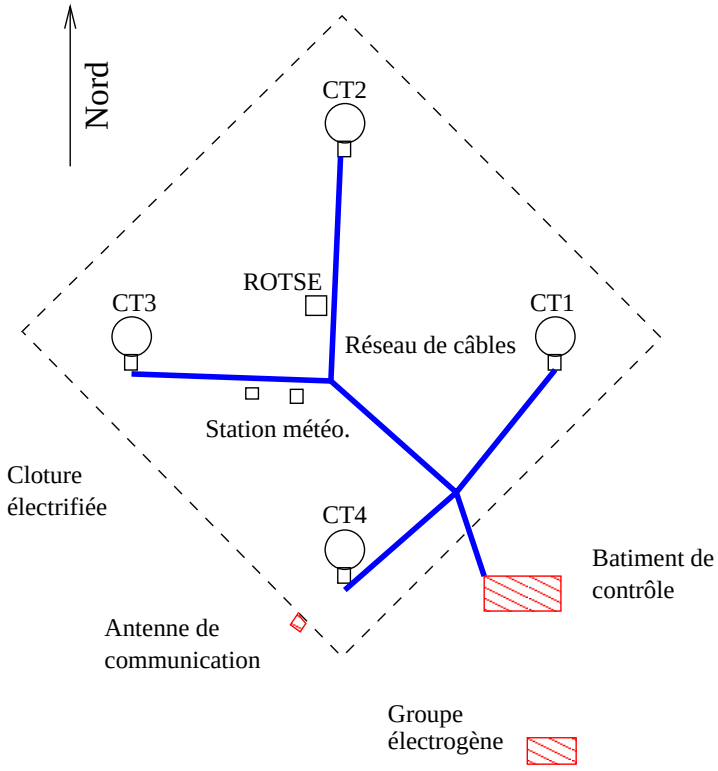


FIG. 3.3: ***Position des télescopes et des infrastructures sur le site.***

Le bâtiment de contrôle est constitué d'une salle de commande de laquelle on suit l'état du système et les prises de données. Le système d'acquisition fonctionne sur une ferme d'une trentaine de PCs bi- et quadri-processeurs à 850 MHz et 2 GHz. Les communications avec l'extérieur passent par une antenne micro-ondes à 145 kbits/s. La taille d'une prise de données typique de 28 minutes est 5 GB. Le transfert des données vers l'Europe ne peut donc pas se faire par ce moyen : des DLTs de 30 GB sont écrites et rapatriées toutes les deux semaines environ.

Les principaux instruments de la station météorologique sont décrits dans la section 7.3.

Le télescope ROTSE III, placé actuellement au centre du site est dédié au suivi des contreparties optiques de sursauts gammas. 20% du temps d'observation est utilisé pour un suivi des sources observées par H.E.S.S.. Il fonctionne depuis août 2003. ATOM, un autre télescope optique de 76 cm de diamètre, sera entièrement dédié au suivi des sources de H.E.S.S.. Il devrait être installé en 2005.

Chapitre 4

Les télescopes

4.1 Monture

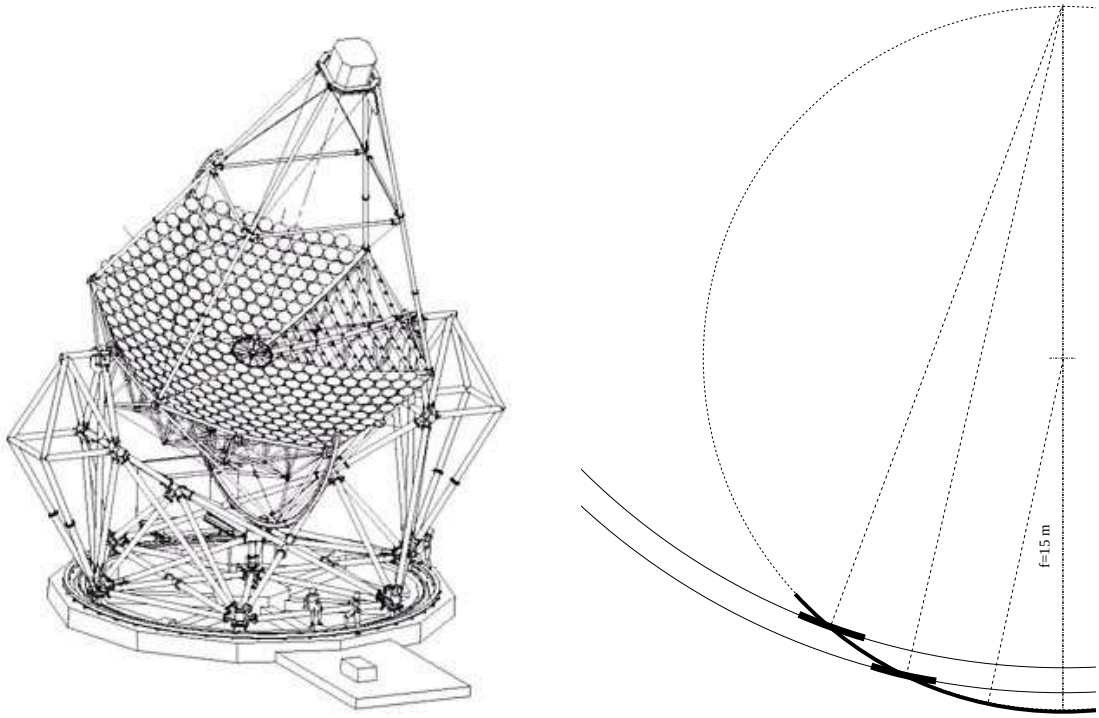
Les télescopes de l'expérience H.E.S.S. ont une monture alt-azimuthale en acier, schématisée sur la figure 4.1(a). Elle est constituée du support de miroir et de bras pour tenir la caméra dans le plan focal. Sa masse totale est de $37,7$ tonnes. Les spécifications des montures sont résumées dans la table 4.1. Le suivi des sources est réalisé par deux moteurs actionnant des roues en contact, par friction, avec des rails en azimuth et en élévation, contrôlés par une boucle d'asservissement. La vitesse de déplacement maximale autour des deux axes est de 100° par minute. L'asservissement du pointé se fait à l'aide de codeurs situés sur les rails et mesurant les déplacements avec une précision de $10''$.

Possibilité de déplacement en azimut	385°
Possibilité de déplacement en zénith	-35° à 175°
Vitesse de déplacement maximale	100°/min
Précision de pointé	0,01°
Vitesse maximale du vent autorisée en prise de donnée	50 km/h
Vitesse maximale du vent autorisée	160 km/h

TAB. *4.1:* ***Spécifications de la structure mécanique d'un télescope.***

4.1.1 Montage Davies-Cotton

Les réflecteurs de lumière des télescopes de H.E.S.S. sont segmentés en 380 miroirs circulaires de 60 cm de diamètre, formant une surface réfléchissante de $107\,\mathrm{m}^2$ et de rayon de courbure 15 m. Les miroirs sont disposés selon un montage Davies-Cotton schématisé sur la figure 4.1(b) : les miroirs, de focale 2f (30 m), sont disposés sur une calotte sphérique de focale f (15 m). Les axes optiques de chaque miroir sont concourants sur l'axe optique de la calotte, à une distance double de celle du foyer (c'est-à-dire 2f). Ce montage limite les aberrations de coma (hors axe optique) par rapport à un réflecteur parabolique, mais induit une plus grande dispersion en temps des photons. Dans le cas de H.E.S.S., la taille des images d'une source ponctuelle est inférieure à la taille d'un pixel de la caméra quelle que soit sa position dans le champ de vue (section 4.2.2). Cette caractéristique est importante pour ne pas dégrader les images des cascades de particules dans l'atmosphère. Dans un montage Davies-Cotton, les photons tombant



(a) Structure des télescopes (b) Montage Davies-Cotton

FIG. *4.1:* ***Schémas de la structure des télescopes de H.E.S.S.*** *et du principe du montage de Davies-Cotton utilisées pour les miroirs.*

loin du centre du réflecteur arrivent plus tôt à la focale, suivant $r^2/(2.F.c)$ où r est la distance du centre du réflecteur au point d'impact du photon, F la focale du système et c la vitesse de la lumière. Pour les miroirs de H.E.S.S., l'asynchronisme maximal est de l'ordre de 5 ns et reste suffisamment faible par rapport à la durée intrinsèque du flash Cherenkov des cascades qui est de l'ordre de 3 ns.

4.1.2 Réflectivité des miroirs

Les résolutions angulaires des miroirs individuels obtenues sur banc de test [63] sont en moyenne de 0,4 mrad (rayon contenant 80% de la lumière) et leur réflectivité moyenne est de l'ordre de 80% entre 300 et 600 nm.

La réflectivité des miroirs a été contrôlée sur le site, au printemps 2004. Une diminution de 10% a été mesurée. Cependant, les valeurs sont les mêmes pour les miroirs de CT3 que pour les télescopes installés plus tard. L'évolution de la réflectivité semble donc se stabiliser autour de 70%. Cette diminution peut s'expliquer par un dépôt de poussière sur les miroirs. L'évolution observée est similaire pour tous les miroirs, quelque soit leur position sur le réflecteur. Un contrôle systématique de la réflectivité des miroirs sera mis en place au cours de l'année 2005.

4.1.3 Surface de réflection effective

Géométriquement, la surface réflective des 380 miroirs d'un télescope de H.E.S.S. répartis suivant la montage de Davies-Cotton est de $106,08\,\mathrm{m}^2$. Cependant, la caméra, son capot ouvert et la flèche de la structure du télescope provoquent une ombre sur le miroir qui diminue le surface effective. La fraction de lumière perdue a été étudiée en détail dans [36].

La figure 4.2 donne la fraction de lumière perdue en fonction de l'angle incident relatif à l'axe optique du télescope et à trois azimuths différents. En moyenne, 11% de la lumière est perdue, augmentant de 10,2% pour les photons arrivant parallèlement à l'axe optique du télescope à 11,5% à 2° de l'axe optique. L'anisotropie de l'éclairement de la caméra induit par les ombres reste inférieure à 3%.

Ces effets sont pris en compte dans les simulations du détecteur. La surface effective du miroir d'un télescope de H.E.S.S. est alors de $94\,\mathrm{m}^2$.

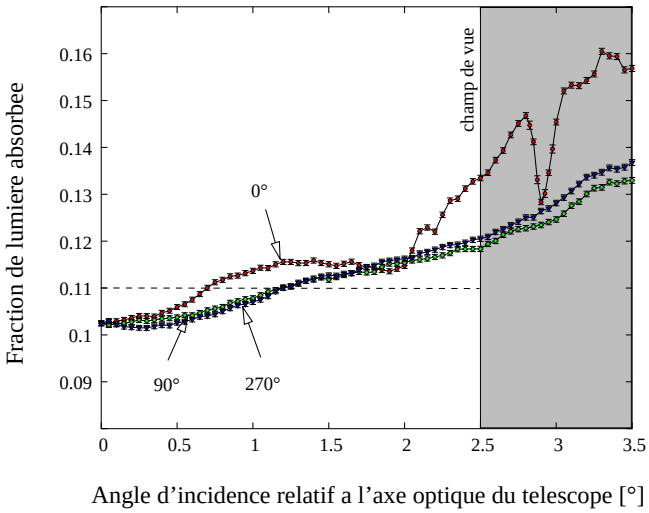


FIG. *4.2:* ***Fraction de lumière perdue en fonction de l'angle d'incidence par rapport à l'axe optique du télescope, pour trois angles azimuthaux différents.*** *La zone ombrée à droite est hors du champ de vue du télescope [36]. La trou vers 2,9° est dû à la fois à l'ombre des mâts d'interconnection et à celle des mâts de soutien.*

4.2 Alignements des miroirs

4.2.1 Procédure d'alignement des miroirs

La procédure d'alignement des miroirs est décrit dans [52] et schématisé sur la figure 4.3. Le télescope pointe vers une étoile. Chaque miroir renvoie une image individuelle de cette étoile dans le plan focal (capot fermé de la caméra). Une caméra CCD, placée au centre du miroir, enregistre l'image du plan focal. La direction de l'axe optique de chaque miroir est modifiée de telle sorte que les images individuelles de l'étoile ne forment qu'une seule image à la focale du télescope. L'alignement est réalisé avec des étoiles de magnitude entre -1,5 et 2, lorsque leur élévation se situe entre 55° et 75°. La monture a été construite de telle sorte que les déformations soient minimales dans ce domaine en élévation, correspondant aux altitudes d'observation les plus fréquentes.

4.2.2 Image d'une source ponctuelle (PSF)

L'étalement de l'image d'une source ponctuelle (ou PSF pour Point Spread Function) a été mesurée sur axe après alignement des miroirs [51, 53]. La PSF obtenue est montrée sur

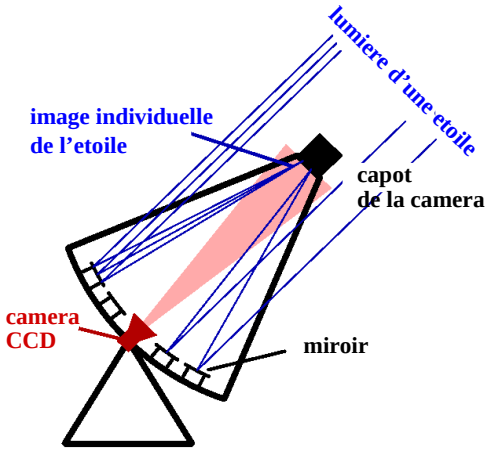


FIG. *4.3:* ***Principe de l'alignement des miroirs [52].*** *Chaque miroir, mobile, renvoie l'image d'une étoile sur le capot de la caméra. Ces images sont observées par une caméra CCD.*

la figure 4.4(a). Sa largeur peut être paramétrée par plusieurs grandeurs : le RMS σ_{proj} de la projection sur un axe (radial ou tangentiel[1]) et le rayon $r_{80\%}$ d'un cercle autour du centre de gravité de l'image et contenant 80% de l'intensité totale. La figure 4.4(b) résume l'évolution de ces paramètres en fonction de l'angle d'observation pour les quatre télescopes à des élévations de l'ordre de 65°. Le tableau 4.2 donne les mesures de la PSF sur axe[2], ainsi que les valeurs attendues dans les simulations et les valeurs maximales spécifiées. Les simulations reproduisent correctement la PSF dont la largeur est meilleure que les spécifications par un facteur 2.

paramètre	CT1	CT2	CT3	CT4	simulations	spécifications
σ_{proj} (mrad)	0.23	0.23	0.23	0.23	0.21	≤ 0.50
$r_{80\%}$ (mrad)	0.40	0.42	0.40	0.40	0.38	≤ 0.90

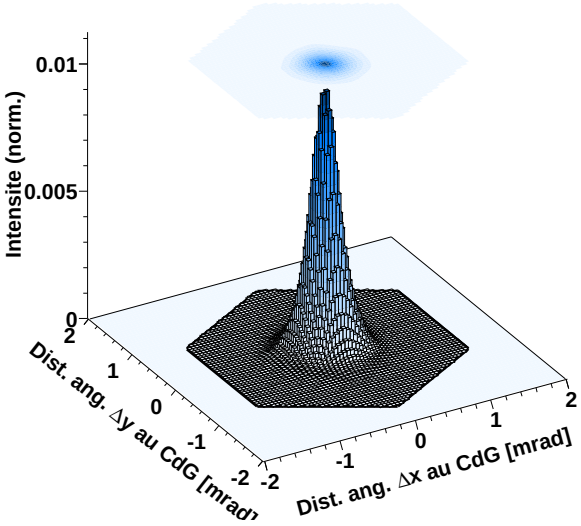
TAB. *4.2:* ***Valeurs des paramètres de la PSF mesurée sur axe****, comparés aux résultats de la simulation et aux spécifications demandées [53].*

La structure mécanique des télescopes se déforme sous l'effet de la gravité lorsque l'altitude de pointé varie. La figure 4.4(c) décrit l'élargissement de la PSF lorsque l'altitude est à l'extérieur du domaine utilisé lors de l'alignement des miroirs. Pour les observations les plus usuelles, au-dessus de 45° d'altitude, la taille de la PSF varie de moins de 10%. A 30°, elle est élargie d'environ 40% mais reste inférieure à la taille des pixels ($\sim 1,4$ mrad de rayon). De plus, les comportements des quatre télescopes sont similaires.

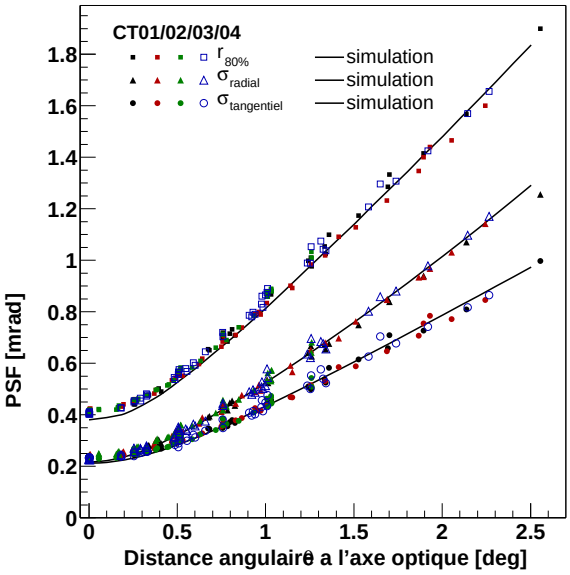
La stabilité de la PSF après l'alignement initial des miroirs est contrôlée régulièrement. L'évolution du paramètre $r_{80\%}$ est représentée sur la figure 4.4(d) pour les deux premiers télescopes de H.E.S.S.. La largeur de la PSF croît lentement (0,024 mrad (6%) par an). Ceci indique une stabilité à long terme de la structure des télescopes.

[1]Lorsque la source n'est pas sur l'axe optique du télescope, la PSF est asymétrique : elle est plus étendue dans la direction radiale du réflecteur que dans la direction tangentielle. σ_{radial} et $\sigma_{tangentiel}$ sont les extensions extrémales de la PSF.

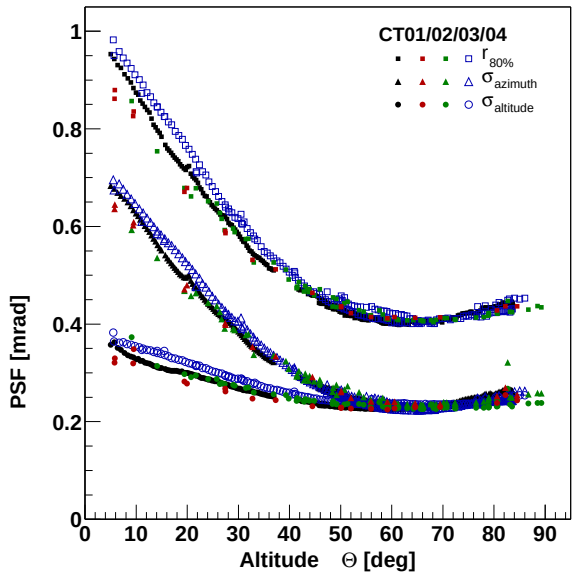
[2]Sur axe, la PSF est à symétrie cylindrique, σ_{proj} est donc la projection de la distribution sur un axe quelconque.



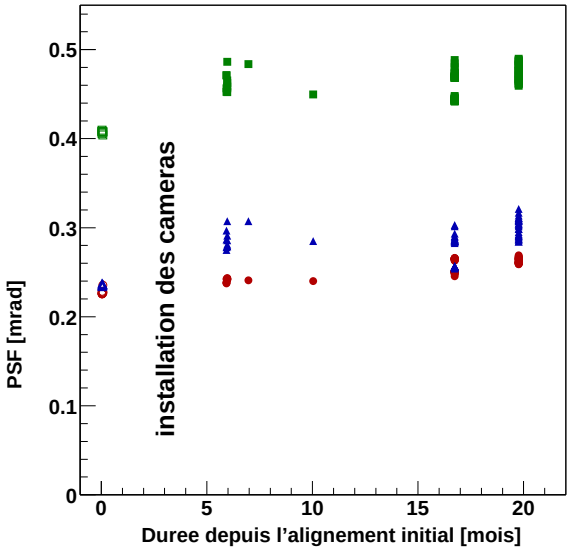
(a) Image d'une étoile sur l'axe optique.



(b) PSF hors axe optique.



(c) PSF en fonction de l'altitude.



(d) PSF à 65° d'altitude en fonction du temps.

FIG. 4.4: ***PSF à 2 dimensions et évolution hors axe.*** *(a) Distribution de l'intensité lumineuse de l'image d'une étoile sur l'axe optique du télescope (CT4) : PSF. La bordure hexagonale représente la géométrie d'un pixel (rayon de $\sim 1,4$ mrad). Figures (a,b,c) : les couleurs correspondent aux différents télescopes ; les symboles indiquent différentes mesures de la PSF. (b) Evolution de la PSF hors axe optique [53]. Les simulations (courbes continues) reproduisent correctement les données. (c) Déformation de la PSF sur axe en fonction de l'altitude de pointé des télescopes [53]. (d) Evolution du paramètre $r_{80\%}$ à une altitude de 65° en fonction du temps pour les deux premiers télescopes de H.E.S.S..*

La stabilité de la résolution angulaire, quelle que soit la direction d'arrivée des photons, est un paramètre important pour l'étude de sources γ étendues et pour étudier leur morphologie.

4.3 Corrections de pointé

Les déplacements des télescopes en altitude et azimuth sont asservis avec une précision de l'ordre de $10''$. Afin de déterminer plus précisément l'origine des γ observés, des corrections de pointé sont faites lors de l'analyse. Ces corrections sont dues aux effets suivants :

- déformation de la structure mécanique en fonction du pointé (déplacement des miroirs et de la caméra par rapport à la focale).
- écart de pointé au passage sur un joint entre deux rails d'azimuth ou d'élévation, de positions connues.
- déplacement des fondations de CT3, contrôlé régulièrement[3].
- déviations dues au vent ou à des obstacles sur les rails, imprévisibles.

Un modèle de déformation mécanique des structures de chaque télescope est utilisé pour corriger le pointé. Ce modèle, détaillé dans [76], est basé sur l'acquisition d'images d'étoiles brillantes, réfléchies par les miroirs sur le capot de la caméra (C1) du télescope par une caméra CCD placée au centre du miroir. Le centre de la caméra C1 est déterminé à l'aide de LEDs de positionnement placées sur ses bords, autour des photomultiplicateurs. Les étoiles sont observées à un grand nombre de positions différentes en azimuth et altitude. Les corrections de pointé dues aux déformations de la structure du télescope en fonction de la position peuvent alors être modélisées. La précision de pointé après ces corrections est de l'ordre de $5''$.

Pour obtenir une meilleure précision, une deuxième caméra CCD qui regarde directement le ciel dans la direction de pointé peut être utilisée. Les différences entre les positions attendues des étoiles et les positions observées après application des corrections mécaniques indiquent l'erreur de pointé final. L'utilisation de la caméra CCD en ligne permettra d'améliorer la précision de pointé jusqu'à $1''$. Les erreurs systématiques lors de la détermination des positions des sources γ observées seront alors réduites, permettant d'associer plus précisément les nouvelles sources à des sources vues dans d'autres longueurs d'onde ou de mettre des contraintes plus fortes sur la nature et la taille des régions d'émission.

[3] les fondations de CT3 s'enfoncent de environ 3 mm par an.

Chapitre 5

Les caméras

Les caméras [190] sont conçues pour enregistrer les images des gerbes atmosphériques en lumière Cherenkov. Les critères de conception de la caméra sont une taille de pixels petite (champ de vue de $0,16°$) pour obtenir une bonne qualité d'image, un large champ de vue ($5°$) pour pouvoir observer des sources étendues et réaliser des recherches systématiques d'objets, une logique de déclenchement rapide pour limiter le temps de stockage des données, et une électronique d'acquisition rapide limiter la contribution du bruit de fond du ciel ($\sim$ 1 photo-électron par pixel en 10 ns).
La caméra (figure 5.1) a une longueur de 1,5 m et un diamètre de 1,6 m. Elle pèse 900 kg. La caméra est formée de 960 photomultiplicateurs (PMs) équipés de cônes de Winston qui permettent d'augmenter la collection de photons et d'écarter la lumière d'albédo. La caméra est modulaire, ce qui facilite la maintenance : elle est constituée de 60 "tiroirs" comprenant chacun 16 PMs et leur électronique associée.
Les signaux en provenance des PMs sont échantillonnés en permanence dans les mémoires analogiques qui gardent l'histoire des dernières 128 nanosecondes. Quand plusieurs PMs sur la caméra sont illuminés en coïncidence, la voie de déclenchement détecte un événement et déclenche l'arrêt de la prise de données et la lecture des données stockées dans des mémoires analogiques. Pour ne pas déformer les signaux, la longueur des câbles doit être minimisée : les données sont numérisées en sortie de la mémoire analogique dans le tiroir.
Des circuits de contrôles de chaque tiroir enregistrent les courants des PMs, leur taux de déclenchement, les tensions d'alimentation et les températures dans toute la caméra. 80 ventilateurs permettent d'extraire les 5 kW de chaleur dissipée dans la caméra.

5.1 Les cônes de Winston

Les cônes de Winston sont placés devant chaque PM. Ils sont en PMMA (PolyMethylMetAcrylate) coloré en noir, Leurs faces réfléchissantes sont aluminisées et recouvertes d'une couche protectrice de SiO_2. La forme des cônes est hexagonale, avec des diamètres des sections d'entrée et sortie de 41 et 21,5 mm respectivement. Leur hauteur est de 5,3 cm et leur diamètre angulaire est de $0,16°$: c'est la taille angulaire des pixels des caméras de H.E.S.S..

Les cônes de Winston sont utilisés afin d'augmenter la surface de collection des photons sur la caméra en réduisant l'espace entre les PMs, tout en rejetant la lumière d'albédo d'incidence supérieure à $30°$ (figure 5.2(a)). De plus, la lumière en provenance du miroir et arrivant sur le cône est concentrée sur la partie centrale de la photo-cathode du PM, où l'efficacité quantique

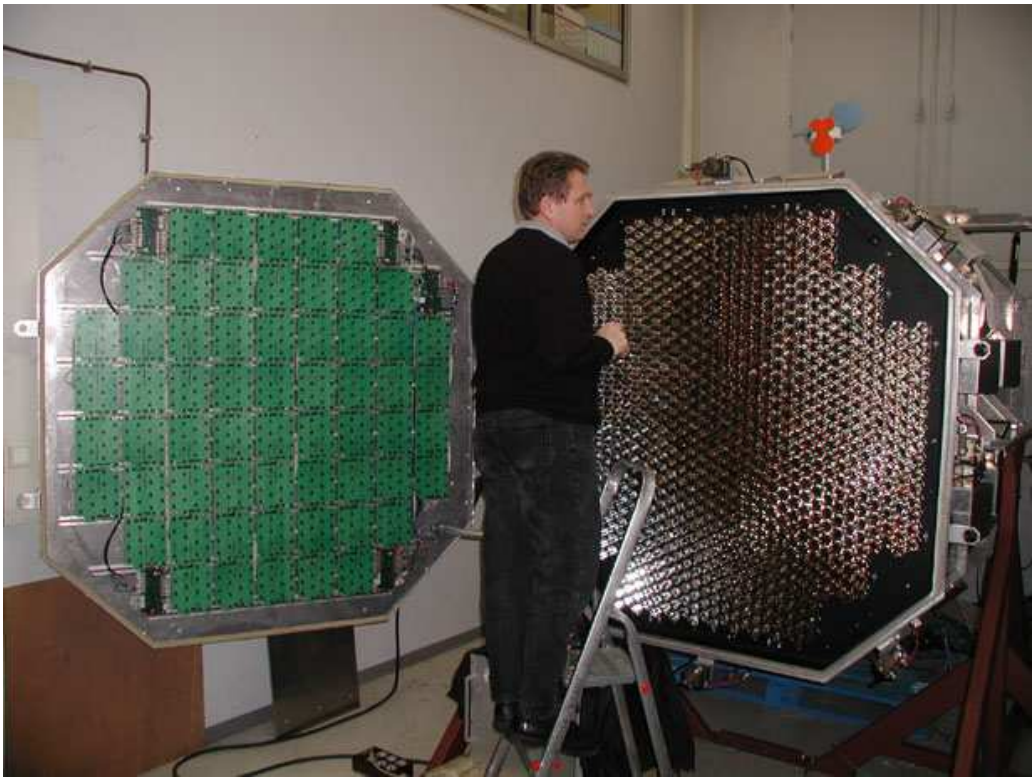
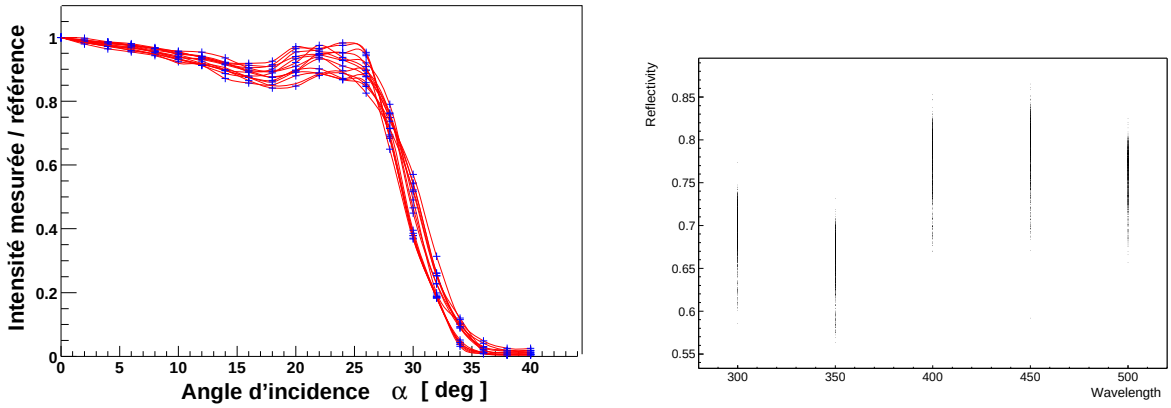


FIG. 5.1: ***Photographie de la première caméra de H.E.S.S. (vue de face) pendant les tests au LPNHE.***

et l'efficacité de collection sont maximales. La réflectivité en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la figure 5.2(b) : elle est de l'ordre de 75%.



(a) Réflectivité en fonction de l'angle d'incidence. (b) Réflectivité en fonction de la longeur d'onde.

FIG. 5.2: ***Réflectivité des cônes de Winston.*** *(a) Réflectivité moyenne relative en fonction de l'angle d'incidence pour un ensemble de cônes. La lumière arrivant avec un angle d'incidence supérieur à 30° est rejetée à plus de 50%. (b) Réflectivité des cônes de Winston en fonction de la longueur d'onde en nm pour une source de lumière sur l'axe optique.*

5.2 Les photo-multiplicateurs

Les photo-multiplicateurs utilisés dans les caméras sont produits par l'entreprise Photonis, modèle XP2960 [103, 102]. Leur diamètre est de 28,5 mm pour une photo-cathode de 23 mm de diamètre. La figure 5.3(b) présente l'efficacité quantique en fonction de la position d'arrivée des photons sur la photo-cathode. On aperçoit que la zone efficace de collection de lumière a un diamètre de 21 mm. L'efficacité de collection de lumière dans cette zone varie de moins de 10% et s'étend entre 250 et 650 nm, avec un pic à 27% à 380 nm (figure 5.3(a)). Au gain nominal de 2×10^5, la résolution σ/Q[1] du photo-électron est de 50%.

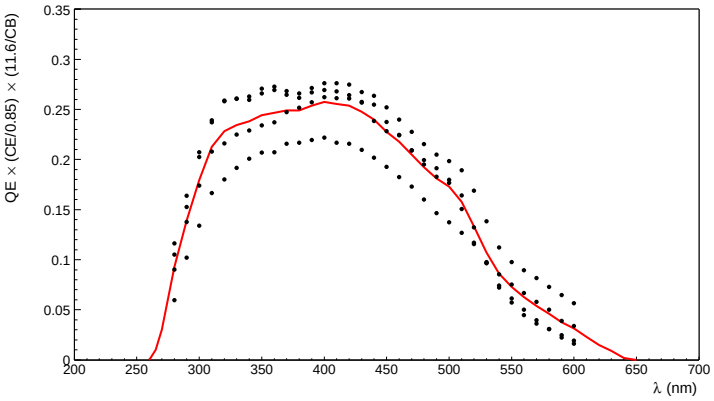
Le gain de 2×10^5 a été choisi pour identifier le photo-électron unique après amplification raisonnable dans la chaîne d'acquisition. La valeur de la haute-tension de chaque PM, de l'ordre de 1 000 V, est ajustée indépendemment. Les huit dynodes des PMs sont alimentées par un pont diviseur de tension. Le pont est alimenté par une base active fixée à l'arrière des PMs amplifiant sa tension d'entrée par un facteur 400 : les tensions de sortie se situent entre 400 et 1 400 V. Afin de protéger les PMs contre des éclairement trop intenses, il existe un limitateur de courant à $200\,\mu A$. Cependant, il s'est avéré défectueux pour environ la moitié des bases de H.E.S.S..

La forme de la réponse des PMs au photo-électron unique a été modélisée dans [81]. Elle est utilisée dans les simulations du déctecteur.

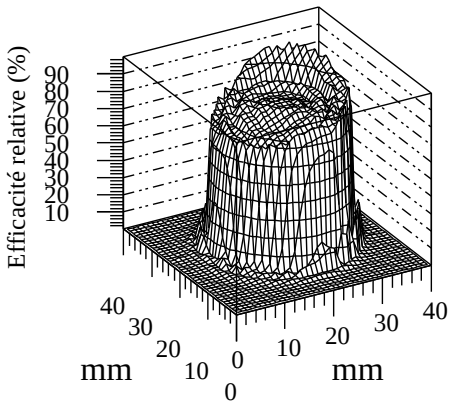
5.2.1 Courants de base des PMs

L'intensité du courant consommé par chaque PM est mesurée fréquemment, de deux manières différentes (courant de haute tension HVI et courant d'anode DCI). L'origine de ce courant

[1] La résolution d'un PM est estimée par le rapport entre la largeur du pic du photo-électron, σ, à la charge moyenne de ce pic, Q.



(a) Efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde.



(b) Efficacité quantique sur la photo-cathode.

FIG. 5.3: ***Efficacité quantique des PMs.*** *(a) Efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde en nm pour quatre PMs. La courbe en trait plein représente la valeur moyenne. (b) Efficacité quantique relative en fonction de la position d'arrivée sur la photo-cathode à incidence nulle pour un PM.*

et les mesures effectuées sont expliquées dans section 11.2 qui traite de leur étalonnage et de leurs variations avec la température et le NSB.

Lorsqu'un PM est éclairé trop intensément, sa haute tension dest coupée : pour cela, une limite sur la tension HVI est appliquée (voir section 9.3).

5.3 Le principe de l'électronique de la caméra

Le dispositif électronique d'une caméra de H.E.S.S. est constitué de deux blocs situés à deux endroits distincts : à l'avant de la caméra, 60 **tiroirs** incluant chacun 16 PMs et l'électronique de lecture et de déclenchement local, et à l'arrière la **baie électronique** contenant en particulier l'unité centrale (CPU : Central Processing Unit) et l'électronique de déclenchement de la caméra.

Chacun des 60 tiroirs contiennent deux cartes, dites mémoires analogiques (MA), associées à huit PMs avec leurs électroniques de traitement des données (amplification, stockage, conversion et lecture) et de déclenchement local, montées sur une carte mère, dite de Slow-Control (SC). Ces trois cartes sont en liaison avec deux interlocuteurs de la baie : le module de gestion principal gérant la caméra et le module réalisant la logique de déclenchement. La figure 5.4 décrit les pincipaux échanges entre ces composantes.

La détection d'un événement au niveau de la caméra est réalisée dans le module de déclenchement : le nombre de PMs qui, dans une même carte analogique, détectent un signal au-dessus d'un seuil en même temps est envoyé en permanence au module. Celui-ci élabore la logique de déclenchement globale de la caméra (section 6.1.1). Si un événement est détecté, le module de déclenchement informe le module de gestion de la caméra et transmet les décisions de prise de données aux tiroirs. Ceux-ci arrêtent alors l'échantillonnage et commencent la lecture des données, les numérisent et les transfèrent vers les FIFOs (First In First Out). Lorsque les données sont disponibles, elles sont lues par le module de gestion de la caméra. Les valeurs des paramètres de contrôle (courants, température) transitent par ces mêmes FIFOs.

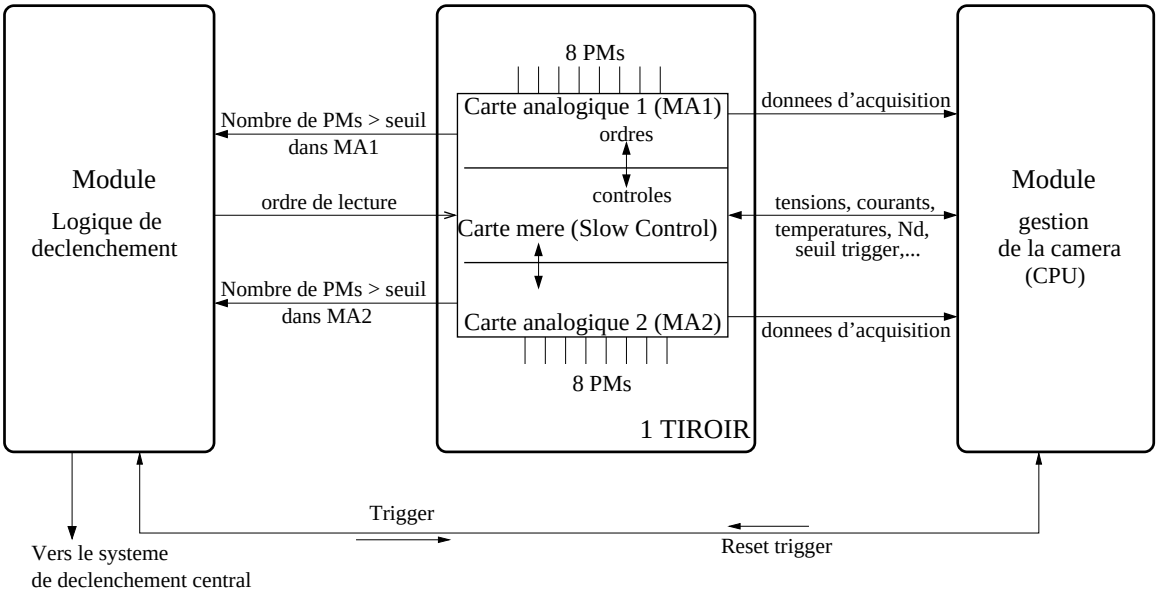


FIG. 5.4: ***Les principales informations échangées entre les différentes parties de l'électronique de la caméra.***

5.4 Les tiroirs

Dans ce paragraphe, nous décrivons succéssivement les deux parties constitutives d'une tiroir, les cartes analogiques et la carte dite de de "Slow-Control" qui gère les communications entre le tiroir et le module de gestion.

5.4.1 L'électronique d'une carte analogique

Chacune des 120 cartes analogiques possède les fonctionnalités suivantes : la gestion de la gamme dynamique dans la partie mesure d'une part, et la réalisation de la logique de déclenchement élémentaire sur huit PMs d'autre part. Le synoptique de l'électronique d'une carte analogique, donné sur la figure 5.5, indique que le signal de sortie de chaque PM est envoyé sur trois voies : deux voies d'échantillonnage de gains différents pour gérer la gamme dynamique des mesures, et une voie de déclenchement (voie trigger).

La voie de d'échantillonnage

Gestion de la gamme dynamique. Une des caractéristiques de H.E.S.S. est de déterminer la distribution du photo-électron unique à la tension nominale utilisée lors des prises de données. Les simulations de γ d'energie de l'ordre de 10 TeV ont montré que leur détection nécessite d'élargir la gamme dynamique jusqu'à 1 600 photo-électrons. Ainsi, deux voies d'échantillonnage sont utilisées. Le signal de sortie du PM est transmis sur une voie de gain -50, qui couvre la gamme de 0 à 100 photo-électrons et sur laquelle on peut discriminer un seul photo-électron, et sur une voie de gain -4, qui couvre la gamme de 16 à 1 600 photo-électrons.

Voies d'échantillonnage. Le temps de l'élaboration du signal de déclenchement, à partir des mesures des PMs de la caméra, nécessite de stocker temporairement l'information analogique de

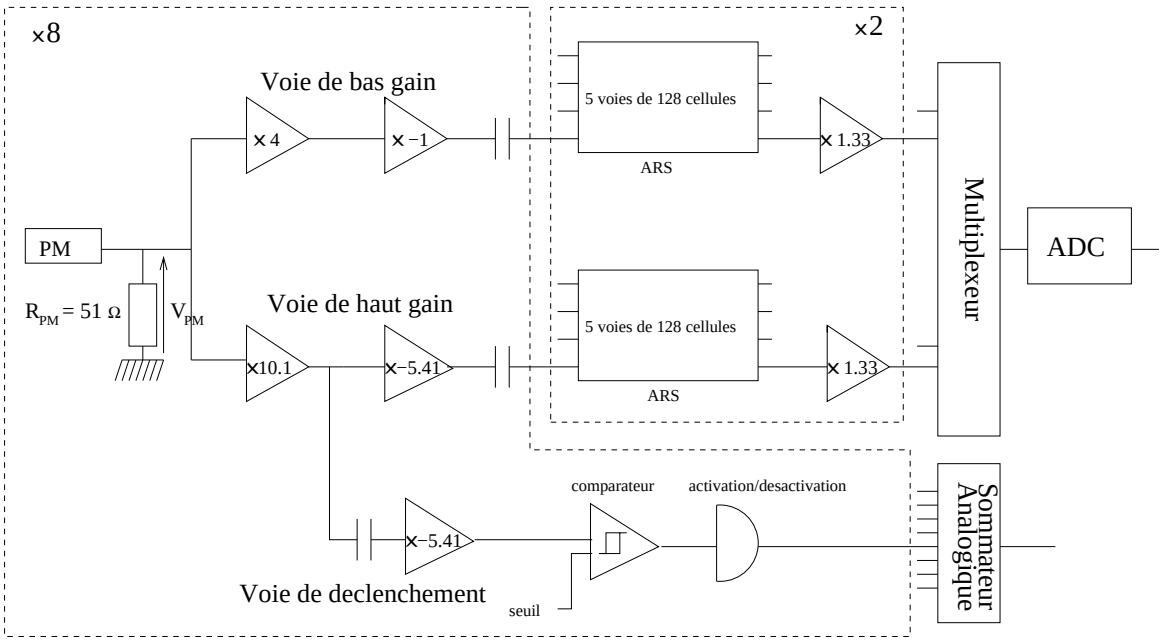


FIG. 5.5: ***Synoptique de l'électronique d'une carte analogique de la caméra****, incluant deux voies d'acquisition d'amplification différentes, et une voie de déclenchement.*

chaque PM. La solution utilisée est basée sur l'utilisation de mémoires analogiques circulaires ARS (Analogic Ring Sampler) possédant chacune cinq voies de 128 cellules et échantillonnant en permanence les signaux de 4 PMs à une fréquence de 1 GHz (une des voies est inutilisée)[2]. Ces ARS (ARS0 [83]) ont été initialement conçues au CEA/DAPNIA-SEI pour l'expérience ANTARES [205]. Les ARS conservent donc l'histoire des dernières 128 ns des signaux des PMs, les données précédentes étant écrasées. Lors du déclenchement du télescope, le stockage continu des données dans les ARS est stoppé et les données, contenues dans N_L (16) cellules d'ARS, sont lues.

Lors de la lecture, seule une fenêtre de N_L ns est relue. N_L doit être supérieur à la durée du signal du PM pour ne pas perdre d'informations, mais pas trop grand afin de ne pas intégrer du NSB dans le signal. Le signal de sortie d'un PM a une largeur moyenne de 3 ns comme indiqué sur la figure 5.6, mais l'ARS l'élargit jusqu'à une dizaine de nanosecondes à mi-hauteur. N_L est fixé à 16 ns. La lecture de l'ARS nécessite deux paramètres de contrôle : la largeur de la fenêtre, N_L, et le paramètre N_d qui définit la position de la fenêtre centrée sur le signal qui a déclenché la caméra (figure 5.7). Lorsque la carte reçoit un ordre de lecture, les ARSs continuent à échantillonner le signal sur (128-N_d) ns puis s'arrêtent. La lecture des données sur N_L cellules commence alors. La valeur donnée à N_d, liée à la durée séparant l'événement à l'origine du déclenchement et l'ordre de lecture reçu par la carte analogique, est donc très important : si N_d est trop grand, le signal qui a déclenché la mesure n'est pas encore arrivé dans la fenêtre de lecture, mais si N_d est trop petit, le signal qui a déclenché la mesure a dépassé la fenêtre de lecture et est en partie écrasé. La valeur donnée à N_d est de l'ordre de 70 échantillons. Son étalonnage est décrit dans la section 8.1.

La lecture des données dure 275 μs et induit un temps mort incompréssible dans l'acquisition.

[2]Un échantillon correspond donc à une durée de 1 ns. Les paramètres N_L et N_d utilisés dans la suite seront donc utilisés comme un nombre d'échantillons ou comme une durée en ns.

Nous avons vu que le signal de chaque PM est échantillonné dans deux voies de gains différents. Ils sont donc stockés dans deux voies d'ARS. De plus, pour limiter la diaphonie (déformation du signal de la voie de gain faible induite par le signal de la voie de gain élevé), deux ARSs différentes sont utilisées. Une ARS donnée échantillonne donc le signal provenant soit de quatre voies de bas gain, soit de quatre voies de haut gain. La figure 5.8 montre la relation entre les 16 PMs d'un tiroir et les 8 ARSs. Cette topologie est utilisée pour détecter les ARSs instables lors de l'étalonnage (section 9.2).

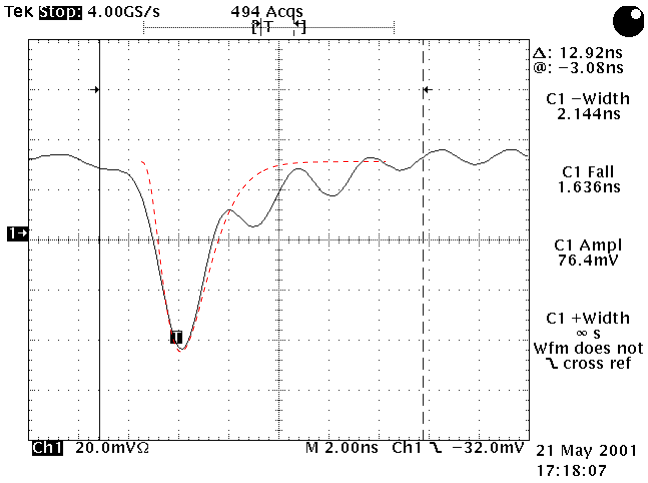


FIG. 5.6: ***Signal en sortie d'un PM.***

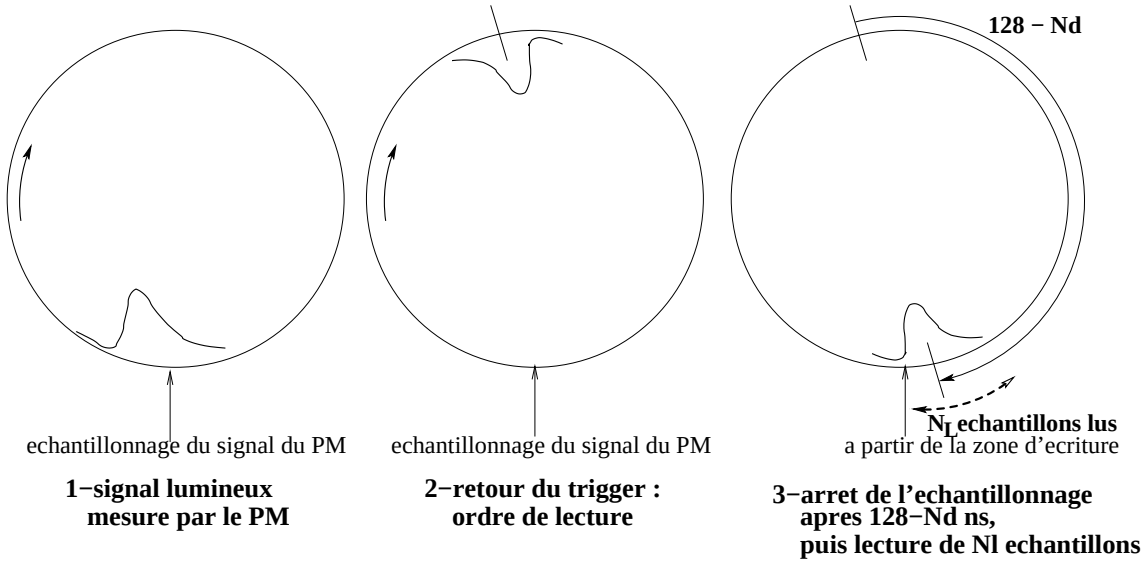


FIG. 5.7: ***Lecture d'une voie d'ARS et définitions des paramètres*** N_L ***et*** N_d.

Voies de lecture. Lorsqu'une carte analogique reçoit un signal de déclenchement, les signaux provenant des quatre ARSs de la carte sont multiplexés puis numérisés par un convertisseur analogique-numérique (ADC de 12 bits) avant d'être transmis au module de gestion de la

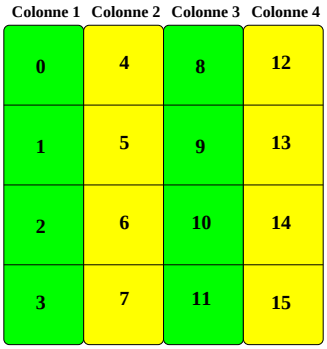


FIG. 5.8: ***Schéma et numérotation des 16 PMs d'un tiroir.*** *Chaque colonne de quatre PMs est associée à deux ARSs qui échantillonnent les données des voies de bas gain et de grand gain respectivement.*

caméra. Un circuit intégré (FPGA Altera, Field Programmable Gate Arrays) dans la carte analogique gère la mise en forme des blocs de données à transmettre. En particulier, ce circuit réalise un pré-traitement des données qui peut fonctionner en deux modes :

- *échantillon* : utilisé pour certains tests, enregistre pour chaque PM les N_L échantillons du signal[3],
- *charge* : utilisé lors des prises de données, réalise la somme numérique des N_L échantillons pour chaque PM et ne transmet ainsi qu'une valeur par voie. Ce mode transmet donc des blocs de données plus courts et permet une acquisition plus rapide.

Ces données sont transmises au sol, à la ferme de PCs, pour être stockées et analysées. Toutes les cartes sont traitées en parallèle, en 300 μs en mode charge.

La voie de déclenchement

Cette voie est décrite section 6.1.2 et schématisée figure 5.5. Le signal de sortie est fonction du nombre de PMs de la carte dont le signal dépasse un certain seuil en photo-électrons.

5.4.2 L'électronique d'une carte *Slow-Control*

Chaque tiroir contient une carte *Slow-Control* qui gère les communications entre le tiroir et le module de gestion. Toutes les informations de contrôle de l'ensemble du tiroir sont numérisées et stockées en permanence dans un FPGA Altera. Un bus, nommé "Box-Bus", transmet ces données au module de gestion et l'ensemble des paramètres de configurations aux tiroirs. Il est connecté à une carte d'interface FIFO, point de convergence des données. Le processeur la relit par un bus cPCI[4]. En fait, 8 BoxBus assurent le transfert en parallèle des données de 7 ou 8 tiroirs chacun.

Lors de l'envoi sur un bus, les données sont empaquetées dans des mots dont la nature est définie par un en-tête et un en-queue pour vérifier le bon déroulement de la lecture après transfert, au niveau du système d'acquisition. Les mots contiennent ainsi l'adresse du tiroir ou de la carte analogique correspondante.

[3] On enregistre aussi la position de la première cellule lue de l'ARS afin de vérifier si les ARSs ont des problèmes dans certaines cellules.

[4] cPCI : Compact Peripheral Component Interface

Les paramètres de configuration et de contrôle du tiroir transitent par la carte *Slow-Control* et se situent à trois niveaux :

- **Pixels** : les hautes tensions des PMs peuvent être programmées en ajustant les valeurs des basses tensions des bases des PMs. Ces tensions sont relues régulièrement. La mise sous tension et la participation à la logique de déclenchement de chaque pixel peuvent être activées ou désactivées individuellement. Plusieurs paramètres de contrôles sont régulièrement lus sur chaque pixel : le courant de haute tension (HVI), le courant d'anode (DCI) et la valeur d'un compteur (échelles) du nombre de déclenchements sur une durée déterminée. Ces données sont enregistrées.
- **Cartes analogiques** : les paramètres de configuration des ARSs (N_d et N_L), le mode de lecture (charge ou échantillon) et le seuil du comparateur de la voie de déclenchement sont programmables. Ils peuvent être relus.
- **Températures du tiroir** : la température du tiroir est mesurée en trois points, au niveau des bases des PMs, sur une ARS et à l'arrière du tiroir. Nous verrons dans la description de l'étalonnage du détecteur (partie III) que ces mesures permettent de contrôler les variations de plusieurs paramètres avec la température.

5.5 Le module de gestion d'une caméra

Le module de gestion contient 7 cartes, dont le CPU comme indiqué sur la figure 5.9. Il est en relation avec le module de déclenchement de la caméra et avec l'extérieur. Le module de déclenchement est en relation avec le module de déclenchement central, dont une partie, le module dit 'local', est situé dans la caméra, et l'autre partie, le module dit 'central', est situé dans le bâtiment de contrôle. Le système de déclenchement est détaillé dans le chapitre 6.

L'*interface cPCI-CustomBus* contient les informations concernant le déclenchement local. Ces informations sont transmises par le module de déclenchement de la caméra, et sont lues par le CPU. Elles concernent entre autres les numéros d'événements (de la caméra et du système de télescope), les secteurs ayant participé au déclenchement et l'adresse IP de la machine où les données doivent être envoyées.

La carte *Registres* permet de choisir la configuration de déclenchement de la caméra [5] et reçoit en retour l'état de la caméra (en cours de traitement de données ou en attente de déclenchement).

Un ensemble de 4 cartes *FIFO* de 4 voies chacune est l'intermédiaire entre le CPU et les tiroirs de la caméra : dans un sens, le CPU envoie les configurations aux tiroirs, et dans l'autre sens, ces données d'acquisition ou de contrôle des tiroirs sont stockées dans les FIFO puis lues par le CPU.

La carte *Ventilateurs et Température* assure la mesure des températures en différents points de la caméra et contrôle en retour la vitesse de rotation des ventilateurs. Elle gère l'ouverture/fermeture du capot de la caméra ainsi que la mise en route ou l'arrêt de l'alimentation des tiroirs et du module de déclenchement.

La carte *GPS* reçoit le signal de déclenchement de la caméra et est utilisée pour dater les événements : la date est stockée dans la carte avec une précision de 80 ns et un signal indiquant que la caméra est déclenchée est envoyé au CPU. Le CPU peut alors lire la date de l'événement

[5] L'acquisition peut être déclenchée par un signal extérieur synchronisé sur des impulsions de LED par exemple, par un signal fournit par le CPU, ou par un signal interne fonction de la lumière vue par la caméra elle-même lors des prises de données.

dans la carte GPS au moment de mettre en forme les données.

Le CPU est l'intermédiaire principal entre la caméra et l'extérieur, via un câble ethernet. Cependant, un *relais* est aussi connecté à la salle de contrôle. Ce relais permet de contrôler le CPU depuis la salle de contrôle[6]. Il permet aussi de couper indépendamment les hautes tensions des PMs.

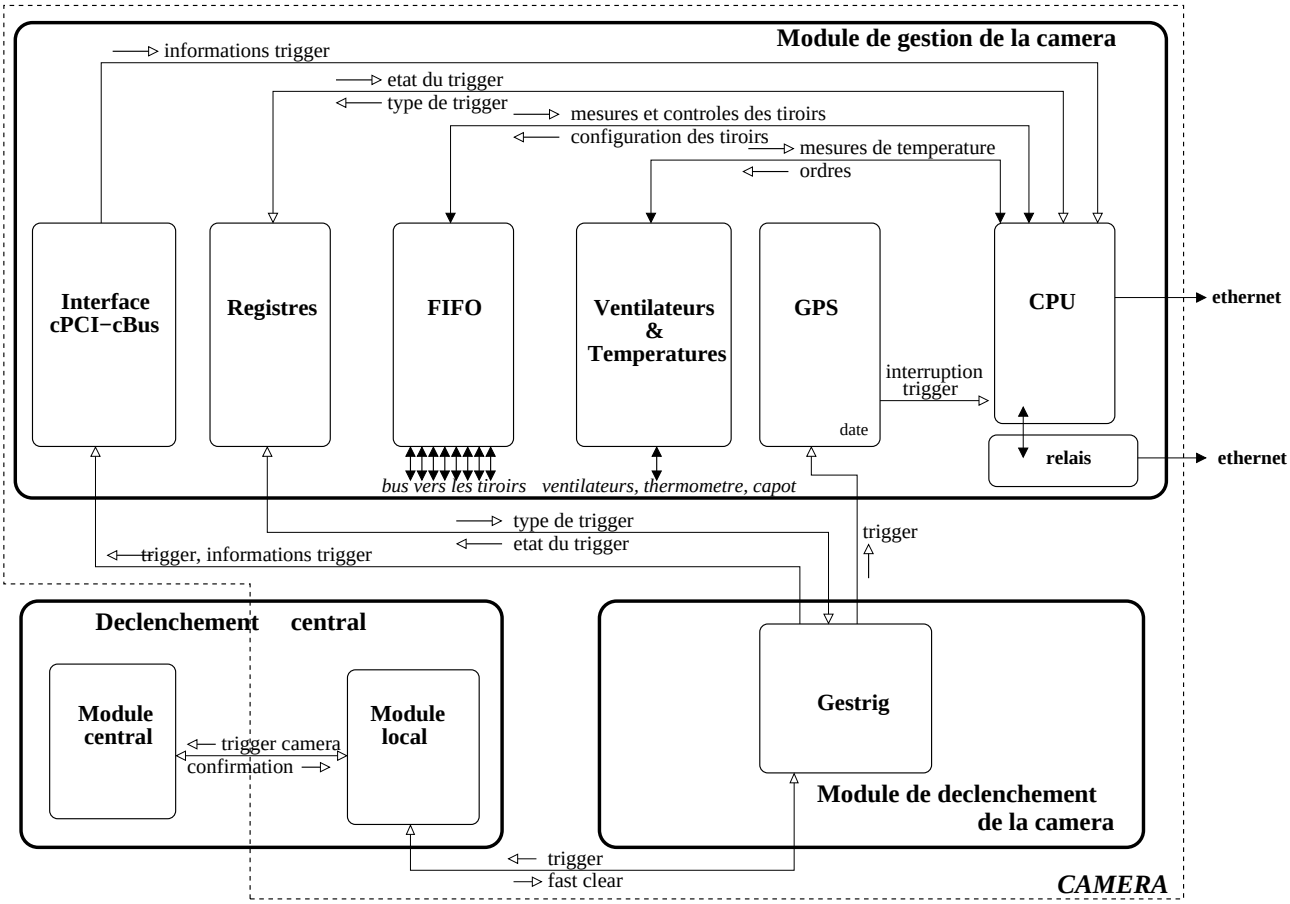


FIG. 5.9: ***Schéma des principaux échanges réalisés entre les différentes cartes du module de gestion de la caméra.*** *Les échanges avec le module de déclenchement sont aussi indiqués (flèches vides). Ils sont détaillés dans le chapitre 6.*

[6] via la console du CPU.

Chapitre 6

Le système de déclenchement

Le déclenchement des imageurs Cherenkov atmosphérique a pour objectif de limiter la prise de données aux seuls événements correspondant à des gerbes et de réduire le bruit de fond lié à la luminosité du ciel. Une composante inévitable est le déclenchement des détecteurs sur les gerbes hadroniques qui dominent le taux de déclenchement et forment le bruit de fond lors de l'analyse.

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

- le seuil par pixel S_1 : nombre minimal de photo-électrons pour qu'un pixel contribue à l'élaboration du signal de déclenchement d'un secteur,
- le seuil par secteur S_2 : nombre minimal de pixels par secteur pour que celui-ci déclenche la lecture des données de la caméra,
- le multiplicité de télescopes S_3 : nombre minimal de caméras déclenchées en coïncidence pour achever la lecture des données.

La résolution temporelle inférieure à 2,5 ns du système de déclenchement permet de limiter la contribution du bruit de fond du ciel. De plus, la prise de décision est rapide afin de limiter la profondeur mémoire nécessaire au stockage des données analogiques.

Après application des seuils S_1 et S_2, le taux de déclenchement d'un télescope unique est dominé largement par le bruit de fond hadronique et muonique. La demande de coïncidence temporelle des déclenchements d'au moins deux télescopes permet de réduire ce bruit de fond significativement, en particulier le bruit de fond muonique. En effet, le rayonnement Cherenkov émis par les muons isolés qui tombent à proximité d'un télescope peut le déclencher mais la probabilité qu'un muon éclaire deux télescopes à la fois est très faible. De même, pour baisser le seuil en énergie du détecteur, les seuils au niveau du déclenchement sont optimisés pour être à la limite en dessous de laquelle les déclenchements fortuits sur du bruit de fond du ciel deviennent dominants. Le fait de demander des coïncidences entre plusieurs télescopes permet de réduire les déclenchements sur le bruit de fond du ciel. La stéréoscopie permet donc de diminuer les seuils de déclenchement de chaque caméra sans augmenter les déclenchements fortuits sur le bruit de fond du ciel ou les muons, et par suite de diminuer le seuil en énergie du système.

Le système de déclenchement central est composé d'un module central situé dans le bâtiment de contrôle et d'un module local dans chaque caméra. Les communications du module central

aux modules locaux se font par l'intermédiaire des fibres optiques. La description complète du système est détaillée dans [72].

Après l'installation du deuxième télescope en juin 2003, les deux télescopes fonctionnaient indépendamment lors des prises de données. La reconstruction des événements stéréoscopiques était faite au moment de l'analyse en utilisant les dates des événements délivrées par un système GPS embarqué dans la caméra. Depuis l'installation du système de déclenchement central en juillet 2003, la stéréoscopie est réalisée en ligne lors de l'acquisition, c'est-à-dire que seuls les événements en coïncidence sont enregistrétrés. Cela permet de réduire le temps mort du système.

6.1 Déclenchement local des caméras

6.1.1 Sectorisation des caméras

La logique de déclenchement locale est basée sur une sectorisation de la caméra. La taille et la position des secteurs sont définies pour maximiser la probabilité de déclenchement sur une gerbe atmosphérique, tout en minimisant la probabilité de déclencher sur du bruit de fond. Les images de cascades Cherenkov de γ sont compactes : elles ont une taille de l'ordre de 1°, ce qui correspond à 6 pixels environ aux énergies caractéristiques de H.E.S.S.. Pour ne pas favoriser certaines orientations de cascades, les secteurs doivent donc avoir une taille de rayon de l'ordre de 6 pixels. Afin de ne pas perdre d'efficacité de déclenchement pour les images partagées entre deux secteurs, ceux-ci se recouvrent partiellement.

Tous les PMs de la caméra contribuent à la formation du signal de déclenchement. Les 120 cartes analogiques sont notées de A10 à H91 sur la figure 6.1. Les 38 secteurs, notés de 1 à 38, sont formés de plusieurs cartes analogiques adjacentes. Ces secteurs sont glissants horizontalement et verticalement : le recouvrement entre secteurs adjacents est de deux cartes horizontalement et de quatre cartes verticalement. Chaque secteur regroupe 64 PMs.

Le déclenchement local d'une caméra est basé sur des signaux élaborés à deux niveaux. Dans chaque carte analogique, le nombre de pixels dont le signal dépasse le seuil S_1 est compté. Dans le module de déclenchement de la caméra, le nombre de pixels dépassant le seuil S_1 est compté pour chaque secteur. Ce nombre est alors comparé au seuil S_2.

6.1.2 Voie de déclenchement élementaire d'une carte analogique

Les signaux des huit PMs associés à une carte analogique sont utilisés pour élaborer un signal de déclenchement élémentaire comme schématisé sur la figure 5.5 : après amplification d'un facteur 54,6, la sortie de chaque PM est comparée à un seuil programmable. Une somme analogique en temps des sorties des huit comparateurs permet alors de compter le nombre de PMs de la carte dont le signal dépasse le seuil. Cette somme est envoyée au module de déclenchement à l'arrière de la caméra où est élaboré le signal de déclenchement du télescope. Les pixels peuvent être individuellement activés ou désactivés avant l'entrée du sommateur.

La comparaison du signal au seuil S_1 est faite avec un comparateur qui se déclenche lorsque l'intégrale du signal au-dessus du seuil programmé dépasse $(7,5 \pm 3)10^{-12}$ V.s. La réponse du comparateur a été étudiée en détail dans [187].

6.1.3 Déclenchement de la caméra

Les signaux de toutes les cartes analogiques (nombre de PMs au-dessus d'un certain seuil S_1 en photo-électrons) d'un secteur sont sommés dans le module de déclenchement de la caméra situé dans la baie électronique. Le signal de déclenchement par secteur est élaboré dans six cartes de déclenchement sectoriel (cartes *trigger*). Le signal de déclenchement local est élaboré dans une carte de déclenchement de la caméra (carte *gestrig*). Chaque carte *trigger* produit le signal de cinq à sept secteurs. Cette somme indique le nombre de pixels ayant reçu un signal important dans le même secteur. Elle est comparée à un seuil programmable S_2. Un "ou" logique est alors réalisé, dans la carte *gestrig*, entre les 38 signaux de sorties des comparateurs : si l'un des secteurs a un nombre de pixels activés suffisant, la carte envoie un signal d'arrêt d'échantillonnage à chaque tiroir et le traitement des données débute dans le télescope local.

La carte *gestrig* informe le module de déclenchement central qu'un événemenent a déclenché la caméra. Dans le cas où un signal de confirmation est renvoyé, la carte *gestrig*, après 420 μs, informe le module de gestion de la caméra qu'un déclenchement est activé. Sans signal de confirmation dans les $5,5\,\mu$s, le module local du système de déclenchement central, par l'intermédiaire de la carte *gestrig*, envoie l'ordre aux tiroirs d'arrêter la lecture des ARSs et de recommencer à échantillonner le signal.

6.2 Principe du déclenchement central de H.E.S.S.

Déclenchement local des caméras Une caméra déclenche si les signaux d'au moins S_2 pixels d'un des secteurs dépasse un seuil de S_1 photo-électrons.

Après un déclenchement local de la caméra, le signal stocké dans les ARSs (section 5.4.1) est numérisé, sommé et écrit dans une mémoire FPGA en $\sim 273\,\mu$s. Pendant les premières $10\,\mu$s, la numérisation du signal peut être interrompue par un signal '*Fast Clear*' extérieur si aucun autre télescope n'a déclenché en coïncidence.

Vers le système de déclenchement central Le signal de déclenchement local de la caméra est transmis au module local du système de déclenchement central. L'état de la caméra est aussi envoyé :

- *occupée* si la caméra est en cours de lecture d'un événement antérieur,
- *active* si la caméra peut lire cet événement.

Cas où les téléscopes déclenchent en coïncidence. Si une coïncidence entre les caméras est validée, le module central envoie un signal de confirmation à tous les télescopes :

- signal *readout* pour les télescopes ayant participé à cette coïncidence,
- signal *count* pour les autres télescopes.

Dans tous les cas, le module local incrémente un compteur. Ce compteur, synchronisé dans toutes les caméras, représente le numéro d'événement. Les données des caméras qui ont participé à cette coïncidence et sont *actives* (en cours de lecture) seront enregistrées. Elles contiennent le numéro d'événement local de la caméra. Après numérisation, le transfert des données mémorisées dans la caméra vers une mémoire FIFO dure $141\,\mu$s. Une référence absolue en temps est fournie à l'événement par une horloge système GPS du module central. Le temps mort total, comprenant les ordres d'interruptions et les processus d'acquisition des données, est de $\sim 446\,\mu$s.

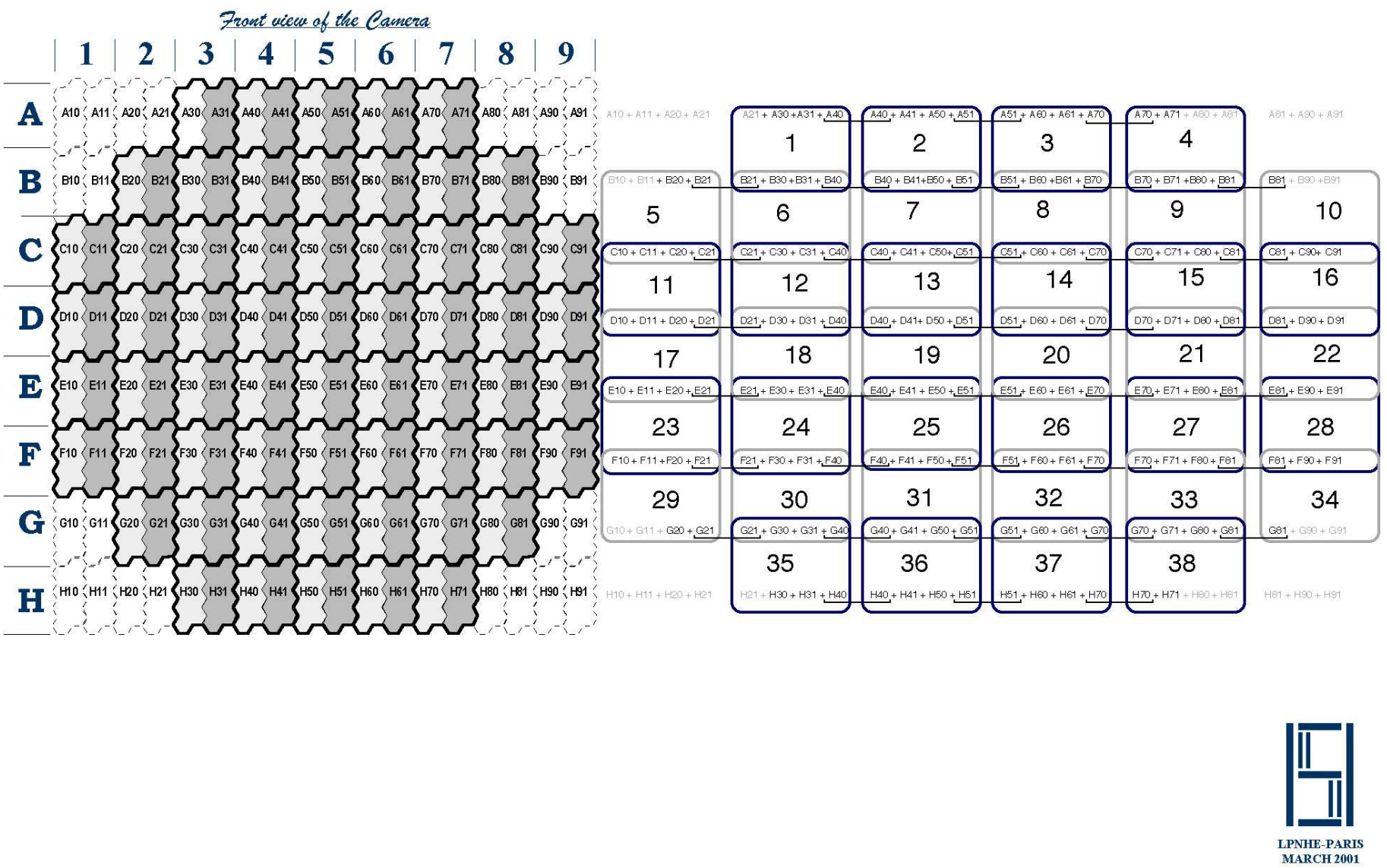


FIG. *6.1:* ***Disposition des secteurs de la logique de déclenchement de la caméra de H.E.S.S..*** *Gauche : cartes analogiques. Les tiroirs sont nommés par leur position ligne-colonne, de A1 à H9. Les deux cartes analogiques de chaque tiroir (8 pixels) sont numérotées 0 et 1 respectivement et indiquées par différents niveaux de gris. Les 60 tiroirs des caméras sont marqués par un contour en trait gras. Droite : secteurs glissants. Les secteurs sont numérotés de 1 à 38. Les numérotations des cartes analogiques sont rappelées. Les cartes situées en bord de secteurs sont communes à deux secteurs consécutifs.*

Cas où il n'y a pas de coïncidence. Dans le cas où il n'y a pas de coïncidence, le module central ne réagit pas. Le module local du/des télescope(s) ayant déclenché(s) adresse un message *Fast Clear* à la caméra $5,5\,\mu$s après le déclenchement de la caméra. Dans ce cas, la lecture des ARSs est arrêtée et l'échantillonnage reprend. La caméra peut alors immédiatement réagir à un nouveau déclenchement. Le délai doit être supérieur à la somme du temps mis par les signaux pour faire un aller-retour entre les télescopes et le module central ($4,2\,\mu$s[1]) et du temps mis par le module central pour détecter une coïncidence (330 ns). Le temps mort dans le cas d'un événement abandonné est de $5,5\,\mu$s.

6.3 Paramètres du système de déclenchement

6.3.1 Largeur de la fenêtre de coïncidence

Pour déterminer si des télescopes sont en coïncidence au niveau du module central, la largeur de la fenêtre de coïncidence doit être assez grande pour ne pas perdre d'événements Cherenkov, mais pas trop pour limiter le nombre de coïncidence fortuites. La taille minimale est donnée par la dispersion en temps d'arrivée des signaux des télescopes au module central. Cette dispersion vient de la largeur et de la courbure du front Cherenkov et du champ de vue des caméras. Pour H.E.S.S., cette dispersion est de l'ordre de 10 ns. De plus, les signaux en provenance de chaque caméra doivent être synchronisés. Les différences entre les temps de parcours des signaux entre chaque caméra et le module central sont de deux types. Le premier, fixe, est lié à la longueur des câbles entre les caméras et le module central. Le second est dû aux différences des temps d'arrivée du front d'onde Cherenkov sur les caméras. Cet effet dépend de l'altitude d'observation. Il est corrigé toutes les 20 secondes par pas de 1 ns.

Lorsqu'une caméra déclenche, le module local envoie un signal au module central. La durée du signal dépend de l'état de la caméra :

- 80 ns si la caméra est *active*,
- 40 ns si la caméra est *occupée*.

Après correction des retards entre les signaux provenant de chaque caméra, le module central décide d'une coïncidence si leur recouvrement est supérieur à 10 ns.

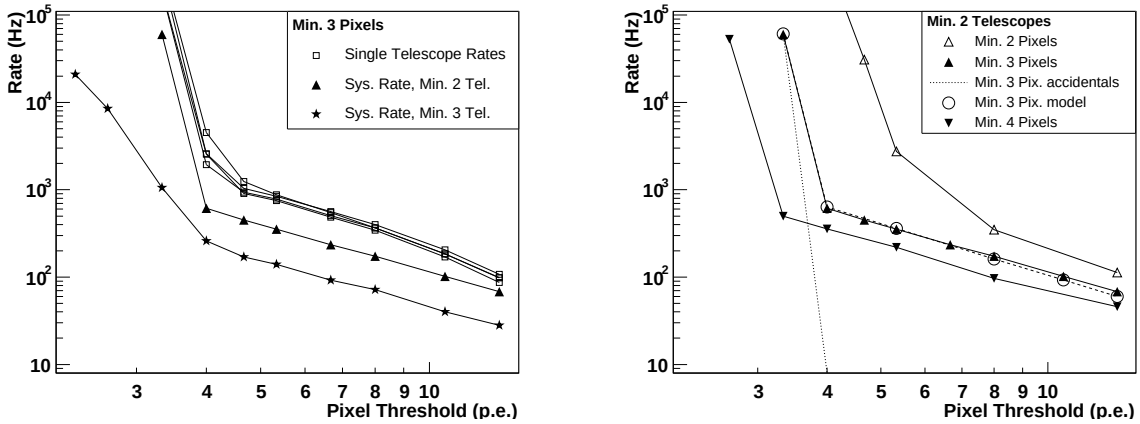
Ces valeurs ont été fixées après étude. Pour des taux de déclenchement de chaque caméra de l'ordre de 1 kHz, elles introduisent un taux de coïncidences fortuites acceptable, de l'ordre de 1 Hz pour un déclenchement de 2 télescopes parmi 4.

6.3.2 Seuils du système de déclenchement

Nous avons vu que trois seuils (seuil par pixel S_1, seuil par secteur S_2 et multiplicité de télescopes S_3) sont programmables. Il est important de les ajuster précisément. Si les seuils sont trop bas, le système déclenche sur des événements fortuits liés aux fluctuations du fond du ciel : le taux de déclenchement est alors beaucoup trop élevé et instable. Lorsque les seuils sont élevés, le système ne déclenche pas sur les gerbes de faible amplitude Cherenkov, qui sont généralement des gerbes de basse énergie ou des gerbes de plus haute énergie à plus grand paramètre d'impact. Il en résulte une augmentation du seuil en énergie du détecteur et une diminution de la surface de collection des γ.

[1] La longueur des câbles est supérieure à la distance réelle entre les différents composants.

La figure 6.2 montre les variations du taux de déclenchement pour différentes valeurs des seuils, dans une région sombre du ciel observée au zénith. Les variations en fonction du seuil par pixel ont deux composantes : une légère dépendance en loi de puissance pour les hauts seuils et une augmentation rapide du taux pour des seuils inférieurs à 4 photo-électrons. Pour les bas seuils, les caméras déclenchent majoritairement sur le bruit de fond du ciel et le taux de déclenchement du système est dominé par des coïncidences fortuites entre télescopes. A plus haut seuil, les coïncidences fortuites sont rares et le taux de déclenchement est dominé par les événements Cherenkov. Les valeurs choisies pour les seuils sont celles situées à la rupture entre les deux composantes afin d'avoir le seuil en énergie le plus bas possible : la configuration utilisée pour les observations du système complet de quatre télescopes est un seuil par pixel de 4 photo-électrons, un seuil par secteur de 3 pixels et une multiplicité de 2 télescopes.



(a) Seuil par secteur S_2 =3 pixels.

(b) Multiplicité des télescopes S_3 =2.

FIG. *6.2:* ***Taux de déclenchement du système en fonction des différents seuils.*** *Pour les deux figures, les erreurs statistiques sont plus petites que les symboles dessinés. (a) Taux de déclenchement de chaque télescope (carrés) et du système pour un seuil de 3 pixels par secteur (S_2) en fonction du seuil par pixel S_1. Le taux du système est montré pour des multiplicités de 2 (triangles) et 3 (astérisques) télescopes parmi 4. (b) Taux de déclenchement du système en fonction du seuil par pixel S_1 pour trois seuils de secteur S_2. Les taux de déclenchement prédits à partir de simulations pour S_2 =3 pixels ont deux composantes : lorsque S_2 est inférieur à 4 photo-électrons, le taux de déclenchement est dominé par les coïncidences fortuites sur le NSB (ligne pointillée) ; à plus haut seuil, le taux de déclenchement prédit à partir de simulations de hadrons (pointillés et cercles vides) correspond au taux observé dans les données.*

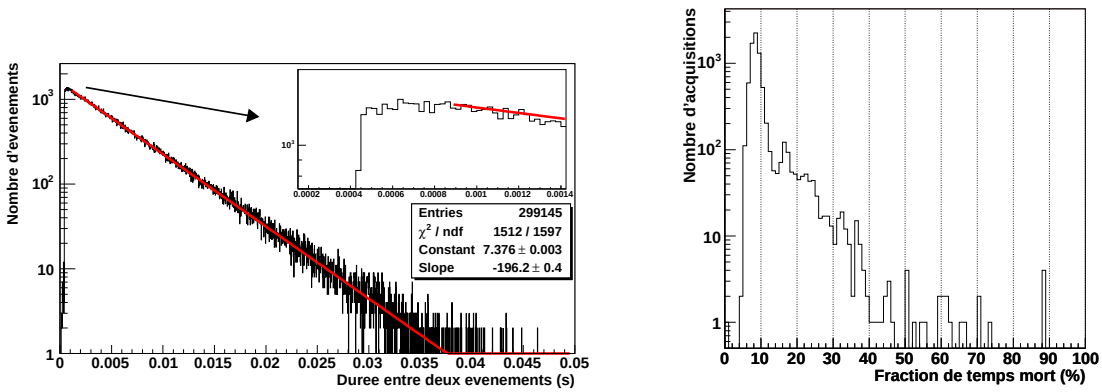
6.4 Performances du système

6.4.1 Temps mort

La détermination correcte du temps mort de chaque prise de données est importante pour mesurer précisément les flux et les spectres en énergie des sources γ astrophysiques observées par H.E.S.S.. Chaque événement Cherenkov qui déclenche une des caméras est enregistré par le module central quel que soit l'état de la caméra. L'information concernant les télescopes capables de fournir des données et les télescopes qui sont *occupés* est aussi stockée. Ces informations permettent de déterminer le temps mort du système en étudiant la distribution des

écarts de temps Δt entre des événements consécutifs. L'écart entre deux événements suit une loi exponentielle de la forme $A \exp(-\lambda \times \Delta t)$ pour $t > \tau$ où τ est le temps de lecture d'un événement. Cette distribution obtenue sur un lot de données de l'été 2004 est représentée sur la figure 6.3(a). La pente $\lambda = 196,2 \pm 0,4$ Hz de l'ajustement représente le taux de déclenchement sans temps mort. Pour des données au cours desquelles le taux de déclenchement réel est R, la fraction de temps mort est définie par le rapport R/λ. La valeur de τ ($\sim 0,44$ ms) correspond bien au temps de lecture d'un événement de 446 μs.

Le temps mort du système de quatre télescopes avec les seuils déterminés précédemment est de l'ordre de 10%. Sa distribution sur l'ensemble des données stéréoscopiques à 4 télescopes est donnée sur la figure 6.3(b). La fraction de temps mort est supérieure à 20% dans 6% des observations. Un temps mort important signalant des problèmes d'acquisition, ces données sont rejetées lors de l'analyse.



(a) Intervalles de temps.

(b) Distribution du temps mort.

FIG. 6.3: ***Distribution du temps mort.*** *(a) Distribution des intervalles de temps entre des événements consécutifs pour des données en mode stéréoscopique avec un déclenchement de 2 télescopes parmi 4 et une condition de 2,5 pixels au dessus de 4 photo-électrons. La droite correspond à un ajustement par une loi exponentielle. L'encart est un zoom sur le début de la distribution. (b) Distribution de la fraction de temps mort dans les données en stéréoscopie avec les conditions de déclenchement précédentes.*

6.4.2 Variation du taux de trigger avec l'angle zénithal

Le taux de déclenchement du système varie avec l'angle zénithal d'observation comme le montre la figure 6.4. En effet, lorsque l'angle zénithal augmente, les cascades Cherenkov se développent dans l'atmosphère plus loin des télescopes. La lumière récoltée est donc plus faible, ce qui implique que le seuil en énergie du détecteur augmente. Comme le flux des rayons cosmiques décroît fortement avec l'énergie, le taux de déclenchements diminue. Le taux de déclenchement est aussi lié à la transparence de l'atmosphère : les taux simulés avec des atmosphères maritimes et désertique sont indiqués. La connaissance de ces variations est utilisée pour vérifier la qualité des prises de données (chapitre 15).

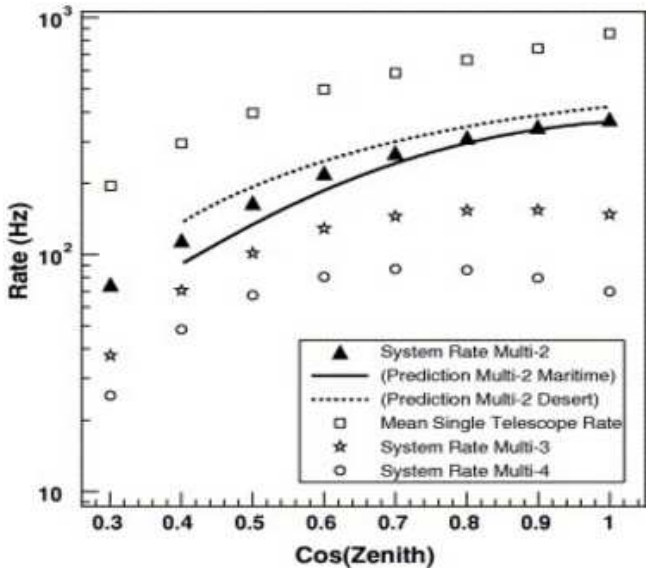


FIG. *6.4:* ***Taux de déclenchement moyen d'un télescope et du système pour des multiplicités de 2, 3 et 4 télescopes en fonction de l'angle zénithal.*** *Les lignes continues et pointillées représentent les taux prédits pour une multiplicité 2 avec deux modèles d'atmosphère différents (maritime et désertique). La transparence de l'atmosphère désertique est meilleure. Les barres d'erreurs statistiques sont plus petites que les symboles dessinés.*

6.4.3 Déclenchement sur les muons isolés

En ajustant sur les images des ellipses comme pour l'analyse de Hillas (section 13.4.1), il est possible de construire le paramètre L/S donné par le rapport entre la longeur de l'ellipse et l'amplitude totale de l'image.

Les images de muons isolés forment des arcs de cercle. Le rayon de l'anneau est proportionnel à l'angle Cherenkov θ_C et la fraction d'anneau visible est inversement proportionnelle au paramètre d'impact du muon par rapport au centre du miroir. La longueur de l'image est approximativement liée au produit de ces deux paramètres. De plus, l'amplitude du signal récoltée est proportionnelle à θ_C et inversement proportionnelle au paramètre d'impact. La longueur et l'amplitude des images de muons sont ainsi corrélées entre eux et on s'attend à ce que le rapport des deux soit similaire pour toutes les images. La figure 6.5 montre la distribution de ce paramètre lorsque le système déclenche en mono-télescope ou en stéréoscopie. Un pic, contenant environ 60% des événements, apparaît en effet en mono-télescope. Il est reproduit dans les simulations et correspond aux événements muoniques. Ce pic disparaît en stéréoscopie : cette technique élimine donc la plupart des déclenchements sur les muons isolés à petit paramètre d'impact car la distance entre les télescopes est supérieure à la zone éclairée par la lumière Cherenkov d'un muon.

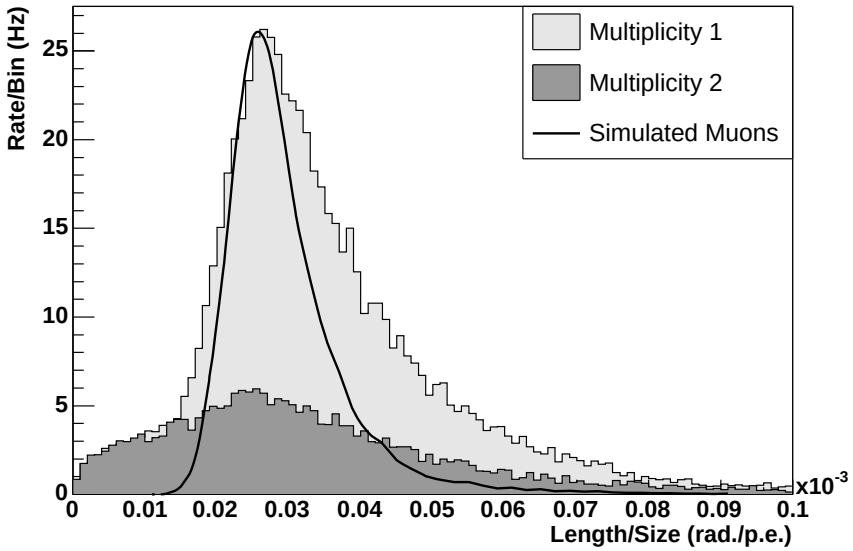


FIG. 6.5: ***Distribution du rapport longueur sur intensité obtenu sur deux échantillons de données.*** *La ligne continue indique la distribution obtenue à partir de simulation de muons. Clair : déclenchement mono-télescope. Foncé : déclenchement stérésocopique, le pic dû aux muons disparaît.*

Chapitre 7

Le déroulement des observations

Les prises de données ont lieu uniquement lorsque le bruit de fond du ciel est assez faible afin que les télescopes ne déclenchent pas sur des événements fortuits. Les observations nécessitent ainsi que le soleil soit à plus de 18° sous l'horizon et que la lune soit sous l'horizon. Au moment de la pleine lune, celle-ci est présente tout au long de la nuit. Les périodes d'observations d'environ 25 jours sont donc séparées par 3 ou 4 nuits non utilisables.

Sur le site, des outils permettent de contrôler en permanence les conditions atmosphériques dans le but de sélectionner a posteriori les observations de bonne qualité. Ces outils sont décrits rapidement.

7.1 Choix des sources et stratégies d'observation

Différentes stratégies d'observation de source sont possibles. La méthode 'ON-OFF' consiste à suivre la source placée au centre du champ de vue pendant 28 minutes, puis à suivre une zone du ciel décalée de 30 minutes en ascension droite pour mesurer le fond dans les mêmes conditions d'élévation[1]. Le désavantage de cette méthode est que seule la moitié du temps d'observation disponible est utilisé sur les sources.

La seconde méthode, dite 'Wobble', consiste à observer la source décalée par rapport au centre du champ de vue. Le fond peut alors être estimé dans d'autres zones du champ de vue, par exemple dans la position symétrique par rapport au centre. Ainsi, la source est observée pendant tout le temps disponible. Pendant l'année 2003, les observations ont été réalisées en mode Wobble $\pm 0,5°$ en déclinaison. Depuis le début de l'année 2004, les observations sont souvent réalisées avec des séquences de quatre observations au cours desquelles la source est décentrée, successivement de $\pm 0,5°$ en déclinaison et en ascension droite. Cependant, pour des sources étendues, ces décalages peuvent être plus grands et une cinquième acquisition hors source ('OFF') peut être réalisée afin de réduire les biais dus à une mauvaise estimation du fond.

7.2 Déroulement des acquisitions

Pendant la journée, les alimentations basse tension des tiroirs doivent être coupées pour garder la température des caméras inférieures à 50°C. Afin que la température des caméras soit

[1] Le délai entre l'arrêt d'une acquisition et le début de la suivante est de 2 à 3 minutes.

stable dès les premières observations de la nuit, les basses tensions des caméras doivent être appliquées environ deux heures auparavant.

Les sources à observer pendant chaque période et les temps d'observation de chacune sont enregistrés dans une base de données. Un logiciel prévoit alors le programme d'observation de la nuit. L'opérateur n'a alors qu'à valider les séquences de configuration et de démarrage de l'acquisition. Entre chaque acquisition, la séquence arrêt-configuration-démarrage dure 2 à 3 minutes. En particulier, les hautes tensions des pixels des caméras sont toutes réduites à 400 V afin de ne pas détériorer les PMs lors du mouvement des télescopes. Toutes les tensions sont ensuite remontées à leur valeur nominale.

Pour un suivi régulier des caméras, des prises de données dédiées à leur étalonnage sont réalisées toutes les deux nuits environ.

7.3 Les outils de contrôle de l'atmosphère

L'atmosphère est contrôlée en permanence sur le site de H.E.S.S.. Les processus en jeu dans le développement des gerbes atmosphériques dépendent fortement des conditions atmosphériques. En particulier, la transparence de l'atmosphère influe directement sur la quantité de lumière Cherenkov collectée au sol. La présence de nuages est le phénomène le plus visible, mais la présence d'aérosols fait aussi diminuer la transparence. Le suivi atmosphérique est donc nécessaire pour la sélection des données et pour la réduction des erreurs systématiques concernant le flux des sources. Les mesures réalisées pendant les observations sont sauvées avec les données. Elles permettront de réduire les erreurs systématiques sur les flux reconstruits des sources observées par H.E.S.S..

7.3.1 Les radiomètres des télescopes

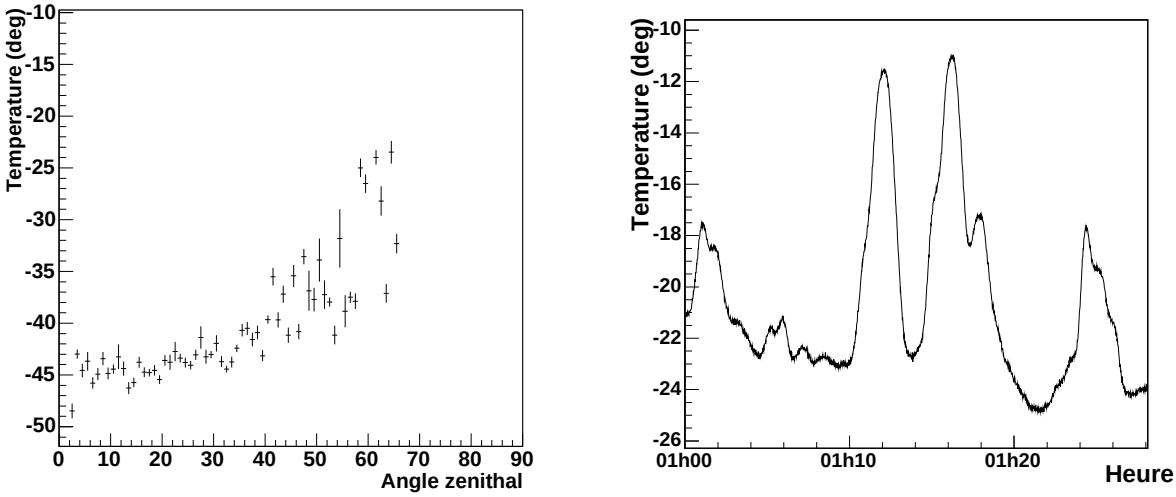
Chaque télescope est équipé d'un radiomètre[2] infrarouge observant le ciel dans la bande $8-14\,\mu$m avec un champ de vue de 2,86° contenu dans le champ de vue de la caméra. La bande spectrale observée correspond à une bande d'absorption de la vapeur d'eau. La température de la portion de ciel observée est enregistrée pour toutes les acquisitions depuis octobre 2002. Elle varie en fonction du taux d'humidité et permet ainsi de détecter la présence de nuages dans le champ de vue jusquà une altitude d'une dizaine de kilomètres.

Lorsque les conditions météorologiques sont correctes, la température mesurée est stable, généralement de l'ordre de -40°C. La figure 7.1(a) montre la dépendance de la température avec l'angle zénithal : lorsqu'on observe à faible altitude, la température est mesurée plus proche du sol et est donc plus élevée. Cette effet est sensible pour des angles zénithaux supérieurs à 40°. La température augmente lors de passages de nuages dans le champ de vue comme lors du suivi donné sur la figure 7.1(b) : on contrôle ainsi la qualité du ciel pendant les prises de données.

7.3.2 La station météorologique

Une station météorologique mesure en permanence la température, la pression au sol, le taux d'humidité, la vitesse et la direction du vent. Un lidar infrarouge (Ceilometer, 905 nm) permet de mesurer, par rétro-diffusion des impulsions laser envoyées, la répartition des aérosols dans l'atmosphère, sur une dizaine de kilomètres d'altitude. Sur le site de H.E.S.S., les diffuseurs sont

[2] Un radiomètre délivre une tension proportionnelle à la luminance de la scène visée dans une bande spectrale.



(a) Température vs θ_z.

(b) Evolution lors de passages nuageux.

FIG. 7.1: ***Température du radiomètre.*** *(a) Evolution de la température moyenne du radiomètre en fonction de l'angle zénithal lors d'observations avec des qualités atmosphériques correctes. (b) Suivi de la température d'un radiomètre lors d'une prise de données à un angle zénithal de 30° avec des conditions météorologiques de mauvaise qualité. La température relativement élevée, de $-22°C$, indique la présence d'une couche de nuage ou d'humidité. Les augmentations de température signent le passage de nuages dans le champ de vue.*

le plus souvent des poussières ou du sable soulevés par le vent à faible altitude (sur quelques centaines de mètres au-dessus du sol). La présence de couches de nuages est aussi détectée par le lidar. Un transmetteur [113] a récemment été installé afin de contrôler la transparence de l'atmosphère, sur $\sim$ 500 mètres d'altitude, à différentes longueurs d'onde (390, 455, 505 et 910 nm) : des LEDs sont placés sur le plateau du Gamsberg (à une trentaine de kilomètres des télescopes, 550 mètres plus élevé) et un récepteur (télescope et caméra CCD) est placé sur le site afin de mesurer la lumière transmise. De plus, un radiomètre infrarouge devra prochainement parcourir périodiquement l'ensemble du ciel afin de détecter l'arrivée des nuages.

Troisième partie

Des ADCs aux photo-électrons

En sortie de la caméra, l'information sur un événement est contenue dans les charges des pixels en unités d'ADC. Les informations physiques auxquelles on veut remonter sont l'énergie et la direction du gamma primaire. La première étape consiste à reconstruire l'amplitude en photo-électrons reçue par chaque pixel : c'est l'étalonnage des caméras. La seconde étape consiste à estimer l'énergie et la direction du gamma primaire : c'est la reconstruction. La figure 7.2 résume ces étapes. Les analyses s'appuient sur des simulations de l'atmosphère d'une part, et du détecteur d'autre part. L'étalonnage est détaillé dans les chapitres 8 à 12. Les simulations et la reconstruction font l'objet de la partie IV.

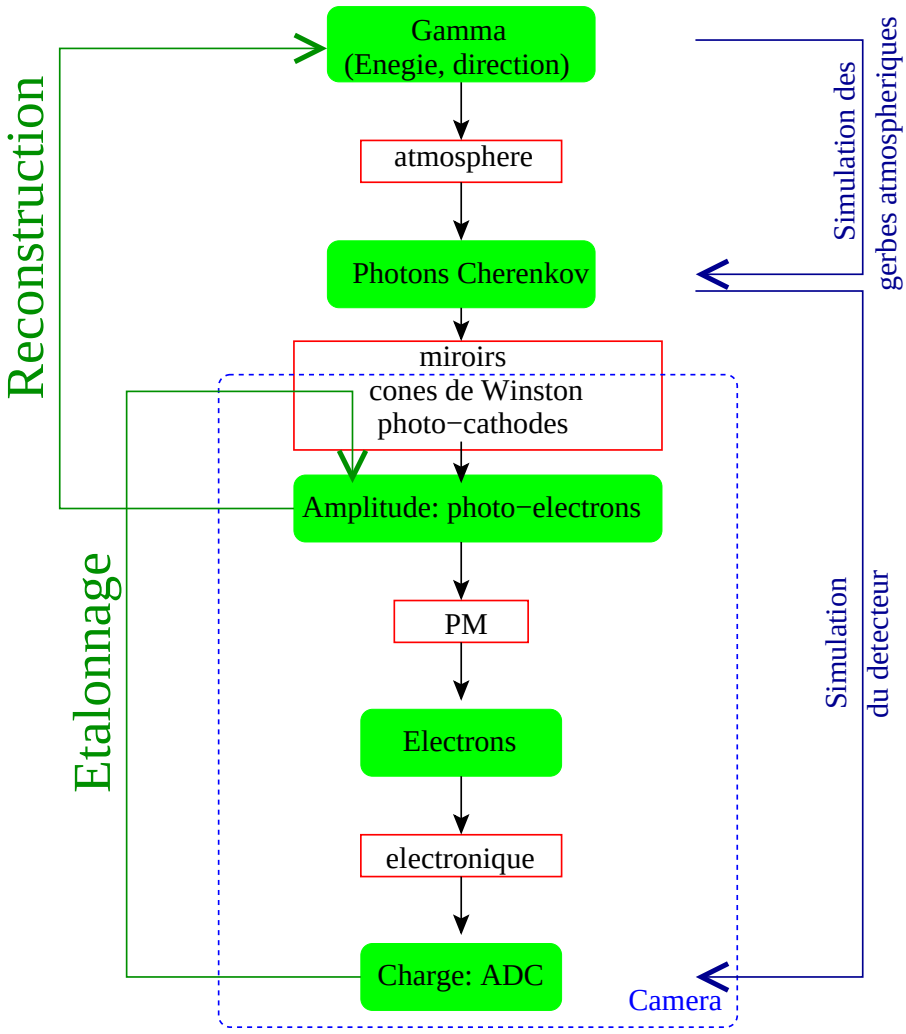


FIG. *7.2: Les différentes étapes de la reconstruction des informations physiques sur le gamma primaire à partir des coups d'ADC mesurés en sortie des caméras. L'étalonnage permet de remonter des coups d'ADC aux amplitudes en photo-électrons de chaque pixel. L'analyse, basée sur les simulations des gerbes atmosphériques et du détecteur, permet ensuite de reconstruire l'énergie et la direction du gamma primaire.*

Chapitre 8

Etalonnage des caméras

Afin d'extraire les paramètres des images Cherenkov à partir des données brutes des photomultiplicateurs (PMs), il est nécessaire d'étalonner précisément les PMs et la réponse de la chaîne d'acquisition. Ce chapitre décrit les paramètres d'étalonnage puis les méthodes avec lesquelles ils sont mesurés et leurs caractéristiques. Enfin, les incertitudes sur les mesures des paramètres sont estimées. La mise en œuvre de l'étalonnage des caméras de H.E.S.S. et l'estimation de ses incertitudes ont conduit à une note interne [170] et à une publication [3].

8.1 Etalonnage de la fenêtre de lecture : paramètre N_d

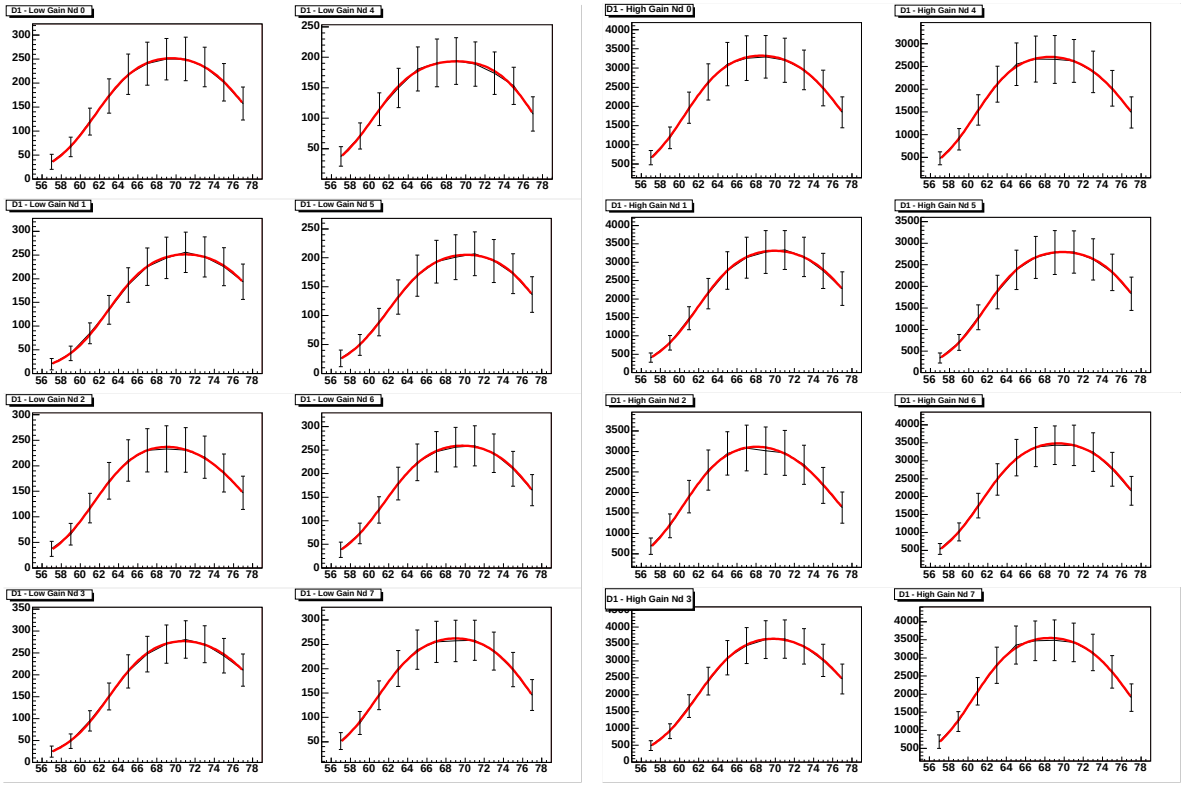
Le paramètre N_d définit la position de la fenêtre de lecture de N_L (16) échantillons parmi les 128 cellules dans l'ARS (voir section 5.4.1). On a vu que le signal du PM n'est pas encore dans la fenêtre de lecture si N_d est trop grand, ou déjà sorti de la fenêtre de lecture si N_d est trop petit. N_d est programmable pour chacun des tiroirs et doit être ajusté au temps de formation du signal de déclenchement et au temps de réponse de l'ARS[1]. Le signal d'un PM est asymétrique, il comprend un court temps de montée puis un temps de descente plus long. Il est donc important de ne pas perdre le front de montée du signal qui représente une fraction importante de la charge et est moins fluctuant que le front de descente : la valeur donnée à N_d est ainsi choisie légèrement supérieure à l'optimum (environ 1 ns de plus).

Des tests sur les tiroirs de la première caméra de H.E.S.S., réalisés au LPNHE en 2001 [184], avaient permis de fixer N_d à environ 69 pour tous les tiroirs. Les mesures effectuées sur les caméras complètes ont pour but d'ajuster cette valeur.

Détermination de N_d. Afin de déterminer la valeur optimale de N_d, la caméra doit être éclairée suffisamment pour déclencher l'acquisition de la caméra. Une LED pulsée, d'intensité réglable, est placée en face de la caméra.

Des acquisitions sont alors effectuées pour des valeurs de N_d échelonnées entre 54 et 74 programmées pour tous les tiroirs. Pour chaque acquisition, les charges des 960 PMs de la caméra sont enregistrées sur leurs deux voies d'acquisition. Des déclenchements aléatoires permettent de mesurer la position du piédestal et les déclenchements sur les impulsions de la LED permettent de mesurer, après soustraction de ce piédestal, l'intensité reçue par chacun des pixels. En pratique, pour avoir une bonne séparation du piédestal et du signal, la LED illumine la caméra

[1] Afin que les ARSs dans chaque caméra aient le même comportement, elles ont été divisées en quatre lots en fonction de leur temps de réponse.



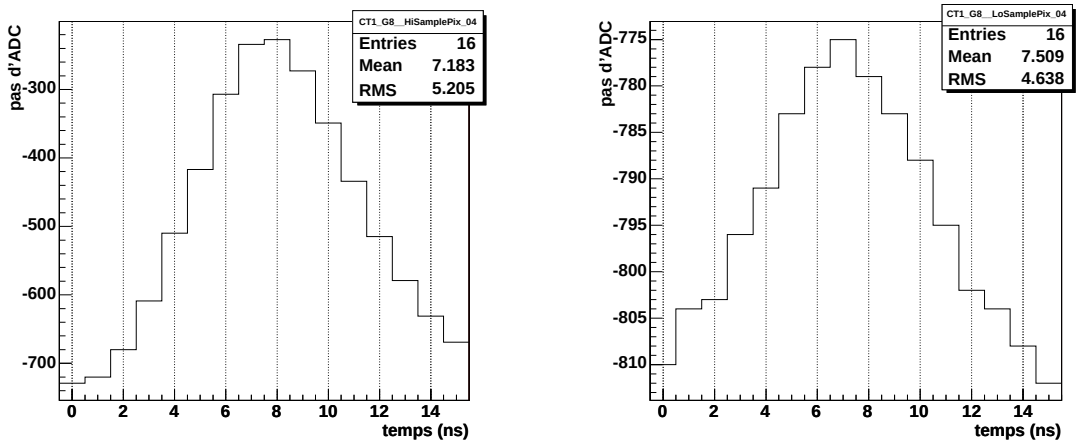
(a) Voies de bas gain. (b) Voies de haut gain.

FIG. *8.1:* ***Charge moyenne mesurée en pas d'ADC au-dessus de la position du piédestal en fonction de*** N_d *pour les voies de bas et haut gains de six pixels d'une carte analogique.*

avec une intensité de l'ordre de 50 photo-électrons (la séparation est alors de l'ordre de 300 canaux d'ADC dans les voies de faible amplification et de 4 000 canaux d'ADC dans les voies de grandes amplification). La distribution des charges, contenant le piédestal et le signal, est approchée par 2 gaussiennes. La distance entre les deux gaussiennes est proportionnelle au signal contenu dans la fenêtre de lecture.

On calcule donc, pour chaque tiroir et pour chaque valeur de N_d, la moyenne des charges mesurées sur les 16 PMs du tiroir. La figure 8.1 montre cette charge moyenne en pas d'ADC au-dessus de la position du piédestal en fonction des valeurs de N_d pour les six tiroirs d'une carte analogique. Quand le signal du PM est centré dans la fenêtre de lecture, la charge mesurée est maximale. Sinon, une partie du signal est perdue et la valeur de la charge mesurée diminue. On observe un plateau dans l'évolution de la charge en fonction de N_d. Pour être certain d'avoir le front montant du signal du PM dans la fenêtre de lecture, la valeur de N_d choisie est celle se trouvant sur la droite du plateau. Pour la plupart des tiroirs, la valeur optimale de N_d est 69. Cette faible dispersion est liée au fait que N_d représente la durée séparant l'arrivée de l'événement à l'origine du déclenchement et l'ordre de lecture des ARSs. Cette durée dépend de la vitesse de l'électronique qui est la même pour tous les tiroirs et de la longueur des câbles entre les tiroirs et le module de déclenchement de la caméra qui varie peu d'un tiroir à l'autre.

Une fois les valeurs de N_d correctement ajustées, le signal déclenchant l'acquisition des caméras est centré dans la fenêtre de lecture. Une acquisition en mode échantillonnage permet de contrôler la forme et la position du signal dans la fenêtre de lecture comme sur la figure 8.2. Ces valeurs de N_d ont été étalonnées lors de la construction de chaque caméra. Elles sont ensuite



(a) Voie de haut gain. (b) Voie de bas gain.

FIG. 8.2: ***Echantillon d'un signal dans les deux voies d'acquisition d'un pixel.*** *Le signal est une impulsion brève de l'ordre de 5 ns, comparable à la durée d'une impulsion Cherenkov, d'intensité de l'ordre de 50 photo-électrons émise par une LED placée au centre du miroir du télescope.*

fixées pour chaque tiroir et utilisées lors des acquisitions en Namibie.

8.2 Les paramètres d'étalonnage

Les analyses Cherenkov utilisent comme point de départ l'amplitude du signal reçu par chaque pixel. Cette amplitude correspond à la charge en photo-électrons induite par la lumière arrivant à l'entrée du PM, corrigée de l'efficacité relative du pixel par rapport à l'efficacité moyenne des pixels de la caméra. L'étalonnage fournit le facteur de conversion entre la mesure numérique en sortie du convertisseur analogique-numérique (ADC) et le nombre de photo-électrons.

Pour chaque événement, les nombres de pas d'ADC sont mesurés dans les deux voies d'acquisition de chaque PM : $\mathrm{ADC^{HG}}$ pour la voie de haut gain et $\mathrm{ADC^{BG}}$ pour la voie de bas gain. Le calcul de l'amplitude en photo-électrons reçue par chaque pixel est, pour chaque voie :

$$\begin{aligned} A^{HG} &= \frac{ADC^{HG} - P^{HG}}{\gamma_e^{ADC,HG}} \times FF \\ A^{BG} &= \frac{ADC^{BG} - P^{BG}}{\gamma_e^{ADC,HG}} \times (HG/BG) \times FF \end{aligned} \tag{8.1}$$

où

- P^{HG} et P^{BG} sont les positions en pas d'ADC des lignes de base de chaque voie, qui sont appelées positions des *piédestaux*,
- $\gamma_e^{ADC,HG}$ est le gain de la voie de haut gain en pas d'ADC par photo-électron,
- HG/BG est le rapport d'amplification entre les voies de haut et bas gains. Dans les voies de faible amplification, il n'est pas possible de mesurer le gain directement : le gain est calculé à partir du gain $\gamma_e^{ADC,HG}$ de la voie de grande amplification et du rapport HG/BG.
- FF est le coefficient de 'flat-field' qui corrige les différences relatives d'efficacités optique et quantique entre les pixels d'une même caméra.

L'estimation des ces paramètres est détaillée dans les paragraphes suivants.

8.3 Les piédestaux

Le piédestal est la distribution des pas d'ADC mesurés en sortie de la chaîne d'acquisition en l'absence de signal Cherenkov. La valeur moyenne de la distribution définit la position du piédestal et correspond à la ligne de base de la chaîne électronique. Cette position est soustraite des signaux en pas d'ADC pour obtenir l'amplitude du signal en canaux d'ADC. La largeur de la distribution est due aux fluctuations du bruit électronique d'une part et aux fluctuations de la luminosité du ciel (NSB) d'autre part. Afin d'étalonner les deux contributions au piédestal, il est nécessaire de le mesurer dans le noir (contribution électronique) et dans les données (contribution du NSB).

Comme il existe deux voies d'acquisition de gains différents par pixel, il faut étalonner quatre piédestaux.

8.3.1 Les piédestaux électroniques

Mesures du piédestal électronique. Dans le noir, le bruit électronique de chaque voie d'acquisition provoque des fluctuations gaussiennes du piédestal autour de sa valeur moyenne. La moyenne de cette distribution gaussienne définit la *position du piédestal*; sa largeur est une mesure du bruit électronique. La figure 8.3 montre les deux distributions des pas d'ADC mesurées dans le noir dans les voies de haut et bas gains d'un pixel. Les lignes de base de l'électronique pour les voies de haut et bas gains sont de l'ordre de $-0,9$ V, qui sont converties en -730 pas d'ADC. En mode charge, après sommation de 16 échantillons, le nombre de pas d'ADC est de l'ordre de -11500 : c'est la position attendue du piédestal électronique. Le bruit en entrée de l'ADC est de l'ordre de 20 mV dans la voie de haut gain et de 7 mV dans la voie de bas gain : les distributions des piédestaux résultantes ont respectivement une largeur (RMS) de 16 et 6 pas d'ADC.

Les piédestaux électroniques sont mesurés régulièrement en Namibie au cours d'acquisitions spécifiques dans le noir (le capot des caméras est fermé).

Corrélation avec la température Quand la température change, la variation de la ligne de base des amplificateurs des chaînes d'acquisition provoque une variation de la position du piédestal. La température moyenne des tiroirs varie au cours de la nuit et de l'année entre 15°C et 45°C en fonction de la température extérieure. La corrélation du piédestal avec la température est approximativement linéaire comme indiqué sur les figures 8.4(a) et 8.4(c). Les pentes représentées sur la figure 8.5 sont très variables d'une voie à l'autre : elles sont réparties entre -50 et -5 pas d'ADC par degré, mais sont reproductibles.

Il existe cependant des variations autour de la corrélation moyenne : pour chaque pixel, la dispersion (RMS) des mesures est calculée. La distribution sur une caméra des dispersions de la position du piédestal autour de la corrélation moyenne est donnée dans les figures 8.4(b) et 8.4(d). Cette dispersion atteint jusqu'à 120 pas d'ADC, équivalent à $1,5$ photo-électrons dans les voies de haut gain, et à 20 photo-électrons dans les voies de bas gain. Ces corrélations permettent donc une première estimation de la position du piédestal à partir d'une mesure de température : en effet, les voies de haut gain sont utilisées pour les signaux de 1 à 200 photo-électrons et les voies de bas gain sont utilisées pour les signaux de 15 à 1600 photo-électrons. Cependant, les incertitudes sur les faibles signaux sont élevées, de l'ordre de 50% à 3 photo-électrons. En pratique, ces estimations ne sont donc pas utilisées pour les analyses et la détermination des piédestaux se fait directement à partir des données.

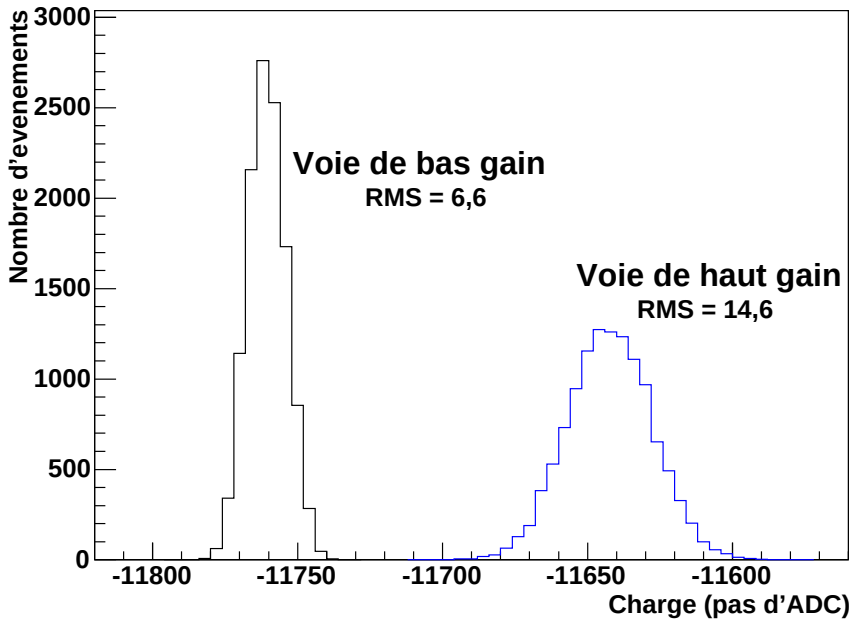


FIG. 8.3: ***Piédestaux électroniques.*** *Distributions des charges en pas d'ADC mesurées dans le noir pour les voies de haut et bas gain d'un pixel : ce sont les piédestaux électoniques de ce pixel. La position indique la ligne de base de la voie d'acquisition et la largeur mesure le bruit électronique.*

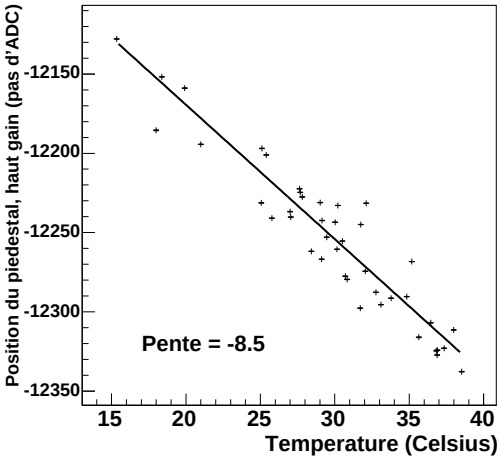
8.3.2 Piédestaux dans les données

La distribution du piédestal est modifiée par le bruit de fond du ciel (NSB). Le couplage entre les PMs et les mémoires analogiques (ARS) se comporte comme un circuit RC : les impulsions brèves de photo-électrons (de l'ordre de 3 ns, de signe positif dû à un amplificateur inverseur dans la chaîne d'acquisition) sont donc suivies par une contrepartie légèrement négative pendant quelques microsecondes. Cette durée correspond à la constante de temps du circuit RC. Pour les taux de NSB typiques sur le site d'observation, de l'ordre de 100 MHz, la durée entre deux arrivées de photo-électrons du NSB est courte par rapport à la constante de temps de la contrepartie. Les contreparties sont donc sommées et moyennées, ce qui engendre un décalage de la ligne de base de la chaîne d'acquisition vers les valeurs négatives. Les impulsions des photo-électrons du NSB se superposent à cette ligne de base de telle sorte que la distribution en charge mesurée garde la même moyenne globale que la ligne de base dans le noir.

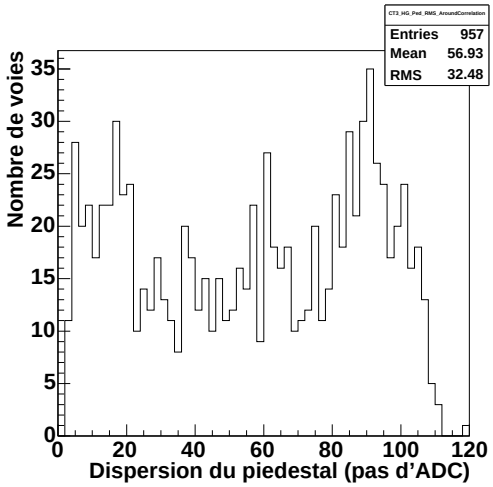
Quand le piédestal est mesuré dans les données d'observations, la distribution dépend donc du taux de NSB vu par le pixel.

Pour des taux de NSB faibles, la distribution du piédestal comporte deux composantes. Il arrive qu'aucun photo-électron de NSB n'arrive dans la fenêtre de lecture de 16 ns. Dans ce cas, le nombre de pas d'ADC mesuré est décalé vers les valeurs négatives par rapport à la position du piédestal dans le noir. Les événements pour lesquels un ou plusieurs photo-électrons de NSB sont contenus en partie ou entièrement dans la fenêtre engendrent des pas d'ADC à des valeurs plus élevées. En combinant ces deux composantes, la distribution du piédestal contient :

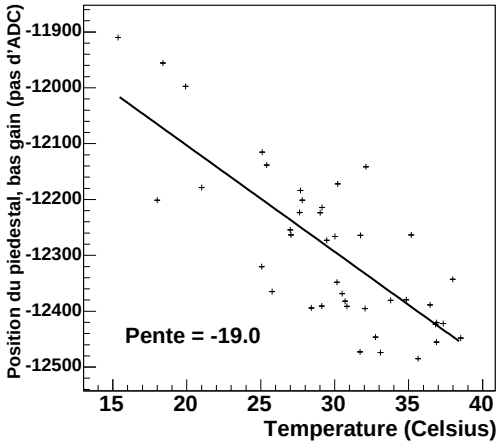
- un pic correspondant aux événements avec 0 photo-électron, décalé vers les valeurs négatives par rapport à la position du piédestal électronique mais avec une largeur identique,



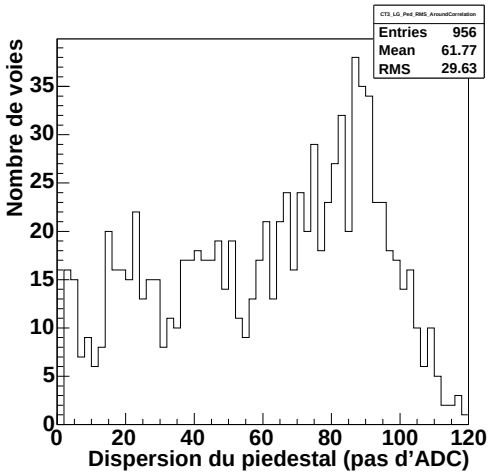
(a) Pixel CT3-G7-00, haut gain



(b) Télescope CT3, haut gain

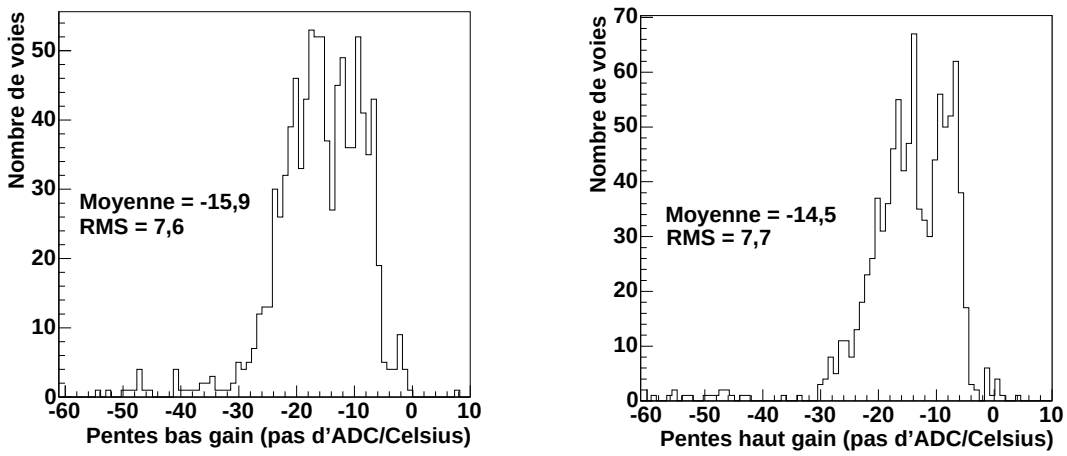


(c) Pixel CT3-G7-00, bas gain



(d) Télescope CT3, bas gain

FIG. *8.4:* ***Evolution du piédestal de différentes voies d'acquisition en fonction de la température*** *(de février à juillet 2004,* ~ 40 *acquisitions). Figures (a) et (c) : corrélation de la position du piédestal avec la température et ajustement linéaire. Les incertitudes sur la position du piédestal sont inférieures à la taille des croix pour chaque acquisition. Figures (b) et (d) : dispersion (RMS) des piédestaux autour de la valeur moyenne. Elle est inférieure à* 120 *pas d'ADC, i.e.* $1,5$ *photo-électrons dans les voies de haut gain et* 20 *photo-électrons dans les voies de bas gain.*



(a) Bas gain (b) Haut gain

FIG. 8.5: ***Pentes des corrélations linéaires des piédestaux de CT3 avec la température*** *(de février à juillet 2004, ∼ 40 acquisitions).*

– un large pic correspondant aux événements à un ou partie de photo-électron et une queue vers des valeurs plus élevées qui correpond aux événements contenant plus de 1 photo-électron.

La moyenne de cette distribution a pour valeur la position du piédestal électronique. Des exemples de distributions sont montrés figure 8.6.

Pour des taux de NSB élevés, largement supérieurs à 100 MHz, il y a généralement plusieurs photo-électrons dans la fenêtre de lecture et la position du piédestal est alors gaussienne, de moyenne supérieure à la position du piédestal électronique.

Dans les cas intermédiaires, la distribution est décalée vers les valeurs de pas d'ADC plus élevées, mais elle reste asymétrique.

Dans tous les cas, la position du piédestal dans les données est définie comme la moyenne de ces distributions. Elle correspond à la position du piédestal électronique lorsque le taux de NSB est faible, et est décalée vers les valeurs positives lorsque le NSB est supérieur à 500 MHz.

Mesure du piédestal dans les données. En moyenne, à chaque événement, une vingtaine de pixels par caméra reçoivent un signal Cherenkov, les autres enregistrant un bruit dû au NSB. Les signaux de NSB des ces pixels permettent de mesurer les piédestaux dans les voies de haut et de bas gains. La position du piédestal étant très sensible à la température (figure 8.4), le piédestal dans les données est estimé toutes les deux minutes.

En pratique, on place la coupure de sélection du NSB à 1,5 photo-électrons. Afin de connaître l'amplitude du signal, on a besoin d'avoir étalonné le gain de chaque pixel (section 8.4) et d'estimer grossièrement la position du piédestal au préalable.

– **Estimation grossière du piédestal.** La position du piédestal, attendue autour de −11 500 pas d'ADC, est d'abord estimée à partir d'un rejet grossier des événements Cherenkov. Les événements pour lesquels le nombre de pas d'ADC est supérieur à −10 000 (ces événements ont une amplitude supérieure à environ 19 photo-électrons dans la voie haut gain) sont rejetés. La moyenne de la distribution des pas d'ADC des événements

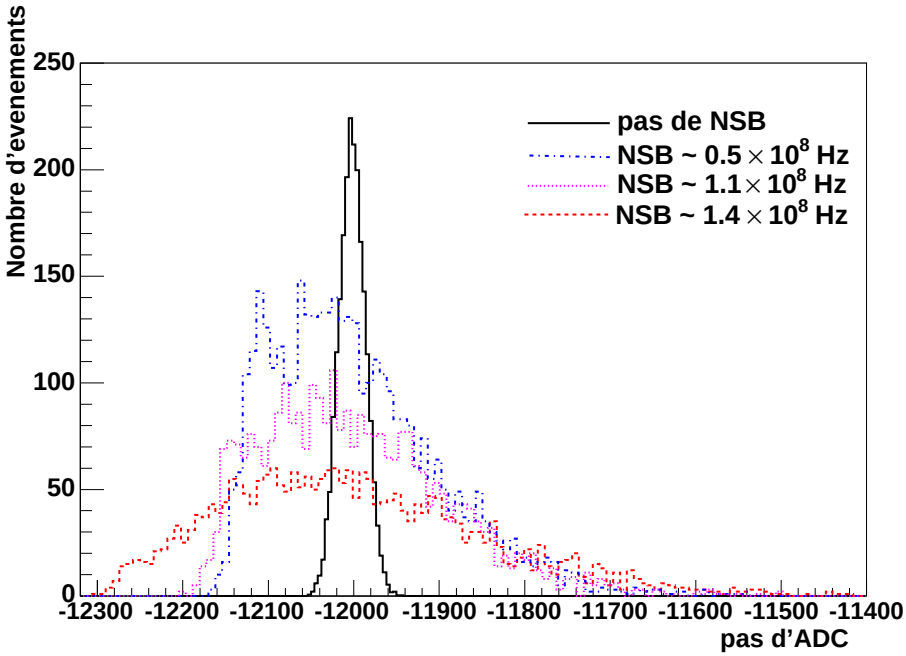


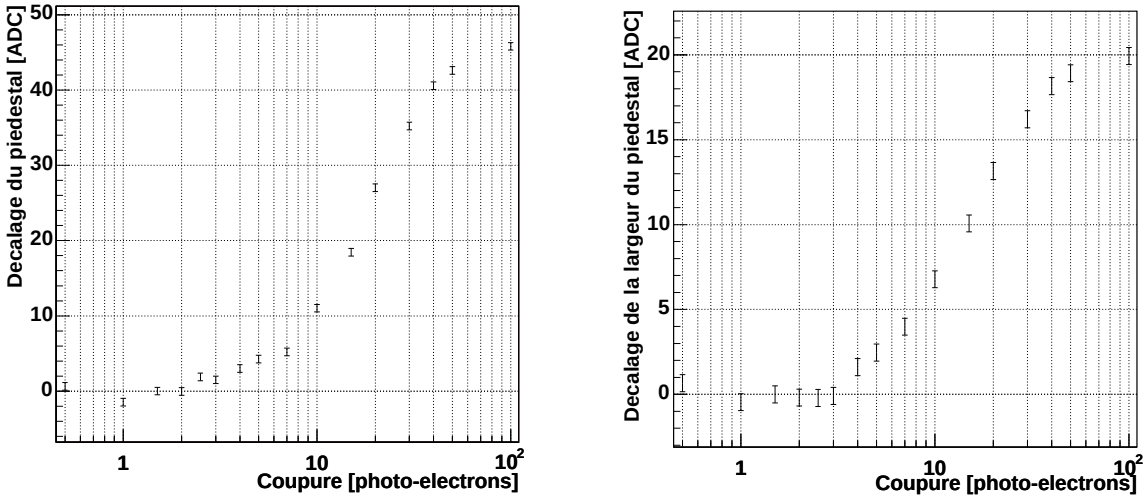
FIG. *8.6:* ***Distribution en pas d'ADC de piédestaux pour différents taux de bruit de fond du ciel mesuré dans les données.***

conservés donne une première estimation de la position du piédestal. Cette position est recalculée tous les 500 événements (environ toutes les 3 secondes) pour ne pas être sensible aux variations de température.

– **Estimation du piédestal.** La charge reçue par les pixels à chaque événement est estimée à partir du gain du pixel préalablement étalonné et de la position du piédestal estimée. Seuls les événements dont l'amplitude estimée pour chacun des pixels voisins est inférieure à $1,5$ photo-électrons sont utilisés pour connaître la distribution du piédestal. Toutes les 2 minutes, la moyenne et la largeur (RMS) de cette distibution sont enregistrées pour chaque voie. Ces données sont relues lors de l'analyse.

L'évolution de la position et la largeur du piédestal en fonction de l'amplitude maximale de sélection des événements est montrée figure 8.7 pour une voie de grande amplification. L'évolution a la même allure pour les voies de faible amplification. La position et la largeur varient de moins de deux canaux d'ADC dans les voies de grand gain et de moins de 1 canal dans les voies de petit gain lorsque la coupure varie de $0,5$ à 3 photo-électrons. Pour des coupures plus élevées, des événements Cherenkov sont inclus dans le piédestal dont la position et la largeur augmentent. La coupure a été choisie au milieu du plateau, à 1,5 photo-électrons.

La figure 8.8 donne une distribution des variations de température mesurées toutes les deux minutes dans les tiroirs des caméras au cours d'une acquisition. Ces variations sont typiquement inférieures à $0,5$°C. La position du piédestal ne varie donc pas de plus de 20 pas d'ADC en deux minutes, ce qui correspond à 0,25 et 3,4 photo-électrons dans les voies de grand et petit gains respectivement. Ceci justifie le choix de l'intervalle de temps entre deux estimations du piédestal.



(a) Evolution de la position du piédestal (b) Evolution de la largeur du piédestal

FIG. 8.7: ***Décalage de la position et de la largeur du piédestal dans une voie de grande amplification en fonction de l'amplitude maximale en photo-électrons utilisées pour le rejet des événements Cherenkov.*** *Les décalages sont calculés par rapport aux valeurs pour la coupure de 1,5 photo-électrons utilisée lors de l'étalonnage.*

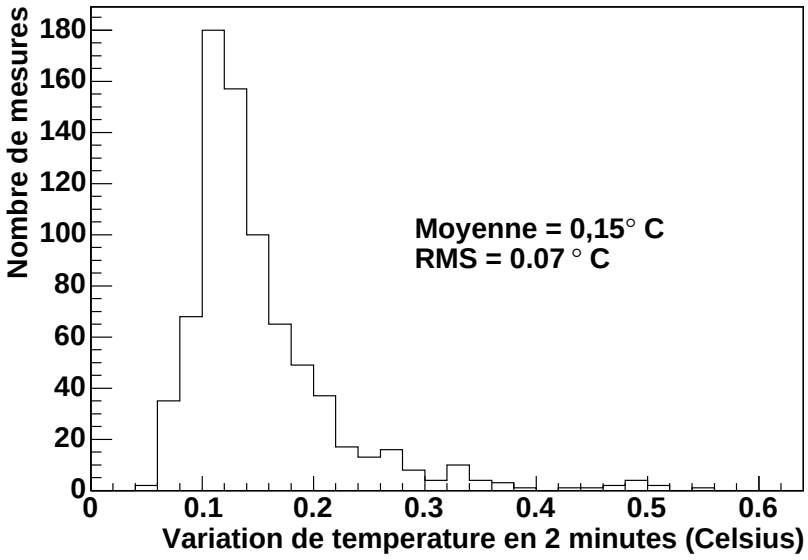


FIG. 8.8: ***Distribution des variations de température mesurées en 2 minutes*** *pour chaque tiroir de CT3 pendant l'acquisition 20696 : elles sont inférieurs à* $0,5°C$

8.4 Facteurs de conversion entre pas d'ADC et amplitude du signal en photo-électrons

Pour chaque pixel, deux voies d'acquisition sont utilisées, avec des gains différents. Le facteur de conversion entre pas d'ADC et amplitude du signal doit être étalonné pour chaque voie (voir équation 8.1). Il prend en compte les gains du PM et de la chaîne d'acquisition.

Une partie des photons qui atteignent la photo-cathode du PM sont convertis en photo-électrons. Le gain du PM, noté G_{PM}, est le nombre moyen d'électrons sur l'anode du PM ramené à un photo-électron en entrée. Le signal est mesuré à travers une résistance R_{PM} (51 Ω) et amplifié dans deux voies d'acquisition, une de bas gain G^{BG} et une de haut gain G^{HG}. N_L (16) échantillons analogiques de 1 ns (τ) sont alors numérisés par un ADC. En mode charge, ces N_L valeurs sont sommées. Le facteur de conversion de l'ADC est noté V_{ADC} et vaut 1,22 mV/pas d'ADC.

Quand un photo-électron de charge e est émis par la photocathode, G_{PM} électrons sont récoltés en moyenne sur l'anode du PM. Comme le signal est intégré sur N_L ns, on peut considérer que la conversion courant-tension de la résistance est donnée par :

$$V_{PM} = \sum_{i=1}^{N_L} \frac{1}{\tau} \int_{\tau} V_{PM,1p.e.}(t)dt = \frac{1}{\tau} \int_{N_L \times \tau} V_{PM,1p.e.}(t)dt = \frac{1}{\tau} \times R_{PM} \times G_{PM} \times e$$

où $V_{PM,1p.e.}(t)$ est l'évolution de la tension aux bornes d'une résistance R_{PM} pour un photo-électron en entrée du PM.

La tension est ensuite amplifiée par un facteur G^i (G^{BG} ou G^{HG}) et convertie par l'ADC. Le nombre de pas d'ADC pour un photo-électron en entrée de la chaîne i est donc :

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

Ce facteur de conversion défini le *gain de la chaîne d'acquisition* : c'est le nombre de pas d'ADC par photo-électron.

Le gain caractérise la voie d'acquisition dans son ensemble : il prend en compte le gain du PM G_{PM}, le gain de la chaîne électronique G^i, la sommation des N_L échantillons et la conversion de l'ADC V_{ADC}.

Le gain nominal des PMs est de l'ordre de $1,7 \times 10^5$ et les gains des voies électroniques de haut et bas gains sont respectivement $G^{HG} = 72,7$ et $G^{BG} = 5,3$. Le gain nominal de la chaîne d'acquisition de haut gain est donc $\gamma_e^{ADC,HG} \sim 80$ pas d'ADC par photo-électron, et celui de la chaîne d'acquisition de bas gain $\gamma_e^{ADC,BG} \sim 5,8$ pas d'ADC par photo-électron. La différence de gains entre les deux chaînes d'acquisition d'un même pixel est seulement due aux gains des amplificateurs : le rapport attendu entre le gain des deux voies est donc $G^{HG}/G^{BG} = 13,7$.

Lors de l'étalonnage, les hauts gains sont mesurés à partir de prises de données dédiées. Les bas gains sont ensuite mesurés indirectement à partir des rapports des gains déterminés dans les données d'observation. Ces méthodes d'étalonnage font l'objet des paragraphes suivant.

8.4.1 Gains des voies de grande amplification

On appelle hauts gains les gains $\gamma_e^{ADC,HG}$ des voies de grande amplification. Ces voies sont sensibles aux photo-électrons uniques : la haute tension des PMs a été ajustée de telle sorte que

le nombre de pas d'ADC entre le piédestal et le signal d'un photo-électron unique soit d'environ 80 (pour un gain de PM de l'ordre de $1,7 \times 10^5$). Cette valeur a été choisie de telle sorte que le pic du photo-électron unique se distingue nettement du pic du piédestal à la tension nominale du pixel. Le bruit électronique engendre un piédestal dont la largeur est de l'ordre de 16 pas d'ADC, alors que le pic du photo-électron unique est environ 80 pas d'ADC au dessus du piédestal. Ceci permet d'étalonner le gain de chaque pixel très précisément *à sa tension nominale*, utilisée lors des prises de données. Aucune extrapolation n'est donc nécessaire pour corriger le gain par la valeur de la haute tension entre l'étalonnage et les prises de données sur source.

Le système d'étalonnage du haut gain. Le haut gain de chaque pixel est donc mesuré à partir de prises de données au cours desquels les PMs sont éclairés avec une lumière pulsée d'intensité de l'ordre de 1 photo-électron. La caméra ne peut pas déclencher l'acquisition sur une si faible intensité. Un déclenchement externe, synchronisé avec les impulsions lumineuses, est donc réalisé. Le système d'étalonnage des hauts gains est indépendant pour chaque caméra.

Lorsque la caméra est à l'intérieur de l'abri, une LED (appelée LED d'étalonnage) est placée en face d'elle à une distance de 1,47 mètres. La LED émet des impulsions de 2 ns de large dans les longueurs d'onde de 370 ± 20 nm,. Un filtre et un diffuseur holographique placés devant la LED permettent d'homogénéiser l'intensité arrivant sur la caméra : l'intensité moyenne reçue par chaque pixel est de l'ordre de 1 photo-électron, avec une homogénéité sur la caméra de 50%. La LED est pulsée à 70 Hz par un générateur d'impulsions électriques. Le déclenchement externe de la caméra doit être synchronisé avec ce générateur. Une connexion doit donc être établie entre le générateur d'impulsion et le système de déclenchement de la caméra. Initialement, les opérateurs devaient les relier par un câble mais il est arrivé de sortir le télescope sans débrancher ce câble... Un nouveau système sans câble a donc été installé : le signal pulsé est envoyé vers une deuxième LED. Cette LED, dont l'intensité n'est pas réduite, éclaire un PM accroché sous la caméra (mais n'éclaire pas les PMs de la caméra). Le signal de sortie de ce PM est relié au déclenchement externe de la caméra via un discriminateur. Le retard entre l'impulsion de la LED d'étalonnage et le déclenchement de la caméra est réglé à 1 ns près au niveau du générateur d'impulsions. Ce réglage est vérifié par des acquisitions réalisées en mode 'ECHANTILLONNAGE' pendant lesquelles on change le filtre pour avoir une intensité de l'ordre de 10 photo-électrons. On peut alors vérifier que le signal est correctement positionné dans la fenêtre de lecture de 16 ns, et le cas échéant régler le retard du système.

L'analyse des acquisitions. Les impulsions de faible intensité reçues par les PMs suivent une distribution de Poisson : les amplitudes mesurées suivent donc une loi de Poisson convoluée par le comportement de la caméra.
La distribution des pas d'ADC des voies de haut gain obtenue au cours des acquisitions dédiées à l'étalonnage des gains ont deux pics comme le montre la figure 8.9. Le premier pic correspond aux événements à 0 photo-électron : c'est la distribution du piédestal ; le second correspond aux événements à 1 photo-électron. En général, les pics correspondant à plus d'un photo-électron sont noyés dans la queue de distribution. L'ajustement utilisé pour extraire le haut gain de cette distribution est basé sur les hypothèses suivantes :

- le piédestal électronique est ajusté par une gaussienne de déviation standard σ_P et de moyenne $\mathrm{P^{HG}}$ en pas d'ADC,
- la distribution de lumière pour un signal de n photo-électrons est ajustée par une gaussienne de déviation standard $\sqrt{n}\ \sigma_{\gamma_e}$ et de moyenne $P^{HG} + n\,\gamma_e^{ADC,HG}$ en pas d'ADC,

où $\gamma_e^{ADC,HG}$ est le haut gain, et σ_{γ_e} est le RMS de la distribution induite par un unique photo-électron.

– μ est l'intensité moyenne de la lumière reçue par le pixel en photo-électrons.

La distribution attendue en pas d'ADC (x) est alors :

$$\mathcal{G}(x) = \mathrm{N}\times \left(\frac{e^{-\mu}}{\sqrt{2\pi}\sigma_P}\, exp\Big[-\frac{1}{2}\Big(\frac{x-P^{HG}}{\sigma_P}\Big)^2\Big] + N_s \sum_{n=1}^{m\gg 1} \frac{e^{-\mu}}{\sqrt{2\pi n}\,\sigma_{\gamma_e}} \frac{\mu^n}{n!}\, exp\Big[-\frac{1}{2}\Big(\frac{x-(P^{HG}+n\,\gamma_e^{ADC,HG})}{\sqrt{n}\,\sigma_{\gamma_e}}\Big)^2\Big]\right) \qquad (8.2)$$

On vérifie le caractère poissonien de la distribution de lumière lorsque le facteur de normalisation $\mathrm{N_s}$ est proche de 1. Le facteur de normalisation N est ajusté sur le nombre d'événements.

Tous les paramètres de cette fonction sont libres au cours de l'ajustement. Un exemple est montré figure 8.9(a). Le rapport χ^2/ndf est de l'ordre de 1, indiquant que l'équation 8.2 décrit correctement la distribution de charge du photo-électron unique. Il faut noter les valeurs des paramètres ajustés : le piédestal de ce PM est situé à $-12\,100$ canaux d'ADC et a une largeur de 17,7 canaux comme attendu, son gain est de 77,5 canaux d'ADC par photo-électron avec des fluctuations de l'ordre de 41 canaux par photo-électron. Lors de cette acquisition, l'intensité moyenne reçue par le pixel est de 0,7 photo-électron et sa distribution est poissonienne car le paramètre $\mathrm{N_s}$ est proche de 1.

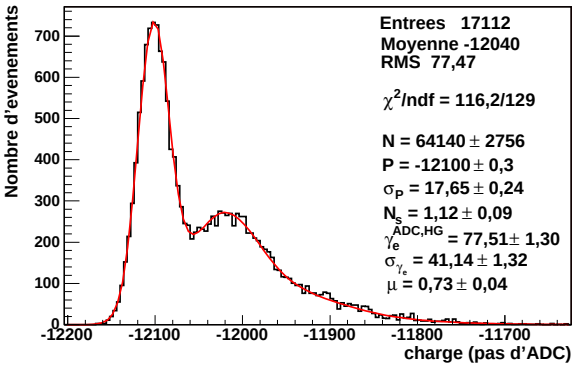
Les acquisitions utilisées pour l'étalonnage sont sélectionnées avant l'ajustement selon les critères suivants. Le critère de sélection le plus sévère est basé sur les variations de température : si la température varie au cours des 4 minutes d'acquisition, la position du piédestal $\mathrm{P^{HG}}$ et la position du second pic varient. Il en resulte un distribution étalée et la distribution n'est plus ajustée correctement par l'équation 8.2. Un exemple est montré figure 8.9(b) : le χ^2/ndf est de l'ordre de 10. La variation maximale de température acceptée au cours de l'acquisition est de 0,4°. Seuls les données avec plus de 4000 événements sont utilisées pour l'étalonnage car l'ajustement à sept paramètres nécessite une statistique importante. D'autres tests systématiques sont faits pour vérifier qu'il s'agit bien d'une acquisition au photo-électron unique :

– la moyenne sur la caméra de la charge moyenne mesurée par chaque pixel dans le haut gain doit être comprise entre -15000 et -9000 canaux d'ADC,
– et le RMS moyen sur la caméra doit être dans l'intervalle 45-150 canaux d'ADC, ce qui exclut les acquisitions au cours desquelles la LED n'était pas bien réglée (intensité trop faible ou trop élevée).

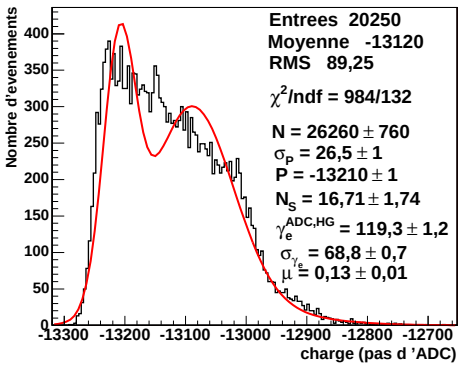
Pour chaque pixel, le gain ajusté $\gamma_e^{ADC,HG}$ est enregistré dans une base de données pour chaque acquisition.

Stabilité du gain. L'évolution du gain en fonction de la température des tiroirs a été étudiée : les gains se sont avérés stables.

Par contre, le gain de chaque pixel diminue au cours du temps du fait du vieillissement des PMs. Sur une période de trois semaines, ces variations restent inférieures à 3 pas d'ADC par photo-électron.



(a) Distribution correcte.



(b) Variation de température dans le tiroir $\sim 1,2°$.

FIG. *8.9:* ***Distribution des pas d'ADC lors de l'étalonnage du grand gain.*** *(a) Distribution des pas d'ADC de la voie de haut gain d'un pixel mesuré lors d'une acquisition dédiée à l'étalonnage des gains. (b) Un exemple de distribution incorrecte lorsque la température n'est pas stable est montré. La courbe rouge continue et les paramètres donnent l'ajustement utilisé pour déterminer le gain du pixel (équation 8.2).*

8.4.2 Gains des voies de faible amplification

On appelle bas gains les gains $\gamma_e^{ADC,BG}$ des voies de faible amplification. Leurs valeurs sont étalonnées indirectement, à partir des prises de données d'observation.

Dans le régime où les deux voies sont linéaires (de 15 à 200 photo-électrons) le rapport des signaux mesurés donne une estimation du rapport d'amplification des deux voies. Lorsque le gain des voies de grande amplification et les piédestaux sont étalonnés, il est possible de calculer le gain des voies de faible amplification.

Calcul des bas gains. Pour chaque pixel, les événements d'amplitude calculée avec la voie de haut gain entre 15 et 200 photo-électrons sont sélectionnés. Les nombres de pas d'ADC dans les voies de haut et bas gain sont alors mesurés ($\mathrm{ADC^{PG}}$ et $\mathrm{ADC^{HG}}$). Les positions des piédestaux étant déjà étalonnées ($\mathrm{P^{PG}}$ et $\mathrm{P^{HG}}$), le rapport des gains vaut :

$$(HG/BG) = \frac{\mathrm{ADC^{HG}} - \mathrm{P^{HG}}}{\mathrm{ADC^{PG}} - \mathrm{P^{PG}}}$$

Pour chaque pixel, la distibution de ce rapport événement par événement est ajusté par une gaussienne. La moyenne de cette gaussienne donne la valeur du rapport (HG/BG), de l'ordre de 13, proche de la valeur attendue. Les fluctuations des amplifications d'une voie à l'autre, données par la largeur de la distribution, sont de l'ordre de 10%.

Pour cet étalonnage, toutes les prises de données d'observation contenant plus de 50 000 événements sont utilisées.

Pour chaque pixel, les valeurs des rapports entre le haut et le bas gains sont enregistrés dans une base de données pour chaque acquisition.

Stabilité du bas gain. Le rapport entre les gains des deux voies d'amplification est indépendant de la température et est constant au cours du temps pour chaque pixel. Ceci confirme

que la diminution du gain est seulement due à un vieillissement des PMs, les gains électroniques des voies d'acquisition de différentes amplifications restant stables.

8.5 La correction des inhomogénéités de collection de la caméra

L'efficacité de collection de lumière est différente d'un PM à l'autre. Ceci est dû aux différences de réflectivité des cônes de Winston, d'efficacité des photo-cathodes et d'efficacité de collection des photo-électrons sur la première dynode. Ces différences induisent des inhomogénéités pixel à pixel. Elles doivent être corrigées pour éviter des biais dans la reconstruction des gammas.

Les coefficients de correction des inhomogénéités de collection de lumière (appelés 'flat-field') sont étalonnés à partir d'acquisitions dédiées. C'est une correction relative seulement, calculée indépendamment pour chaque caméra.

Système d'étalonnage du flat-field. Afin de pouvoir corriger les inhomogénéités relatives de collection de lumière entre les pixels, il faut les éclairer de manière uniforme. Pour cela, une LED, placée au centre du miroir du télescope, à 15 mètres de la caméra, est utilisée. La LED émet un signal pulsé entre 390 et 420 nm (cette fenêtre est située dans la zone où l'efficacité de collection de lumière des PMs est maximum). Afin que le signal émis par la LED soit contenu dans la fenêtre de lecture de 16 ns, les impulsions sont courtes, de l'ordre de 5 ns. De plus, les LEDs ont une illumination uniforme jusqu'à 10°, ce qui assure de couvrir uniformément la caméra dont le diamètre angulaire vue depuis la LED est de 6°.

Analyse des données. Les coefficients de flat-field sont extraits des acquisitions spécifiques en utilisant les amplitudes calibrées sans la correction de flat-field. C'est donc la dernière étape de l'étalonnage. Le coefficient de flat-field d'un pixel est défini comme :

$$\mathrm{FF} = \frac{< \mathrm{I} >_C}{< \mathrm{I} >_p}$$

où $< \mathrm{I} >_p$ et $< \mathrm{I} >_C$ sont les amplitudes moyennes, pendant la durée de l'acquisition, mesurées pour un pixel et pour toute la caméra respectivement. Un seul coefficient est défini par pixel. Les amplitudes sont calculées avec la voie de haut ou bas gain en fonction de l'intensité de la lumière reçue.

Des prises de données spécifiques pour l'étalonnage des corrections d'inhomogénéités sont réalisées. Les caméras déclenchent l'acquisition sur les impulsions lumineuses de la LED. Cependant, pour calculer l'amplitude reçue par le pixel, il est nécessaire de connaître la position du piédestal. Pour cela, des déclenchements générés par l'acquisition enregistrent des événements sans lumière de la LED, mais contenant du NSB. La distribution des pas d'ADC des pixels a donc deux composantes comme indiquée sur la figure 8.10(a) : le piédestal et une distribution gaussienne centrée sur la valeur moyenne de l'intensité reçue. Afin d'éviter d'avoir des événements Cherenkov dans les données, les télescopes sont pointés en direction de zones sombres à faible altitude (environ 10 degrés). Cependant, il arrive que les caméras déclenchent sur des événements Cherenkov qu'il faut rejeter. Lors de l'analyse de ces données, on sépare ces trois composantes par les méthodes décrites dans les paragraphes suivants.

Les événements qui forment le piédestal sont étiquetés dans les données. On reconstruit la distribution du piédestal à partir de ces événements seulement.

Parmi les événements non étiquetés, ceux contenant un signal Cherenkov ou NSB doivent être rejetés. Pour cela, on utilise le fait que les événements de flat-field éclairent la caméra de façon uniforme avec une intensité supérieure à 50 photo-électrons. A chaque événement, les amplitudes de chaque pixel sont calculées à partir des gains déjà étalonnés et des positions des piédestaux estimées à partir de leurs corrélations avec la température (section 8.3). La moyenne et le RMS de la distribution de ces amplitudes sur la caméra sont établis. Les événements dus à une fluctuation de NSB ont une luminosité assez homogène sur la caméra, mais très faible : les événements dont l'amplitude moyenne est inférieure à 30 photo-électrons sont rejetés. Généralement, les événements générés par une gerbe Cherenkov sont aussi rejetés car l'intensité moyenne des images reste faible (seule une fraction des pixels des caméras reçoit du signal Cherenkov). Dans le cas d'événements Cherenkov plus importants, il est possible des les rejeter en utilisant leur inhomogénéité. La distribution du rapport de la largeur (RMS) sur la moyenne de la luminosité pour tous les événements d'une acquisition est montrée sur la figure 8.10(b). Lorsque la caméra est uniformément éclairée par la LED, l'amplitude moyenne est supérieure à 30 photo-électrons et la dispersion est de l'ordre de 20%, le rapport RMS/moyenne est donc de l'ordre de 0,2. Pour les événements dus à une gerbe Cherenkov, la dispersion est plus grande car l'intensité n'est pas homogène : expérimentalement, le rapport est supérieur à 1.

Les événements sélectionnés permettent d'étalonner les coefficients de correction des inhomogénéités de collection de lumière des caméras. Pour chaque pixel opérationnel, les distributions des pas d'ADC sont remplies pour les deux voies d'acquisition.
Lorsque tous les événements sont analysés, ces distributions et les distributions des piédestaux sont ajustées par des gaussiennes, de moyennes respectives $< \mathrm{ADC}^{\mathrm{i}}_{\mathrm{FF}} >$ et P^{i} pour la voie i de haut ou bas gain. Le gain $\gamma_e^{ADC,i}$ de la voie utilisée est déjà étalonné. L'amplitude moyenne reçue par le pixel est alors :

$$< \mathrm{I} >_p = \frac{< \mathrm{ADC}^{\mathrm{i}}_{\mathrm{FF}} > - \mathrm{P}^{\mathrm{i}}}{\gamma_e^{ADC,i}}$$

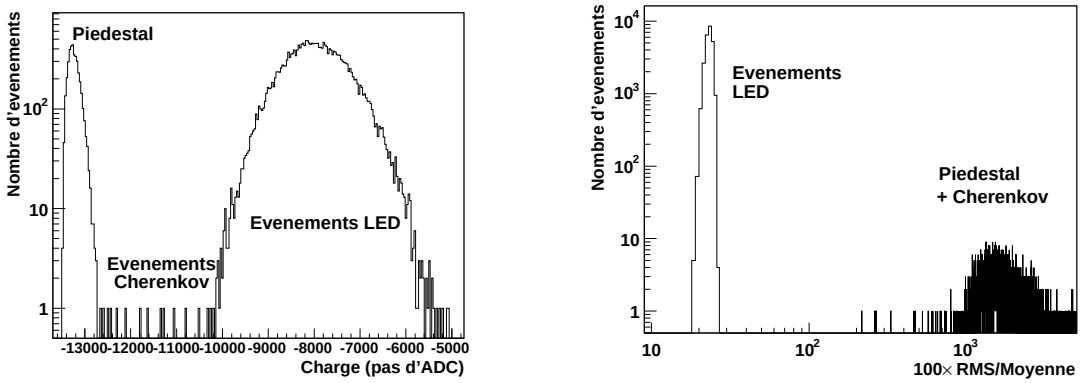
Les coefficients de flat-field de tous les pixels sont alors calculés et enregistrés dans une base de données pour chaque acquisition.

Stabilité des coeffficients de flat-field Les coefficients de flat-field ne dépendent pas de la température. Pour chaque pixel, ils sont stables sur des périodes de plusieurs mois, et a fortiori sur des périodes de 3 semaines.

8.6 Paramètres d'étalonnage moyens

A priori, les paramètres d'étalonnage doivent être stables sur plusieurs semaines si les configurations des caméras ne sont pas modifiées. On vérifie effectivement que les rapports haut gain sur bas gain et les coeffficients de flat-field sont stables sur plusieurs mois. En revanche, la valeur du gain des PMs diminue au cours du temps. Cette variation reste cependant faible sur une période d'observation de quatre semaines : elle est de l'ordre 2%.

On définit donc une période d'étalonnage par période d'observation de quatre semaines. Lors de chaque période, on calcule les valeurs moyennes des trois paramètres pour chaque pixel sur un grand nombre d'acquisitions afin de réduire les erreurs statistiques. Les acquisitions sont sélectionnées selon les critères définis dans les sections précédentes, le plus important étant la



(a) Distribution en charge.

(b) Distribution RMS/moyenne.

FIG. *8.10:* ***Distinction des événements piédestaux et flat-field.*** *Distributions de la charge et du rapport RMS sur moyenne (×100) de la distribution de la luminosité par événement sur une caméra. Les différentes composantes (piédestal, Cherenkov, et événements LED) sont indiquées.*

stabilité de la température. La défaillance éventuelle d'un pixel lors de certaines acquisitions n'empêche pas le calcul des paramètres d'étalonnage moyens pour ce pixel étant donné le grand nombre d'acquisitions utilisées au cours d'une période. Les raisons sont décrites dans le chapitre 9.
Dans le cas où les tensions des PMs ou la configuration des caméras ont été modifiées, deux périodes d'étalonnage sont créées. En particulier, les tensions des PMs sont augmentées tous les ans environ pour compenser les pertes de gain.
Pour chaque période, les valeurs des paramètres moyens obtenus pour chaque pixel sont sauvées dans une base de données.

Pour chaque période et chaque caméra, la distribution des paramètres est ajustée par une gaussienne. La moyenne est la largeur de cette gaussienne sont données figures 8.11, 8.12 et 8.13 en fonction du temps. Les barres d'erreurs horizontales correspondent à la durée de chaque période d'étalonnage.

L'évolution du gain en fonction du temps montre une diminution, expliquée par le vieillissement des PMs, qui ralentit au cours du temps. La dispersion des gains des PMs d'une caméra augmente significativement avec le temps car les PMs n'évoluent pas tous à la même vitesse. Le réajustement des hautes tensions de décembre 2004 est visible sur la figure 8.11 : les gains des pixels sont homogènes, proches de 80 ADC/photo-électron.

Le rapport entre le haut et le bas gain est constant au cours du temps. Cependant, une légère variation de l'ordre de 1% est visible sur la figure 8.12. Cette variation semble être saisonnière et pourrait être expliquée par des variations des gains des amplificateurs des voies d'acquisition en fonction de la température, légèrement différentes entre les voies de grand gain et les voies de bas gain.

Les coefficients de flat-field sont stables au cours du temps. Leur moyenne est par définition de 1 ($\pm 0,01$ dans les données). La largeur de leur distribution représente les inhomogénéités de collection de lumière dans la caméra : elle est de l'ordre de 9% sur les trois télescopes CT1, CT2 et CT3, et de 10% pour CT4. L'inhomogénéité plus grande de CT4 n'est pas due à une dispersion de la collection de lumière des cônes de Winston, ni à un mauvais positionnement de la LED utilisée lors de l'étalonnage. Plusieurs hypothèses sont en cours d'étude, en particulier

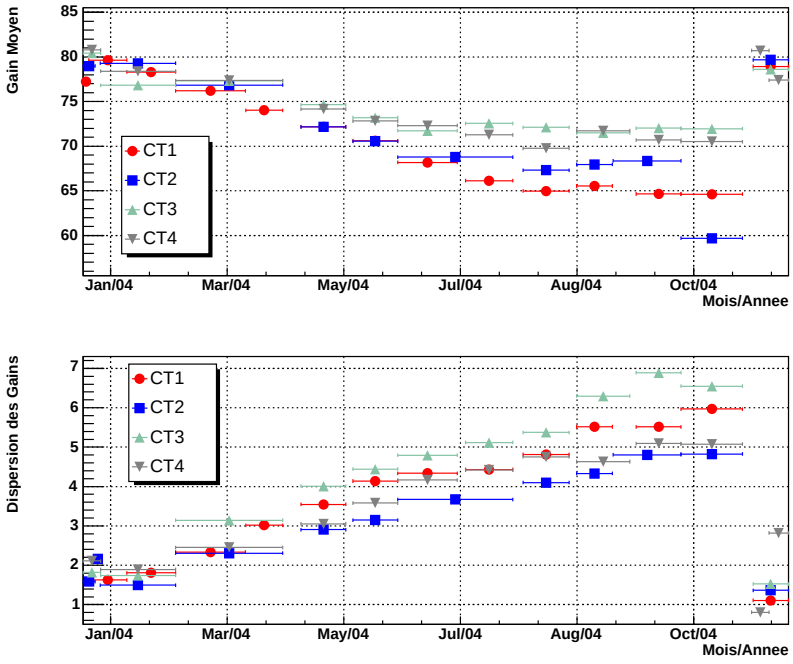


FIG. *8.11:* ***Evolution du gain γ_e^{ADC} des pixels en 2004*** *: gain moyen et dispersion de leur distribution dans chaque caméra. Les hautes tensions des PMs ont été augmentées en décembre 2004 : la valeur moyenne des gains est réajustée à 80 avec une faible dispersion.*

une illumination non homogène ou des erreurs systématiques dans l'estimation des gains dues à un éclairement trop faible des PMs.

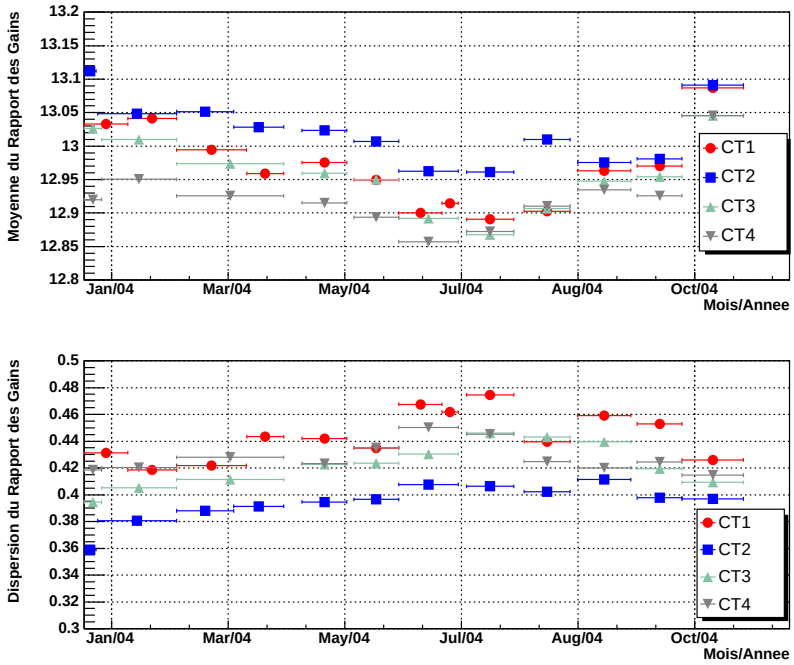


FIG. *8.12:* ***Evolution du rapport des gains par caméra en 2004,*** *HG/BG : rapport moyen et dispersion de leur distribution dans chaque caméra.*

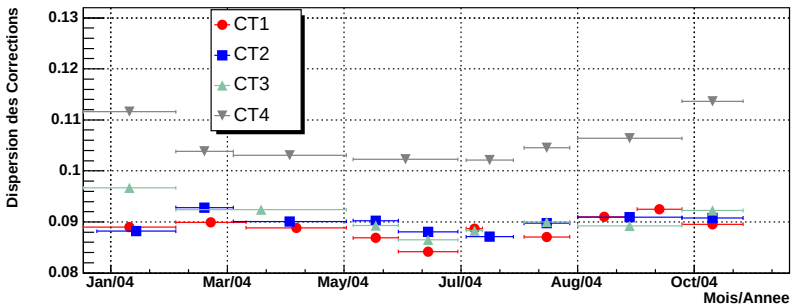


FIG. *8.13:* ***Evolution des coefficients de correction d'inhomogénéités par caméra en 2004,*** *FF : dispersion de leur distribution dans chaque caméra.*

Chapitre 9

Voies non opérationnelles

Dans chaque acquisition, certains pixels ne peuvent pas être utilisés, que ce soit pour l'étalonnage ou pour l'analyse des images Cherenkov. Il est très important de les détecter pour ne biaiser ni les paramètres d'étalonnage ni la reconstruction des directions et des énergies des γ lors de l'analyse. Les problèmes que peuvent rencontrer les pixels et les méthodes pour les détecter sont décrites dans cette section. Trois types principaux de problèmes peuvent se poser : des ARS instables, des paramètres d'étalonnage inconnus ou des problèmes électroniques divers. Dans la plupart des cas, seule une des deux voies d'acquisition du pixel n'est pas utilisable : l'amplitude reçue par le pixel peut donc être calculée si elle est dans le domaine linéaire de la voie qui fonctionne correctement.

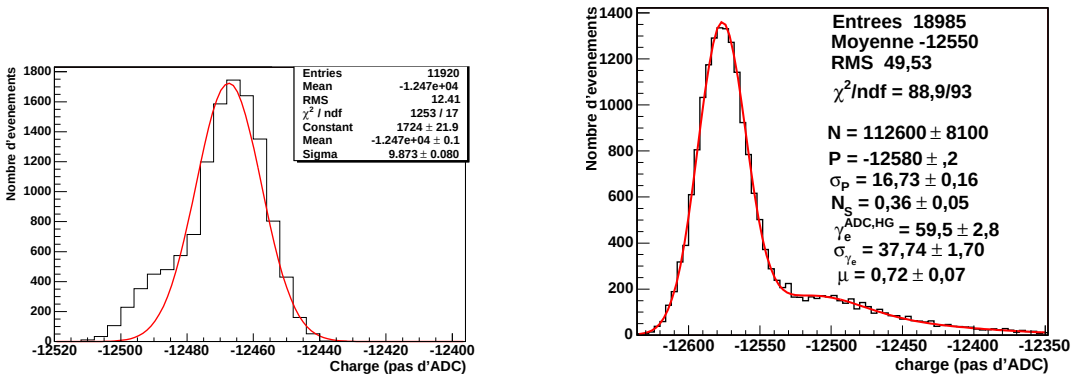
9.1 Voies sans paramètre connu

Nous avons décrit dans la section 8.6 que les valeurs des paramètres d'étalonnage de chaque pixel sont obtenues en moyennant les résultats de plusieurs acquisitions faites sur 4 semaines. Cependant, même après cette étape, un très petit nombre de pixels ne sont pas étalonnés. En général, ces pixels sont sérieusement endommagés et sont donc exclus des analyses (ils sont moins d'une dizaine par caméra après un an de fonctionnement).

9.2 ARSs instables

9.2.1 Caractérisation des ARSs instables

Une ARS est constituée d'une suite circulaire d'horloges à retard, décalées les unes par rapport aux autres de 1 ns pour réaliser l'échantillonnage à 1 GHz. En fonctionnement normal, cette série d'horloges est parcourue par un seul front qui indique la position d'échantillonnage courante. Pour une raison non identifiée, il arrive parfois que deux fronts distants de quelques nanosecondes parcourent l'ARS. Dans ce cas, la fenêtre de lecture est parfois décalée par rapport à la position d'écriture et une partie du signal est perdue : la charge mesurée est inférieure à la charge réelle observée par le pixel. Dans la suite, nous dirons qu'une telle ARS est *instable*, et les quatre voies lues par cette ARS ne peuvent pas être utilisées, ni pour l'étalonnage, ni pour l'analyse. Lorsque une ARS fonctionne correctement, les signaux des quatre voies d'acquisition associées sont centrés dans la fenêtre de lecture de 16 ns. La charge intégrée de ces voies est alors maximale.



(a) Piédestal électronique.

(b) Distribution du photo-électron.

FIG. *9.1:* ***Distribution des pas d'ADC avec des ARS instables.*** *(a) Distribution du piédestal électronique dans une voie bas gain avec une ARS dite instable. (b) Distribution des pas d'ADC de la voie de haut gain d'un pixel avec une ARS instable mesurée lors d'une acquisition dédiée à l'étalonnage des hauts gains . La courbe rouge continue et les paramètres donnent l'ajustement utilisé pour déterminer le gain du pixel (équation 8.2).*

Ce problème apparaît aléatoirement parmi les ARSs à chaque fois que les alimentations des caméras sont allumées. Le nombre moyen d'ARSs instables par caméra est de l'ordre de 6 (24 voies, soit 1,5% des voies). Comme les voies de haut et de bas gains d'un pixel n'utilisent pas la même ARS, il est rare que les deux voies soient instables : le pixel peut donc être utilisé dans un certain domaine en amplitude.

9.2.2 Détection des ARSs instables

Les méthodes de détection des ARSs instables sont différentes en fonction du type d'acquisition. Une méthode générale est basée sur la forme des distributions du rapport haut gain sur bas gain. Cependant, lors des acquisitions pour lesquelles l'intensité lumineuse reçue par les pixels n'est pas dans la fenêtre 15 à 200 photo-électrons, des méthodes spécifiques doivent être définies. C'est la cas des acquisitions spécifiques à l'étalonnage des hauts gains ou des piédestaux électroniques.

Détection des ARS instables lors de l'étalonnage des piédestaux électroniques.

A priori, on ne s'attend pas à detecter les ARSs instables dans les acquisitions prises dans le noir où seul le bruit électronique est mesuré : le fenêtre de lecture étant aléatoire, un mauvais positionnement de l'écriture du signal n'est pas un problème. Aucune ARS instable n'est en effet détectée dans les voies de haut gain. Une distribution anormale du piédestal des voies de bas gain a cependant été observée dans des pixels associés à une même ARS (figure 5.8). Nous avons associé ce problème à une ARS instable mais il ne correspond pas bien à l'interprétation précédente. La méthode décrite ici ne détecte donc des ARSs dites instables que dans les voies de bas gain.

Les distributions correctes des pas d'ADC dans les voies de bas gain sont gaussiennes, avec un RMS de l'ordre de 6 pas d'ADC. Les pixels lus par une ARS instable dans la voie de bas gain ont une distribution plus large comme sur la figure 9.1(a).

Pour détecter ce problème, on utilise le fait que pour une distribution correcte des pas d'ADC, son RMS et l'écart-type σ_P de l'ajustement gaussien sont très proches. Lorsqu'une voie est lue par une ARS instable, la distribution est élargie, et le RMS est alors plus grand que σ_P. Le paramètre utilisé est donc :

$$\frac{\sigma_P - \mathrm{RMS}}{\sigma_P}$$

Une voie a un problème si ce paramètre est inférieur à -0.1 ; elle est étiquetée. L'ARS entière est étiquetée si au moins deux voies ont ce problème.

Détection des ARSs instables lors de l'étalonnage du gain

Lors de l'étalonnage du haut gain, on utilise le signal mesuré dans les voies de grande amplification. On recherche donc les ARS instables dans ces voies seulement.

Pour chaque pixel, la distribution des pas d'ADC obtenue est ajustée suivant la fonction 8.2 (section 8.4). Le paramètre N_s, qui teste si cette distribution est bien poissonienne, est normalement proche de 1. Lorsque la voie de haut gain possède une ARS instable, l'ajustement poissonien n'est plus valable (figure 9.1(b)) : les voies pour lesquelles N_s est inférieur à 0.5 sont étiquetées. L'ARS entière est étiquetée si au moins deux voies ont ce problème.

Détection des ARSs instables pour les autres acquisitions

Lors des acquisitions spécifiques à l'étalonnage des coefficients de flat-field ou lors des observations, la même méthode est utilisée pour détecter les ARSs instables. Quatre étapes sont nécessaires à cette détection :

- 1- étiquetage des pixels qui ont d'autres problèmes qu'une ARS instable,
- 2- sélection des pixels dont les caractéristiques peuvent être liées à une ARS instable,
- 3- pour ces pixels, détermination de la voie (haut ou bas gain) qui peut être liée à une ARS instable,
- 4- finalement, étiquetage des ARSs pour lesquelles plus de deux voies sont détectées à l'étape 3.

Nous allons maintenant décrire les trois premières étapes.

1- Rejet des pixels qui ont d'autres problèmes qu'une ARS instable. Quelques pixels ont des problèmes qui ne sont pas liés à des ARS instables. Ils peuvent avoir une distribution de pas d'ADC trop étroite par rapport à la largeur moyenne des distributions sur la caméra. L'absence de gain d'un PM est un cas particulier : la distribution est la même que celle d'un piédestal électronique. Pour détecter ces pixels, les moyennes des RMS sur la caméra sont calculées pour les voies de haut et bas gains. Le paramètre utilisé pour la voie i est alors :

$$\mathrm{R_i} = \frac{\mathrm{RMS\,de\,la\,distribution\,de\,la\,voie\,i}}{\mathrm{RMS\,moyen\,pour\,toutes\,les\,voies\,i}}$$

En moyenne, au cours d'une acquisition, tous les pixels ont un éclairement similaire. Les RMSs sont donc pratiquement identiques pour tous les pixels : le rapport R_i est donc proche de 1 pour tous les pixels. Les pixels éclairés par des étoiles brillantes et fonctionnant correctement ont un rapport R_i supérieur à 1.
Les voies dont le rapport R_i est inférieur à $0,55$ ne sont pas utilisées dans l'analyse.

2- Sélection des pixels dont les caractéristiques peuvent être liées à une ARS instable. Pour chaque pixel dont le rapport R_i est supérieur à 0,55, on établit la distribution du logarithme décimal du rapport haut gain sur bas gain en sélectionnant les événements dont l'amplitude est comprise entre 15 et 200 photo-électrons. Pour un pixel fonctionnant correctement, les amplitudes calculées doivent être les mêmes dans les deux voies : cette distribution doit donc être centrée sur 0. Lorsqu'une des ARSs d'un pixel est instable, la distribution est plus large. Si le RMS de la distribution est supérieur à 0,2, il est possible que le pixel possède une ARS instable.

3- Détermination de la voie (haut ou bas gain) qui peut être liée à une ARS instable. Pour les pixels sélectionnés à l'étape 2, la distribution $\log(HG/BG)$ est aussi utilisée pour déterminer la voie dans laquelle peut être l'ARS défectueuse. En effet, la charge mesurée dans une voie possédant une ARS instable est inférieure à la charge vraie. L'amplitude mesurée dans la voie incorrecte est alors inférieure à celle mesurée dans la voie opérationnelle. Si l'ARS défectueuse se trouve dans la voie de haut (respectivement bas) gain, la distribution du logarithme du rapport haut gain sur bas gain de ce pixel possède une queue vers les valeurs négatives (respectivement positives). Ces propriétes sont utilisées pour déterminer la voie possédant l'ARS est instable.
Trois intégrales, définies sur la figure 9.2(a), sont calculées sur cette distribution :

- l'intégrale de la distribution complète (i),
- l'intégrale de la partie droite de la distribution (d),
- l'intégrale de la partie gauche de la distribution (g).

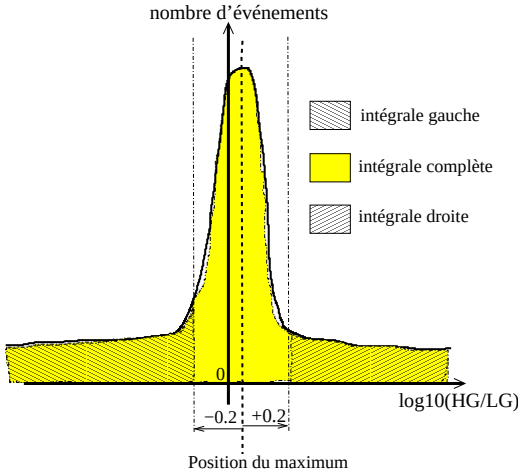
La voie de haut gain est comptée instable si ($g > 0,2 \times i$) et celle de bas gain si ($d > 0,2 \times i$). Il est possible que les deux voies soient comptées si la distribution est élargie des deux côtés. Des exemples de distributions obtenues dans les données sont montrées sur la figure 9.2.
Ensuite, si au moins deux voies d'une même ARS sont comptées instables, l'ARS complète est étiquetée. Si une seule voie de l'ARS a un problème, le pixel correspondant est étiqueté comme ayant un rapport haut gain sur bas gain anormal.
De plus, si un pixel a été détecté dans la deuxième étape, mais pas dans la troisième, ses deux voies sont exclues de l'analyse.

Statistique des ARSs instables Le nombre de voies exclues de l'analyse à cause de la présence d'ARS instables est en moyenne de 24 dans chaque caméra (1,5% des voies), le maximum observé étant de 40. La plupart des ARS sont instables dans moins de 1% des acquisitions.

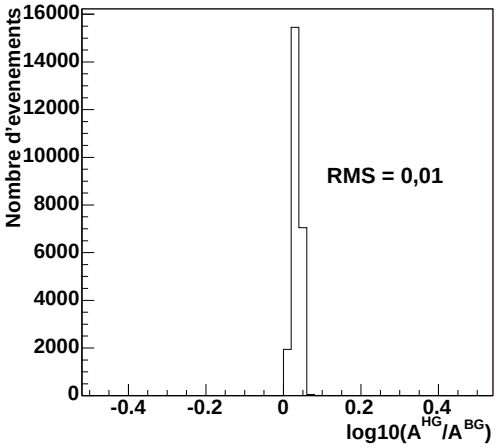
9.3 Pixels éteints par les étoiles

Afin d'éviter un vieillissement prématuré des PMs, leur haute tension est coupée lorsqu'une étoile ou un autre objet brillant (étoile filante, éclairs) se trouvent dans leur champ de vue. Pour les étoiles, la valeur de NSB maximum autorisée est de 1,2 GHz : pour chaque pixel, le NSB est estimé à partir du courant de pont HVI, corrigé de sa corrélation avec la haute tension du PM (voir section 11.2.2). Si le NSB atteint cette valeur, la haute tension du PM est coupée. De plus, une limite absolue est fixée à $150\,\mu A$ dans tous les PMs (NSB équivalent à environ 2×10^9 Hz).

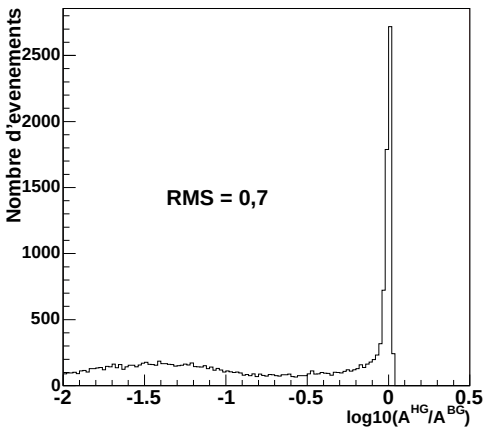
La position des étoiles dans le champ de vue des caméras évolue au cours du temps, ce qui entraîne l'extinction progressive des pixels sur son chemin. Pour limiter le nombre de pixels



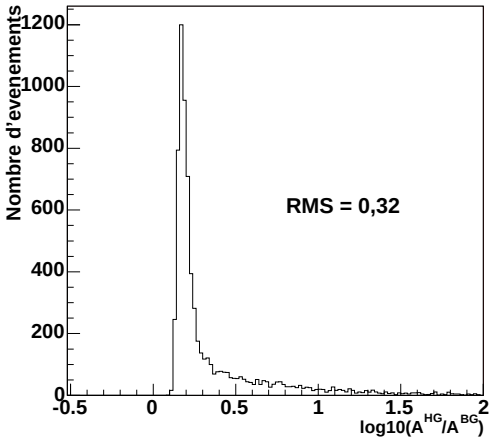
(a) Schéma de la distribution.



(b) ARS correctes dans les deux voies.



(c) ARS instable dans la voie de haut gain.



(d) ARS instable dans la voie de bas gain.

FIG. *9.2:* ***Rapport logarithmique haut gain sur bas gain pour la détection des ARSs instables dans les données.***

éteints et donc minimiser les pertes d'acceptance, les pixels doivent être rallumés le plus tôt possible. En début d'acquisition, les dates attendues d'entrée et de sortie des étoiles dans les pixels sont stockées dans le CPU des caméras. Lorsqu'une étoile est a priori sortie d'un pixel, le système d'acquisition envoie l'ordre de rallumer sa haute tension (HT). Deux cas se présentent alors :

- la HT n'était pas coupée : rien ne se passe,
- la HT était coupée : elle est rallumée. Si l'étoile est effectivement sortie du pixel, la HT reste allumée, sinon, le NSB va être trop élevé et la HT est coupée à nouveau jusqu'à la fin de l'acquisition en cours.

De même, lorsqu'une étoile filante traverse le champ de vue, la haute tension de quelques dizaines de pixels est coupée sur son passage et il faut la rallumer. Si le nombre de pixels éteints entre deux mesures de contrôle de HT est compris entre 20 et 64, ces pixels sont rallumés lors du contrôle suivant (environ $\sim 500\,\mu$s plus tard[1]). Lors de l'analyse, les pixels ne sont pas utilisés dans le laps de temps pendant lequel leur tension est coupée.

Les étoiles plus faibles, pour lesquelles les tensions des pixels ne sont pas coupées, peuvent cependant augmenter le taux de déclenchement des caméras sur du NSB. Pour éviter cet effet, les pixels pour lesquels le NSB (estimé en ligne avec le HVI) est supérieur à 0,8 GHz ne participent plus au déclenchement mais leurs données sont toujours enregistrées. Ils sont à nouveau inclus dans le déclenchement dès que le NSB est estimé à moins de 0,5 GHz. Ces pixels sont utilisés lors de l'analyse.

9.4 Autres problèmes

HT instable. Les hautes tensions des PMs sont contrôlées à une fréquence d'environ 2 Hz. Les pixels pour lesquels la tension dévie de plus de 10 V ($\sim 1\%$) de leur valeur nominale sont exclus de l'analyse. En effet, une telle déviation modifie sensiblement le gain du PM et l'amplitude du pixel ne peut donc pas être estimée correctement. Ce problème est contrôlé lors de l'étalonnage mais ne s'est jamais produit.

Erreurs de transmission. Au cours des acquisitions, il arrive pour certains événements que les pas d'ADC de certains tiroirs soient égaux à 0. Les pixels correspondant sont exclus de cet événement particulier seulement. Cet effet est dû à des inversions de bits lors de la transmission des données. En particulier, si l'adresse d'un tiroir est erronnée, elle va être soit inconnue par le système, soit identique à un autre tiroir. Dans ce cas, il n'est pas possible de connaître l'origine des données des tiroirs concernés et les données correspondantes sont perdues. Ce problème est étiqueté lors de l'acquisition des données.

9.5 Détection des pixels endommagés

Dans des conditions d'éclairement normal, la durée de vie des pixels est de l'ordre de 10 ans. Cependant, tous les ans, une dizaine de pixels par caméra sont détruits. Les bases de certains PMs peuvent en particulier être endommagées lorsque le PM est trop éclairé, par une étoile

[1] Afin de ne pas introduire de fréquence fixe dans l'acquisition, les données de contrôle sont lues après un nombre programmable d'événements Cherenkov acquis. La durée entre deux contrôles consécutifs dépend donc du taux de déclenchement.

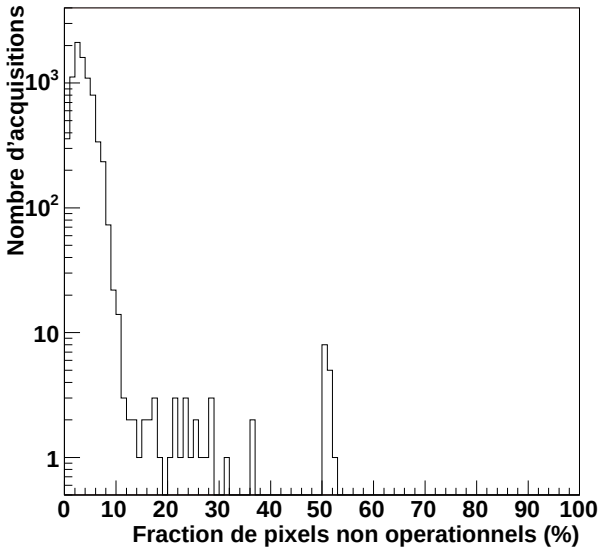


FIG. *9.3:* ***Distribution de la fraction de voies non opérationnelles dans les caméras dans les données à 4 télescopes de 2004.***

filante ou par des éclairs. Ces pixels sont détectés en déterminant la fréquence à laquelle chaque pixel a été non opérationnel sur plusieurs mois. Leur remplacement s'effectue annuellement.

9.6 Statistique des voies non-opérationnelles

La distribution de la fraction de voies non opérationnelles par caméra est donnée figure 9.3 et a pour moyenne 3,5%. La fraction de prises de données pour lesquelles plus de 5% (respectivement 10%) des voies ne sont pas utilisables est de l'ordre de 20% (respectivement 1%). La présence de voies non opérationnelles diminue l'acceptance des caméras et implique des erreurs systématiques, en particulier lors de la reconstruction des événements. Ces erreurs sont cependant très réduites du fait du bon fonctionnement de plus de 95% des pixels par acquisition.

Chapitre 10

L'estimation des incertitudes sur les paramètres d'étalonnage

Les incertitudes sur les paramètres d'étalonnage permettent d'estimer les incertitudes sur les amplitudes en photo-électrons. Deux chaînes d'étalonnage indépendantes ont été développées par la collaboration H.E.S.S., en Allemagne et en France, avec des principes identiques mais des mises en oeuvre différentes. La comparaison résultats de ces deux méthodes permet d'estimer les incertitudes sur ces paramètres.

10.1 La position des piédestaux

Nous allons comparer la position étalonnée des piédestaux avec les résultats d'une autre méthode de détermination des piédestaux d'une part et les valeurs d'étalonnage obtenues par la chaîne allemande d'autre part.

Une autre méthode de détermination des piédestaux. Nous avons montré que la position des piédestaux varie avec la température. Elle est donc calculée toutes les 2 minutes pour prendre en compte ces variations. Afin de vérifier que cette fréquence est suffisante, une méthode a été développée pour mesurer la précision de la mesure des positions des piédestaux.

Une image Cherenkov typique concerne en moyenne une vingtaine de pixels dans une caméra. Les 98% autres pixels ne mesurent que du NSB autour de la position du piédestal.

- Dans un premier temps, l'image est nettoyée avec une méthode à deux seuils de 5 et 7 photo-électrons : l'amplitude d'un pixel est conservée s'il a une amplitude de plus de 5 photo-électrons et un voisin de plus de 7 photo-électrons ou inversement. Dans le cas contraire, son amplitude est mise à 0. On considère que tous les pixels appartenant à un groupe de pixels avec une amplitude positive contiennent un signal Cherenkov.
- Pour chaque pixel n'appartenant pas à un tel groupe, l'amplitude mesurée dans l'image *avant nettoyage* est considérée comme du piédestal et est alors accumulée. L'écart de la moyenne de cette distribution par rapport à 0 photo-électron donne une estimation de la précision sur la position du piédestal.

Cette méthode a été appliquée à une acquisition sur source avec une grande variation de température (amplitude de l'ordre de 1°C). Cette moyenne est constante au cours du temps à une valeur autour de $0,05$ photo-électron. Le RMS dans une caméra est de l'ordre de $0,03$ photo-

électron. On conclut que les mesures de la position du piédestal dans les voies de haut gain ont une fréquence suffisante et on estime leur précision à $0,05$ photo-électron.

Estimation des incertitudes sur les positions des piédestaux par comparaison de deux étalonnage différents Les différences dans l'estimation des piédestaux entre les deux chaînes d'étalonnage sont principalement les fréquences auxquelles ils sont mesurés (par un facteur 4), et la technique de rejet des événements Cherenkov. La comparaison des résultats donne une deuxième estimation de la précision de la position des piédestaux. La table 10.1 donne les moyennes et RMS des différences des positions des piédestaux pixel à pixel pendant une acquisition de janvier 2004. Les différences sont données en photo-électrons. Les deux méthodes sont en accord à $0,1$ photo-électron près dans les voies de haut gain et à $0,5$ photo-électron près dans les voies de bas gain.

Télescope	CT 1	CT 2	CT 3	CT 4
HG : moyenne	-0.02	-0.03	-0.01	-0.01
RMS	0.08	0.03	0.06	0.13
BG : moyenne	-0.03	-0.15	-0.02	-0.06
RMS	0.38	0.17	0.49	0.36

TAB. *10.1:* ***Résumé des différences entre les deux chaînes d'étalonnage pour estimer les incertitudes sur la position du piédestal.*** *Les moyennes et les RMSs de la distribution des différences sur toutes les voies d'une caméra sont données en unité de photo-électrons.*

A partir de ces estimations, on déduit que les positions des piédestaux sont connues à $0,1$ photo-électron près dans les voies de haut gain et à $0,5$ photo-électron près dans les voies de bas gain.

10.2 La comparaison des paramètres moyennés entre les deux chaînes d'étalonnage

Les principales différences entre les deux chaînes d'étalonnage sont :

- pour les gains, l'ajustement ou non du coefficient de normalisation N_s dans la fonction 8.2,
- et pour les rapports haut sur bas gain et les coefficients de flat-field, une sélection des événements légèrement différentes.

La table 10.2 donne les moyennes et RMSs des différences pixel à pixel des paramètres d'étalonnage pour la période de janvier 2004. Les résultats montrent un bon accord entre les deux chaînes.

Le paramètre d'étalonnage le plus important est le facteur de conversion $\frac{FF}{\gamma_e^{ADC,HG}}$. Le RMS de la distribution des différences de ce facteur entre les deux chaînes est inférieur à 4%. L'accord sur le rapport entre le haut et le bas gain est du même ordre de grandeur.

Telescope	CT 1	CT 2	CT 3	CT 4
γ_e^{ADC} : mean	1.1%	-2.0%	-0.5%	-1.8%
RMS	2.7%	3.0%	2.5%	2.8%
Flat-field : mean	0.3%	0.4%	-0.2%	0.0%
RMS	3.0%	4.0%	5.4%	2.9%
γ_e^{ADC}/FF : mean	0.8%	-2.4%	-0.8%	-1.9%
RMS	2.4%	1.1%	3.2%	1.1%
HG/LG : mean	0.1%	-1.9%	-1.5%	-2.2%
RMS	2.0%	0.8%	2.6%	1.2%

TAB. *10.2:* ***Résumé des différences entre les deux chaînes d'étalonnage, pour les coefficients d'étalonnage de tous les pixels.*** *Les moyennes et RMS de la distribution des différences sont données en pourcentage.*

10.3 Vérification des corrections d'inhomogénéités

Calcul des corrections des inhomogénéités de collection de lumière après étalonnage complet. Pour vérifier les corrections des inhomogénéités de collection de lumière sur la caméra, ces coefficients sont recalculés après application de l'étalonnage complet dans le calcul des amplitudes. Si les corrections d'inhomogénéités sont correctes, les nouveaux coefficients doivent être proches de 1 et donnent une estimation de la précision des coefficients.

Les coefficients de flat-field ainsi recalculés pour chaque caméra suivent des distributions gaussiennes et leurs RMS sont $(0,006\,;0,006\,;0,01\,;0,008)$ pour CT1,2,3 et 4 respectivement. La précision de la méthode d'étalonnage des coefficients de flat-field est donc meilleure que 1%.

Etalonnage des coefficients de flat-field avec les anneaux de muons. Une estimation complètement indépendante des coefficients de flat-field est réalisée avec les images d'anneaux de muons [116] (section 12). Comme l'émission Cherenkov des muons est très bien connue, il est possible de prédire la distribution des amplitudes et la forme des anneaux de muons observés. Pour chaque anneau de muon, les paramètres décrivant sa géométrie (paramètre d'impact, angle d'arrivée,..) sont ajustés sur l'image. Le rapport des amplitudes mesurées et théoriques donne une estimation de l'efficacité de chaque pixel dans l'anneau. Cette méthode donne des coefficients de flat-field en accord avec le calcul standard à 5% près.

10.4 Voies non opérationnelles

La comparaison des voies non opérationnelles a aussi été faite entre les deux chaînes d'étalonnage pour lesquelles les méthodes de sélection sont très différentes. Le critère important est la comparaison des voies exclues lors de l'analyse : les voies d'acquisition exclues sont identiques.

10.5 Estimation des incertitudes sur l'amplitude du signal

Il est maintenant possible d'estimer les incertitudes sur l'amplitude du signal en utilisant les incertitudes sur les paramètres d'étalonnage : 5% sur les rapports $FF/\gamma_e^{ADC,HG}$ et HG/BG,

$0,1$ et $0,5$ photo-électron sur les positions des piédestaux en haut et bas gains respectivement. Les erreurs sur l'amplitude sont alors de l'ordre de 5% pour plus de 5 photo-électrons dans les voies de haut gain et de l'ordre de 5% pour plus de 200 photo-électrons dans les voies de bas gain. Dans le cas où la voie de grand gain est non opérationnelle, la voie de bas gain est utilisée à partir de 15 photo-électrons : l'erreur est alors inférieure à 8%.
En conclusion, l'erreur sur l'amplitude totale de l'image, utilisée pour estimer l'énergie du γ primaire dans l'analyse standard, est de 5%.

Chapitre 11

Estimation du bruit de fond de ciel dans les pixels

Le bruit de fond du ciel (NSB pour Night Sky Background) au cours des prises de données doit être estimé pour chaque pixel afin d'identifier la présence d'étoiles dans leur champ de vue. Ces pixels doivent être écartés de certaines analyses sensibles aux fluctuations d'amplitudes induites par le NSB. De plus, la connaissance des positions réelles des étoiles dans la caméra permet, en les comparant à leurs positions attendues, de vérifier la direction de pointé des télescopes.

Plusieurs méthodes sont disponibles pour estimer le NSB. L'une est basée sur la largeur des piédestaux, les deux autres méthodes utilisent des courants mesurés au niveau des PMs. Ces trois mesures sont décrites puis comparées entre elles.

La valeur moyenne du NSB sur le site en Namibie est de l'ordre de 100 MHz, ce qui correspond à 1,6 photo-électrons par fenêtre de lecture de 16 ns.

11.1 Estimation avec le piédestal

Nous avons vu dans la section 8.3 que la largeur du piédestal augmente avec le NSB. Les piédestaux étant estimés toutes les deux minutes, il est possible de suivre l'évolution du NSB dans le pixel.

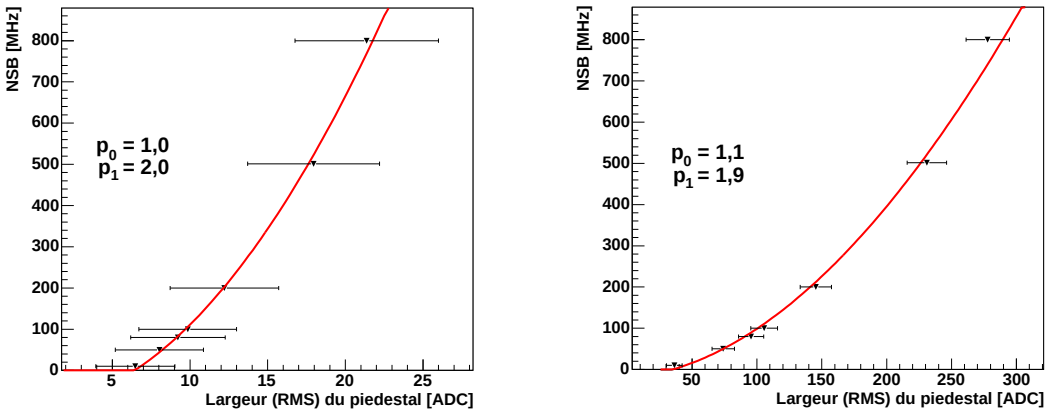
La largeur totale du piédestal $\mathrm{RMS_t}$ en photo-électrons résulte de trois composantes :

- le bruit électronique, de largeur $\mathrm{RMS_0}$,
- la dispersion σ_{γ_e} en charge liée à la résolution du PM (en moyenne, on mesure $\sim$1 photo-électron du NSB dans la fenêtre de lecture),
- l'élargissement dû à la présence de NSB.

Ces trois composantes étant indépendantes, on peut estimer que la largeur due au NSB est donnée par :

$$\sqrt{\mathrm{RMS_t^2} - \mathrm{RMS_0^2} - \sigma_{\gamma_e}^2}.$$

La corrélation entre le taux de NSB et la largeur du piédestal a été ajustée sur des simulations avec des taux compris entre 10 et 800 MHz. Au moment de la simulation du détecteur, des photons de NSB sont ajoutés aux photons Cherenkov en provenance des gerbes simulées. Il est donc possible de calculer les piédestaux sur les simulations de la même façon que dans les données réelles (section 8.3.2).



(a) Voies de faible amplification. (b) Voies de grandes amplification.

FIG. *11.1:* ***Evolution du NSB avec la largeur du piédestal*** *obtenue à partir de simulations, pour les voies de grande et faible amplification.*

L'évolution du piédestal dans les voies de grande et petite amplifications est donnée figure 11.1 avec les valeurs des paramètres p_0 et p_1 de l'ajustement par la fonction :

$$R_{NSB} = p_0.\left(\sqrt{\mathrm{RMS}_t^2 - \mathrm{RMS}_0^2 - \sigma_{\gamma_e}^2}\right)^{p_1}/(N_L \times \tau) \quad \mathrm{MHz}$$

où $N_L \times \tau = 16 \times 10^{-9}$ s est la largeur de la fenêtre de lecture. On obtient pour les deux voies de différentes amplifications les valeurs $p_0 = 1$ et $p_1 = 2$. Ces valeurs sont utilisées pour estimer le NSB dans les données à partir des largeurs des piédestaux.

11.2 Les courants des photo-multiplicateurs

Deux mesures différentes du courant débité par chaque PMs sont effectuées toutes les secondes pendant les acquisitions. Les études réalisées en banc test ont permis de les utiliser pour estimer le NSB dans les pixels. Les différentes composantes de ce courant sont d'abord décrites. Ensuite, pour chaque mesure, les caractéristiques et la façon dont on peut estimer le NSB sont détaillées.

11.2.1 Le courant noir

Même dans le noir, lorsque la haute tension est appliquée à un PM, il existe un courant dans le circuit anodique. Ce courant est la somme de deux contributions, l'une continue et l'autre pulsée, dont les causes principales sont [153] :

- le courant de fuite
- l'émission thermique
- l'émission par effet de champ
- les radiations ambiantes

La figure 11.2 montre dans quels domaines de haute tension ces composantes sont dominantes. Les radiations ambiantes sont généralement négligeables.

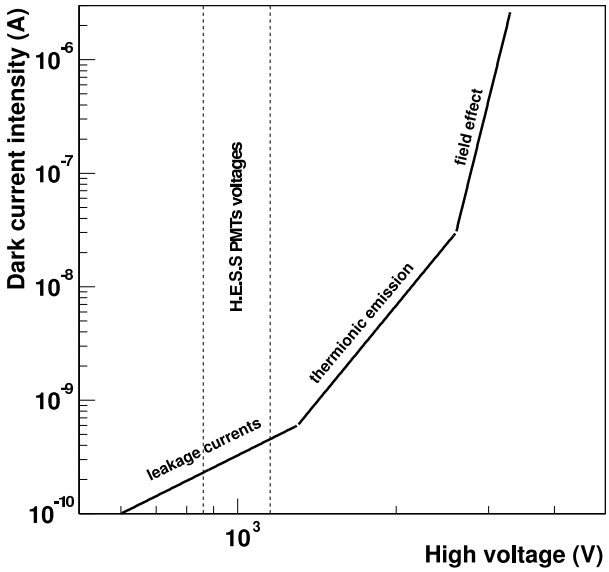


FIG. *11.2:* ***Evolution du courant noir d'un PM en fonction de la haute tension*** *et composantes dominantes [153].*

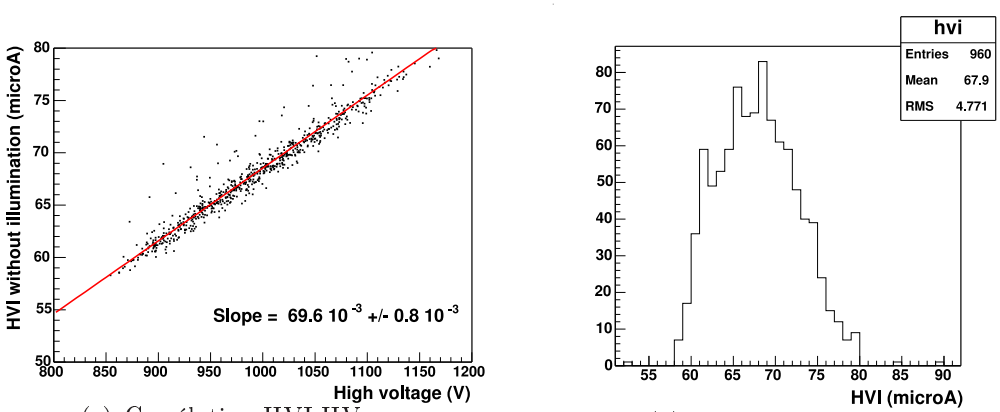
Courant de fuite. C'est la composante continue du courant noir. Elle est due à la conductivité des composants du PM (le circuit est : support des dynodes+enveloppe+base). Les courants de fuite évoluent linéairement avec la tension appliquée. Ils ne sont pas fortement corrélés à la température.

Emission thermique. A faible tension, c'est la cause principale de la composante pulsée du courant noir. Des électrons sont émis par la cathode ou par les dynodes. Ils sont ensuite accélérés vers les autres dynodes et créent ainsi une cascade d'électrons dans le PM. Un signal est donc mesuré à l'anode. Les impulsions dues à l'émission thermique de la photo-cathode sont principalement de type photo-électron unique et celles générées par les dynodes sont moins amplifiées. Cette émission croît rapidement avec la température.

Emission par effet de champ. Des électrons sont émis par effet de champ au niveau des inévitables aspérités des dynodes. Cet effet s'ajoute à la composante pulsée. La fréquence de ces impulsions est peu corrélée à la température mais dépend de la haute tension. C'est la composante pulsée dominante lorsque les hautes tensions sont élevées, supérieures à 3×10^3 V.

Radiations environnantes. Les radiations de l'environnement sont une autre cause d'impulsions dans le noir. Des particules chargées de haute énergie (émises par les rayons cosmiques ou par radioactivité) peuvent générer un rayonnement Cherenkov dans la fenêtre du PM, ce qui provoque une photo-émission. Ceci peut générer plusieurs photo-électrons en même temps, donc les impulsions correspondantes peuvent être d'amplitude importante.

Les PMs de H.E.S.S. Les PMs de H.E.S.S. sont alimentés avec une haute tension de l'ordre de 1 000 V. Un pont diviseur de tension alimente les 8 dynodes. Cette haute tension est peu



(a) Corrélation HVI-HV. (b) HVI dans le noir.

FIG. *11.3:* ***Evolution du courant HVI dans le noir en fonction de la valeur de haute tension HT**, et distribution du HVI dans le noir dans une caméra.*

élevée pour avoir un gain de l'ordre de 2×10^5 permettant de détecter le photo-électron unique d'une part et d'avoir une gamme dynamique jusqu'à 1 800 photo-électrons d'autre part. La cause dominante du courant noir est donc le courant de fuite, continu et indépendant de la température.
Deux mesures du courant sont faites au niveau du PM. Le courant HVI (pour High Voltage Intensity) est le courant dans le circuit de l'alimentation. Le courant DCI (pour Dark Current Intensity) est le courant mesuré à l'anode du PM. Ces deux mesures et leur évolutions avec la température et le NSB sont maintenant détaillées.

11.2.2 HVI : le courant de pont

Le courant noir est mesuré dans le circuit de l'alimentation en haute tension. Cette mesure est appelée le HVI.

HVI dans le noir Dans le noir, le HVI est dû principalement au courant de fuite du PM. On a vu précédement que ce courant n'est pas corrélé à la température mais dépend de la haute tension. La figure 11.3 montre cette corrélation entre le HVI avec la haute tension : les 960 PMs d'une caméra n'ayant pas la même tension pour un gain de $\sim 1,7.10^5$, leurs courants HVI sont différents. La figure 11.3 donne la distribution du HVI dans le noir pour la caméra de CT3.

HVI avec le NSB Lorsque le PM est éclairé, les photo-électrons initiés par les photons du NSB sont accélérés vers les dynodes dans le tube. A chaque dynode, les électrons incidents génèrent une émission secondaire d'électrons. Cependant, les dynodes restent électriquement neutres : un courant provenant du circuit d'alimentation en haute tension compense ces pertes. Il augmente avec l'éclairement car le nombre de photo-électrons en entrée du PM augmente. Lorsque le HVI est mesuré, il est formé de la somme de ce courant et du courant dans le noir HVI(0) :

$$\mathrm{HVI}(\mathrm{R_{NSB}}) \;=\; \mathrm{HVI_0} + \mathrm{e} \times \mathrm{G_{PM}} \times \mathrm{R_{NSB}} \tag{11.1}$$

où G_{PM} est le gain du PM et R_{NSB} le taux de NSB.

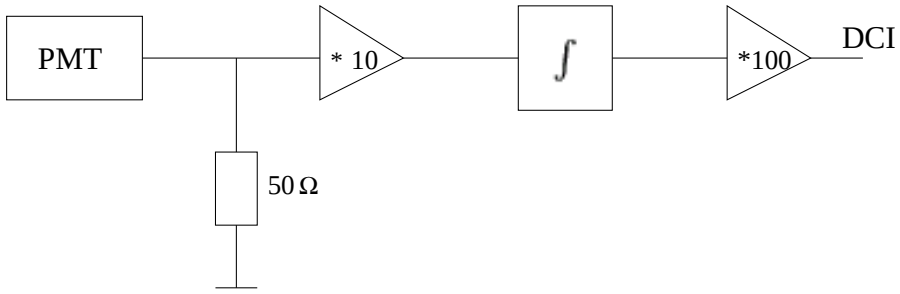


FIG. *11.4:* ***Mesure du courant d'anode DCI.***

L'évolution du HVI avec le NSB a été étalonné sur banc test ([184]) et est donnée par[1] :

$$R_{NSB} = (3,235 \pm 0,006) \times 10^7 \times (\mathrm{HVI} - \mathrm{HVI}_0) + (1,09 \pm 0,08) \times 10^6 \ Hz \qquad (11.2)$$

où $HVI - HVI_0$ est le décalage du HVI en μA.

Le HVI peut donc être utilisé pour estimer le NSB dans les pixels pendant l'analyse des données : le décalage entre le HVI mesuré dans le noir et le HVI mesuré avec le NSB varie linéairement avec la valeur du NSB.

Variations du HVI avec la température Les valeurs du HVI dans le noir sont étalonnées au cours d'acquisitions prises avec le capot des caméras fermés. Leur évolution avec la température a été étudiée. et a montré que les courants de HVI peuvent être considérés comme indépendants de la température. En effet, les pentes d'un ajustement linéaire sont distribuées entre $-0,02$ et $0,03\,\mu\mathrm{A}/^\circ\mathrm{C}$ alors que le décalage du HVI dû aux valeurs usuelles du NSB (100 MHz) sur le site est de l'ordre de $3,2\,\mu$A. Cet aspect fait du HVI un très bon estimateur du NSB.

11.2.3 DCI : le courant d'anode

Le DCI est mesuré aux bornes d'une résistance à l'anode du PM. Les mesures sont donc données en Volts. Le synopsis de la chaîne de mesure est donné sur la figure 11.4. La durée de l'intégration du signal est de l'ordre de $5\,\mu$s. Le gain total G de la chaîne électronique est de l'ordre de 1 000.

DCI dans le noir Dans le noir, la composante dominante du DCI est le courant de fuite qui est peu corrélé à la température. Cependant, les lignes de base des amplificateurs varient légèrement avec la température, et sont ensuite amplifiées d'un facteur 10 et 100 respectivement. Par conséquent, la mesure du DCI dans le noir est fortement corrélée à la température. De plus, les valeurs des lignes de base sont différentes d'une voie à l'autre : la distribution des valeurs du DCI est donc large comme indiqué figure 11.5.

DCI avec le NSB Lorsque le PM est éclairé, les impulsions engendrées par les photo-électrons s'ajoutent au courant noir à l'anode du PM.

[1] d'après l'équation 11.1, le premier facteur est $(e \times G_{PM})^{-1} \sim (1,6^{-19} \times 2 \times 10^5)^{-1} \sim 3.1 \times 10^7\,\mu\mathrm{A}^{-1}.\mathrm{s}^{-1}$, compatible avec les mesures en banc test.

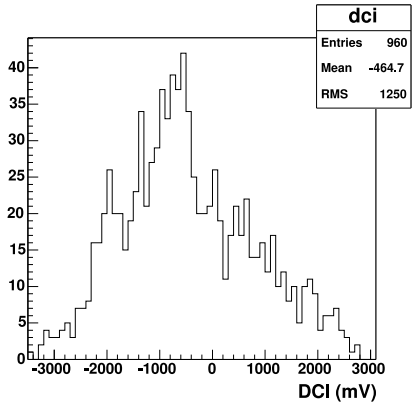


FIG. *11.5:* ***Distribution du courant d'anode DCI dans le noir*** *dans une caméra à la température moyenne de* 14°.

Fréquence du NSB (Hz)	Décalage du DCI (mV)
$\sim 1 \times 10^7$	$17,7 \pm 0,1$
$\sim 5 \times 10^7$	$88,3 \pm 0,1$
$\sim 1 \times 10^8$	177 ± 1

TAB. *11.1:* ***Décalage du courant d'anode DCI en fonction de l'intensité lumineuse du bruit de fond mesuré sur banc test [184].***

Pour un PM de gain nominal de l'ordre de 2×10^5, un photo-électron génère à l'anode une impulsion de charge $Q_e = 2 \times 10^5 \times 1,6 \times 10^{-19} = 32$ fC. La largeur de l'impulsion à mi-hauteur est de l'ordre de 3 ns, négligeable devant la durée d'intégration du circuit. Ce courant est converti en tension V_{DCI} aux bornes d'une résistance R de $50\,\Omega$.
Si on considère un taux de NSB R_{NSB}, il y a $N = R_{NSB} \times \Delta t$ impulsions dans la fenêtre d'intégration de $\Delta t = 5\,\mu$s. La charge totale est donc $N \times Q_e$. Cette charge est répartie sur la durée d'intégration et mesurée aux bornes de la résistance R. La tension mesurée après l'amplification G_{PM} est donc :

$$V_{DCI} = G_{PM} \times R \times \frac{N \times Q_e}{\Delta t} = G_{PM} \times R \times R_{NSB} \times Q_e$$

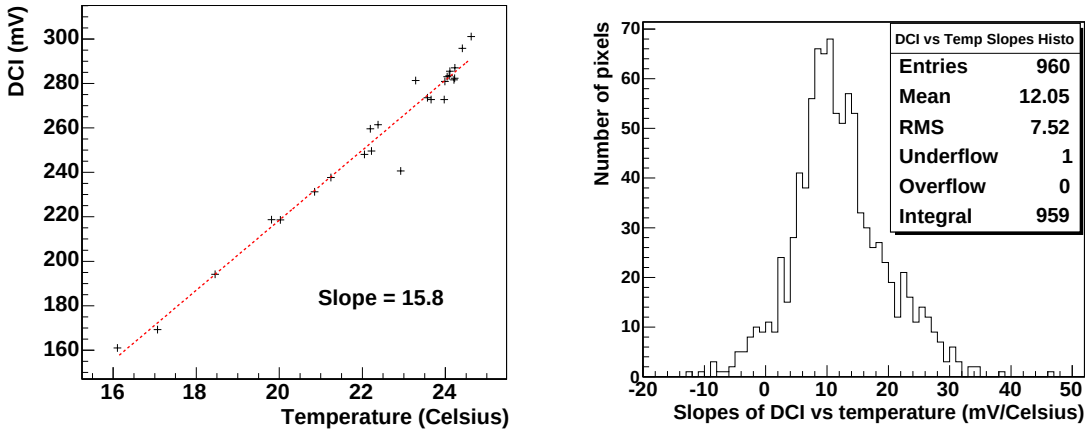
La tension V_{DCI} est ajoutée à la valeur du DCI dans le noir. Pour des taux de NSB de 10 et 100 MHz, les valeurs obtenues sont 16 et 160 mV. Ces valeurs sont très proches des décalages du DCI mesurés sur banc de test donnés table 11.1. La corrélation, déterminée expérimentalement est :

$$R_{NSB} = (5,52 \pm 0.01) \times 10^7 \times (DCI - DCI_0) + (9,7 \pm 0.9) \times 10^5 \; Hz$$

où $(DCI - DCI_0)$ est le décalage du DCI en mV.

La mesure du décalage DCI est donc un estimateur du NSB reçu par le pixel. Cependant, il est nécessaire d'étalonner auparavant les variations du DCI dans le noir avec la température.

Corrélations du DCI avec la température Les courants DCI dans le noir sont corrélés à la température comme montré pour un pixel figure 11.6(a). La distribution des pentes d'un



(a) Corrélation pour un pixel.

(b) Pentes des corrélations linéaires.

FIG. *11.6:* ***Corrélations du DCI avec la température.*** *(a) Evolution linéaire du courant d'anode DCI avec la température pour un pixel. (b) Distribution des pentes des corrélations linéaires pour une caméra.*

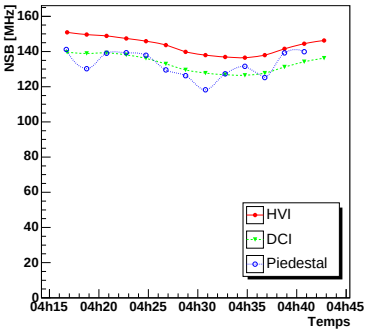
ajustement linéaire est donnée figure 11.6(b). Elles sont comprises entre -10 et 30 mV/°C.

11.3 Comparaison des estimateurs du NSB

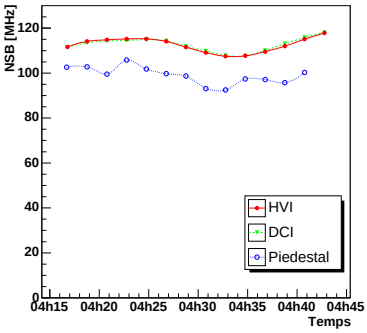
Dans chaque pixel, l'évolution du NSB estimé par les trois méthodes décrites précédemment a la même forme au cours du temps. La figure 11.7 montre la variation du NSB estimé par le HVI le DCI et la largeur du piédestal dans des données réelles ainsi que leurs corrélations sur l'ensemble des pixels d'une caméra.

L'écart entre les deux estimations utilisant les courants est de l'ordre de 10%. La distribution des écarts relatifs obtenue sur tous les pixels est symétrique autour de 0, l'écart maximum étant de 30% pour quelques pixels. La corrélation entre les deux estimateurs, montrée figure 11.7(d), est linéraire au-dessus de 100 MHz avec une pente compatible avec 1. L'estimation à partir des piédestaux est moins précise : la corrélation avec les autres estimateurs est plus large, et les fluctuations du NSB au cours du temps sont plus importantes.

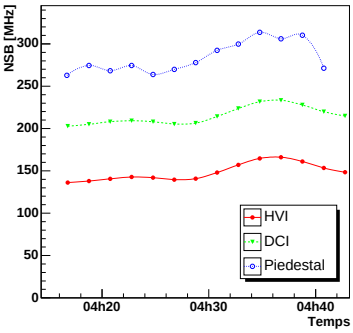
Les erreurs systématiques sur le NSB mesuré sont inférieures lorsqu'on utilise le HVI car ce courant ne dépend pas de la température. Nous utilisons donc le HVI pour estimer le NSB lors des analyses, avec une erreur de l'ordre de 20%.



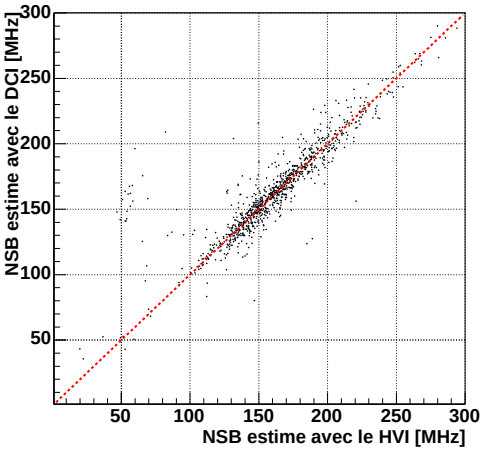
(a) Ecart inférieur à 5%.



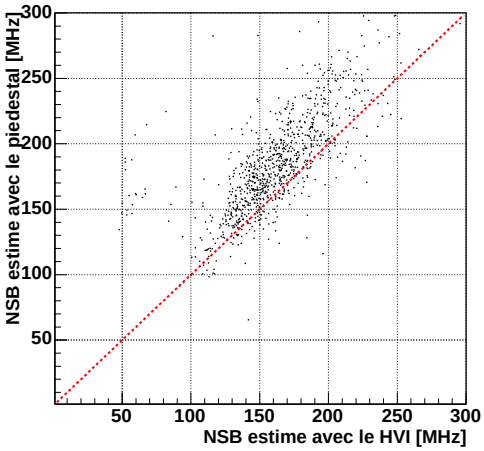
(b) Ecart inférieur à 15%.



(c) Ecart de l'ordre de 50%.



(d) Corrélations DCI vs HVI.



(e) Corrélations piédestal vs HVI.

FIG. *11.7:* ***Evolution du taux de NSB estimé avec le HVI, le DCI et la largeur du piédestal pour trois pixels, et corrélations des estimateurs.*** *La droite de pente 1 et d'ordonnée à l'origine nulle est dessinée pointillés.*

Chapitre 12

Etalonnage à partir des images d'anneaux de muons

Après l'étalonnage décrit précédemment, il est possible d'utiliser les images produites par les muons isolés pour étalonner l'efficacité de collection de lumière, incluant la réflectivité des miroirs et l'absorption du rayonnement Cherenkov sur les 500 derniers mètres d'atmosphère. Cette méthode a été développée initialement pour l'expérience CAT [98].

Les muons qui atteignent le sol à proximité d'un télescope forment un arc ou un anneau dans la caméra. Il est possible de sélectionner ces images puis de reconstruire géométriquement le rayon et la trajectoire du muon. Ces images sont alors comparées à un modèle qui prévoit l'intensité de lumière Cherenkov attendue dans chaque pixel. La comparaison des intensités attendues et mesurées donne une mesure de l'efficacité de collection de lumière du détecteur. Une erreur systématique importante de cette analyse est liée aux effets atmosphériques car la transparence des basses couches de l'atmosphère est variable. Il est aussi possible d'estimer les corrections relatives d'inhomogénéité de collection de lumière des caméras car le grand nombre d'images de muons observées éclairent entièrement les caméras. Les erreurs systématiques sont indépendantes des erreurs obtenues lors de l'étalonnage utilisant une LED (section 8.5).

Le modèle et les résultats de cette analyse sont décrits en détail dans [117].

Nous avons vu qu'un des principaux avantages de la stéréoscopie est la suppression du bruit de fond muonique. Depuis l'installation du système de déclenchement central en juillet 2003, des acquisitions dédiées à l'étalonnage avec les muons sont effectuées toutes les deux nuits en mode mono-télescope. Les seuils de déclenchement des caméras lors de ces prises de données d'une quinzaine de minutes (5,5 pixels au dessus de 6 photo-électrons) sont élevés car les images courtes et de faible amplitude ne sont pas utilisables dans cette analyse. Le taux de déclenchement dû aux muons est alors de l'ordre de 1 Hz.

12.1 Les images de muons

12.1.1 Exploitation des images

Les muons génèrent deux types d'images dans les caméras en fonctionnement mono-télescope. La lumière émise par les muons qui traversent le miroir est récoltée pour toutes les directions azimuthales : l'image est alors un anneau complet, de rayon égal à l'angle Cherenkov. Lorsque le muon tombe à côté du miroir, seule une fraction de la lumière à l'intersection du cône d'émission et du miroir est récoltée : l'image est alors un arc de cercle. Deux exemples sont

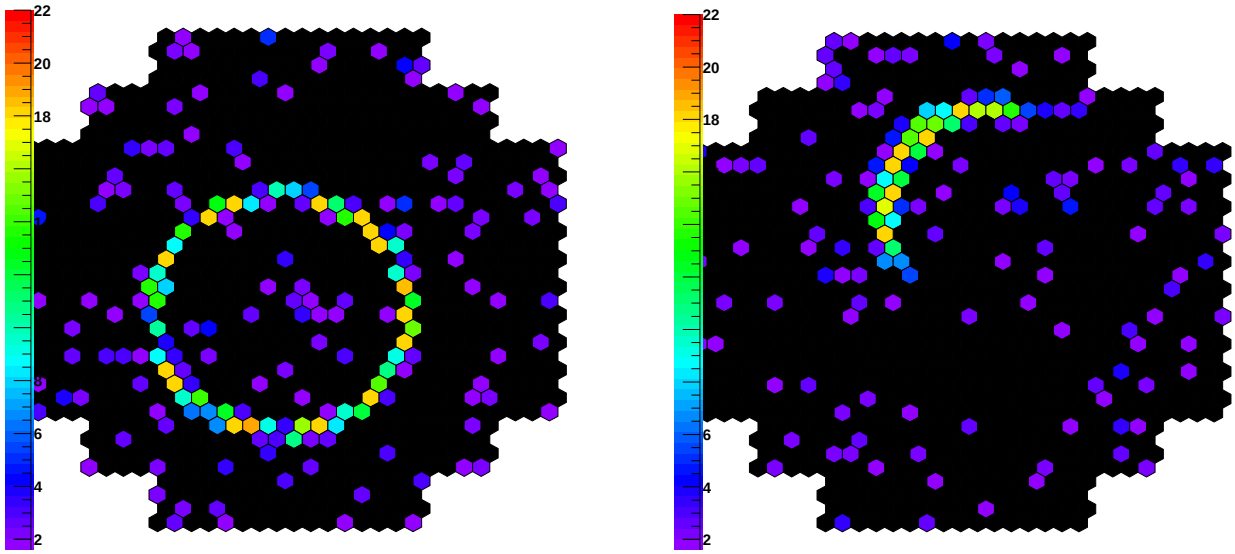


FIG. *12.1:* ***Exemples d'images annulaires de muons observées dans les données de H.E.S.S..***

montrés figure 12.1. L'angle Cherenkov dépend de l'énergie du muon et de l'indice de réfraction de l'air à l'altitude d'émission des photons Cherenkov. La distance angulaire du centre de l'anneau au centre de la caméra correspond à l'angle entre la trajectoire du muon et l'axe optique du télescope. La variation d'intensité dans l'anneau en fonction de l'angle azimuthal est liée au paramètre d'impact du muon par rapport au centre du télescope.

12.1.2 Modèle analytique des images de muons.

Une fois ces grandeurs déterminées, un modèle analytique permet d'estimer la quantité de lumière attendue dans l'anneau. Ce modèle comporte deux paramètres libres, l'efficacité globale de collection de lumière et l'épaisseur de l'anneau supposé gaussien.

La lumière Cherenkov est émise sur un cône d'ouverture θ le long de la trajectoire d'une particule chargée de vitesse définie par β dans un milieu d'indice de réfraction n(λ). Le schéma de la figure 12.2 montre les notations utilisées. L'angle Cherenkov varie en fonction de la longueur d'onde selon la relation :

$$\cos(\theta) \;=\; \frac{1}{\beta \times n(\lambda)}$$

Le nombre de photons Cherenkov émis par un muon par unité de longueur et d'angle azimuthal entre les longeurs d'onde λ_1 et λ_2 est donné par :

$$\frac{d^2N}{dld\Phi} \;=\; \alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\psi(\lambda)}{\lambda^2}\Big(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2}\Big) d\lambda \text{ photons.m}^{-1}\text{.rad}^{-1}$$

où $\psi(\lambda)$ est l'efficacité de collection de lumière du détecteur en fonction de la longueur d'onde des photons et α la constante de structure fine. Cette efficacité est composée de l'absorption de l'atmosphère locale, de la réflectivité des miroirs et des cônes de Winston et des efficacités des PMs.

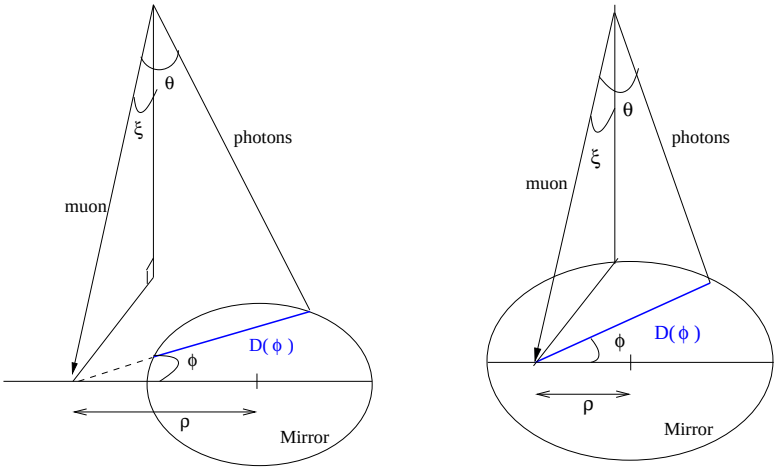


FIG. *12.2:* ***Géométrie de l'émission Cherenkov d'un muon passant près ou à travers du miroir.*** *ξ est l'inclinaison du muon avec l'axe optique du télescope. ρ est le paramètre d'impact du muon par rapport au centre du miroir. θ est l'angle Cherenkov.*

L'indice de réfraction est lié au choix d'un profil d'atmosphère. Un profil exponentiel est utilisé pour les 500 derniers mètres d'atmosphère au dessus des télescopes.

La longueur de la trajectoire du muon sur laquelle les photons émis arrivent sur le miroir, L, dépend de l'angle Cherenkov θ, de l'angle azimuthal Φ considéré et du paramètre d'impact D du muon :

$$L = \frac{D(\Phi)}{\tan(\theta)}$$

Le facteur $D(\Phi)$ est la longueur de la corde définie par l'intersection du miroir considéré plan et le plan défini par la trajectoire du muon et celle des photons Cherenkov incidents avec l'angle Φ. Son expression dépend de la valeur du paramètre d'impact ρ du muon par rapport au rayon R du miroir du télescope :

$$D(\Phi) = 2R\sqrt{1-(\rho/R)^2\sin^2(\Phi)} \quad \text{si } \rho/\mathrm{R} \geq 1$$

$$D(\Phi) = R\left[\sqrt{1-(\rho/R)^2\sin^2(\Phi)} + (\rho/R)\cos(\theta)\right] \quad \text{si } \rho/\mathrm{R} \leq 1$$

A partir de l'efficacité globale de collection de lumière $I = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \psi(\lambda)/\lambda^2\, d\lambda$, on obtient alors le nombre de photons arrivant sur la caméra par unité d'angle azimuthal :

$$\frac{dN}{d\Phi} = \frac{\alpha I}{2}\sin(2\theta)D(\Phi) \quad \text{photons.rad}^{-1}$$

Dans ce modèle, l'anneau est considéré comme filiforme. Du fait des aberrations des miroirs, et de la diffusion multiple des muons de moins de 20 GeV, l'anneau a une certaine largeur qui est supposée gaussienne dans le modèle.

Le modèle permet ainsi de prédire l'intensité dans chacun des pixels, à partir des valeurs de différents paramètres :

- l'angle Cherenkov θ (rayon de l'anneau),
- le paramètre d'impact ρ du muon,

- l'angle d'incidence du muon par rapport à l'axe optique (position du centre de l'anneau),
- la largeur σ de l'anneau supposée gaussienne,
- l'angle azimuthal du maximum d'intensité de l'anneau,
- le facteur de conversion entre le nombre de photons tombant dans le miroir et le nombre de photo-électrons dans la caméra. Le réflecteur est modélisé par un miroir idéal circulaire de 6,5 mètres de rayon.

Après la reconstruction des intensités des pixels et le nettoyage de l'image, une méthode de reconnaissance d'arcs permet de sélectionner les candidats muons et de déterminer le centre et le rayon de l'anneau. Le modèle analytique est alors ajusté sur l'image par une méthode de χ^2, en supposant une largeur gaussienne et en prenant en compte les fluctuations dues au bruit de fond du ciel dans les pixels.

La méthode a été appliquée aux simulations et aux données. Les distributions des rayons des anneaux, des paramètres d'impact et des directions des muons reconstruits sont similaires. Comme l'intensité et le rayon de l'anneau sont proportionnels à l'énergie du muon, ces deux paramètres sont linéairement corrélés. On vérifie que la largeur des anneaux est effectivement compris, indiquant que les simulations du détecteur ne déforme pas les images.

12.2 Efficacité de collection de lumière

L'efficacité de collection de lumière est définie comme le rapport entre le nombre de photo-électrons participant à l'image (réelle ou simulée) du muon et le nombre de photons prédits par le modèle arrivant sur les cônes de Winston pour participer à la formation de l'image.

L'étude de ce paramètre sur les simulations permet d'ajuster les efficacités de collection utilisées dans la simulation : transmission de l'atmosphère, réflectivité des miroirs et des cônes de Winston, efficacités des photocathodes.

L'évolution de l'efficacité de collection de lumière des 4 télescopes en 2004 est montrée figure 12.3. L'évolution de leur réponse indique une baisse de l'efficacité de collection de lumière de l'ordre de 10% pendant une année fonctionnement. Plusieurs explications sont avancées pour expliquer cette diminution : un vieillissement des PMs qui récoltent moins de lumière, diminuant l'efficacité au niveau du déclenchement[1] ; des dépôts de poussière conduisant à une perte de réflectivité des miroirs et des cônes de Winston, ainsi q'à une perte de lumière à l'avant de la photocathode des PM. Concernant les miroirs, leurs réflectivités ont été mesurées en juillet 2004 et sont de l'ordre de 70%. Compte tenu de leur différence d'âge, ce résultat indiquerait que la réflectivité est stabilisée et n'évolue plus. Des mesures systématiques de réflectivité seront mises en place pour contrôler plus régulièrement les miroirs.

En plus de la diminution globale de l'efficacité, il existe des variations corrélées entre les quatre télescopes. Il semble qu'elles soient dues à des effets atmosphériques mais sont encore sous investigation. En particulier, l'efficacité de collection est significativement plus faible à partir d'août 2004 (observation numéro $\sim 22\,000$). A cette période, des aérosols (fumée, poussières) provenant d'un incendie au Bostwana étaient présents dans l'atmosphère sur le site de H.E.S.S. et pourraient expliquer cet effet si l'efficacité s'améliore par la suite.

[1] Lors de la mesure de l'amplitude en photo-électrons, ce veillissement est corrigé avec le gain étalonné pour chaque PM.

12.3 Facteur d'inhomogénéité de la réponse de la caméra

Il est possible d'utiliser, pour chaque pixel, les résidus de l'ajustement de l'intensité mesurée sur le modèle d'image pour estimer son efficacité de collection de lumière. Les corrections d'inhomogénéité de collection de lumière dans la caméra sont alors calculées. Elles sont comparées, figure 12.4, aux corrections obtenue par l'étalonnage classique (section 8.5) utilisant une LED. Un ajustement linéaire de cette corrélation donne une pente de 0,999 et une ordonnée à l'origine de 0,039. Les erreurs systématiques des deux méthodes sont indépendantes et l'accord entre leurs résultats valide toute la chaîne d'étalonnage décrite précédemment.

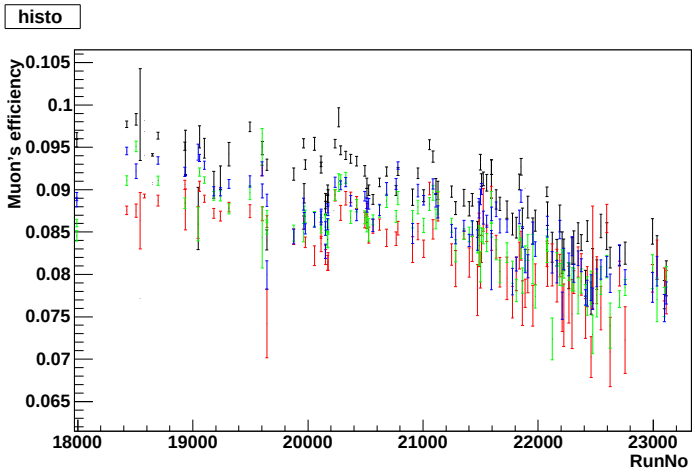


FIG. *12.3:* ***Evolution de l'efficacité de collection de lumière mesurée avec les images de muons au cours du temps (numero d'observation) pour les 4 télescopes de janvier à octobre 2004.*** *CT1 : noir, CT2 : rouge, CT3 : vert, CT4 : bleu.*

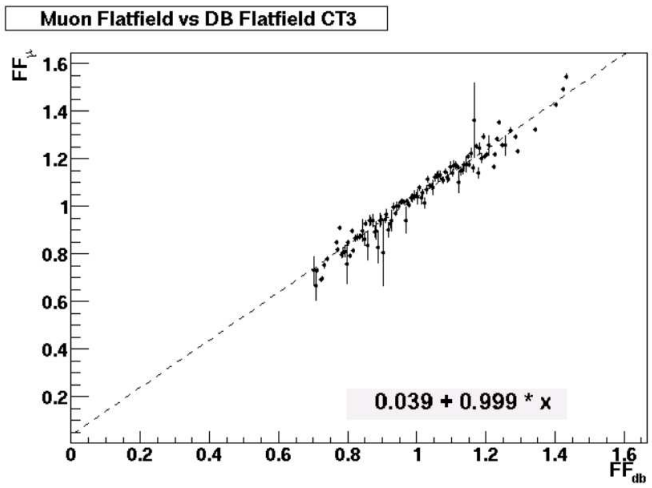


FIG. *12.4:* ***Corrélation des facteurs de correction d'inhomogénéité obtenus par les muons avec ceux obtenus lors de l'étalonnage classique utilisant une LED pour éclairer les caméras.*** *Le résultat de l'ajustement linéaire est indiqué par une ligne continue. Les pixels situés en bord de caméra sont moins souvent éclairés par les images de muons et les incertitudes sur les coefficients de flat-field sont alors importantes.*

Conclusion

L'étalonnage de l'instrument est la première étape en préparation de l'analyse des données. Les facteurs de conversion des signaux des pixels en photo-électrons, les piédestaux, les efficacités relatives de collection de lumière des pixels et les estimations du bruit de fond du ciel NSB sont stockés dans une base de données. Ces paramètres sont utilisés lors des analyses pour mesurer l'amplitude du signal Cherenkov observé par chaque pixel. La comparaison des résultats des deux chaînes d'étalonnage de la collaboration H.E.S.S. ainsi que leurs comparaisons avec l'analyse des images de muons permet d'estimer les erreurs systématiques. Lors de l'analyse, l'amplitude du signal en photo-électrons est mesurée dans chaque pixel avec une précision de 5%. Cette précision est satisfaisante car nous verrons que les incertitudes systématiques sur l'amplitude des images au niveau des simulations, et donc sur la reconstruction en énergie, sont de 15-20%. La description des méthodes d'étalonnage développées pendant ma thèse a conduit à une note interne [170], et la comparaison des résultats des chaînes française et allemande pour estimer les systématiques est détaillée dans une publication parue dans Astroparticle Physics [3].

Quatrième partie

Des photo-électrons aux γ

Chapitre 13

Sélection et reconstruction des γ

Les images enregistrées par les imageurs sont dominées par le fond hadronique. Le taux de déclenchement du système H.E.S.S. en stéréoscopie est en effet de l'ordre de 400 Hz au zénith alors que le taux de déclenchement du système sur les γ de la nébuleuse du Crabe, une des sources les plus brillantes en astronomie γ, est de l'ordre de 1 Hz. L'analyse a donc pour objectif de rejeter efficacement les images de gerbes hadroniques tout en gardant une grande efficacité de sélection des gerbes initiées par des γ. De plus, l'analyse doit fournir une estimation précise de la direction et de l'énergie des γ primaires pour contraindre le spectre et la morphologie (en particulier la position et la taille) des sources.

Trois méthodes d'analyse sont développées dans la collaboration H.E.S.S.. Toutes utilisent les simulations, les techniques d'estimation du fond hadronique et le calcul de la significativité décrits dans les sections 13.1 à 13.3. La première méthode, dite méthode des *moments réduits*, initiée par A.M. Hillas, est basée sur l'ajustement d'une ellipse sur les images. Les définitions des paramètres et une brève description de la méthode sont données dans la section 13.4. Les moments de premier et second ordres sont utilisés pour sélectionner les γ et estimer leurs paramètres physiques. Les autres méthodes s'appuient sur la comparaison des images réelles avec les images obtenues par un modèle. La méthode basée sur un modèle semi-analytique de développement des gerbes dans l'atmosphère est détaillée dans la section 13.5. Les caractéristiques de l'analyse, surface effective de détection des γ, résolution en énergie et résolution angulaire, sont étudiées. Il est nécessaire de les connaître précisément pour reconstruire correctement les spectres et les morphologies des sources. Cette méthode par modèle semi-analytique est utilisée dans la partie V pour analyser les données du centre galactique.
La troisième méthode suppose que la gerbe a une forme d'ellipsoïde tridimensionnel dans le ciel. Nous n'en parlerons pas dans cette thèse mais sa description et ses performances sont décrites dans [114, 115].

13.1 Simulations

En l'absence de faisceau test, la simulation est à la base des méthodes de réjection du bruit de fond hadronique et de la calibration absolue en énergie. Elle permet de reconstruire l'énergie et la direction du γ primaire. Les simulations des gerbes atmosphériques initiées par des γ sont nécessaires à la détection et à la reconstruction spectrale des sources, tandis que les simulations de gerbes hadroniques sont utilisées pour valider les simulations du détecteur en les comparant aux données qui contiennent principalement des événements initiés par des rayons cosmiques chargés.

13.1.1 Simulation des gerbes atmosphériques

Les simulations de gerbes dans l'atmosphère reposent sur la technique Monte-Carlo et font intervenir les différents processus d'interactions des particules. La propagation de chaque particule est simulée individuellement en prenant en compte les sections efficaces de production de paires, et les pertes d'énergie par ionisation, Bremsstrahlung, annihilation de positrons et par diffusions inélastiques Bhabha (e^+, e^-) et Moller (e^-, e^-). La diffusion multiple des électrons et les effets du champ magnétique terrestre sur les particules chargées sont aussi simulés. L'émission Cherenkov est calculée, tout au long du trajet de la particule. Afin de réduire la taille des fichiers produits[1], l'absorption des photons Cherenkov dans l'atmosphère et les efficacités quantiques des PMs en fonction de la longeur d'onde de photons Cherenkov sont prises en compte. De même, seuls les photons tombant, au sol, dans un télescope, sont sauvés.

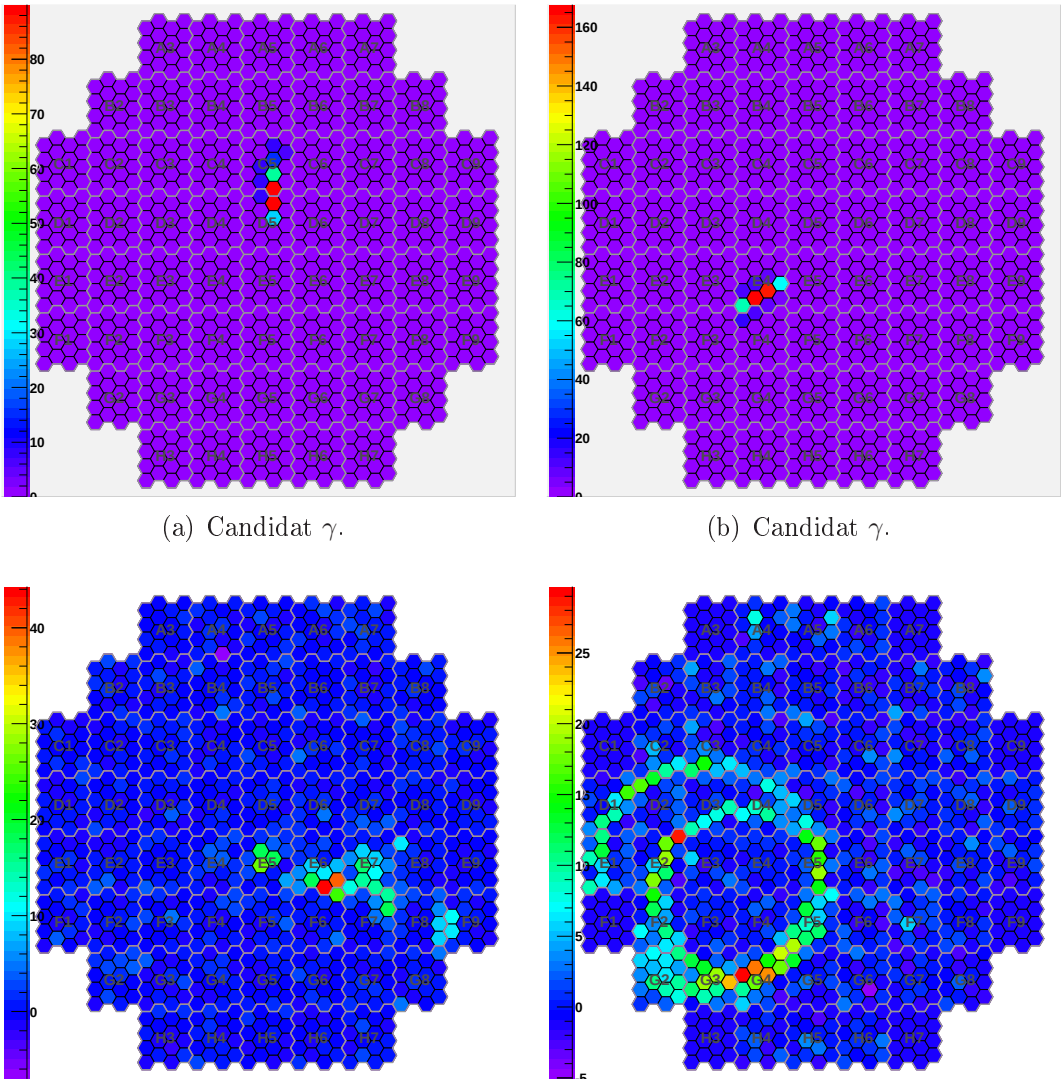
Plusieurs générateurs de gerbes sont utilisés par la collaboration H.E.S.S., en particulier CORSIKA[2] et KASKADE[3] (ce dernier étant utilisé par la partie française). KASKADE a été utilisé et développé par les collaborations Whipple, CAT et CELESTE. La comparaison de ces deux générateurs [82] a montré une différence de seulement 2% dans le nombre de photons Cherenkov émis par une gerbe d'énergie donnée, arrivant au sol.

Un modèle atmosphérique est utilisé lors des simulations des gerbes. Les profils de densité, de température et de pression ont été mesurés en ballon à Windhoek en janvier et juin 1999. Les variations atmosphériques saisonnières induisent des différences sur la densité de lumière Cherenkov au sol de 15-20% [35]. Actuellement, le modèle utilisé dans les simulations décrit les profils annuels moyens et il existe donc des erreurs systématiques de 15-20% concernant l'amplitude des images.

13.1.2 Simulation du détecteur

Deux simulations indépendantes du détecteur sont développées dans la collaboration H.E.S.S.. Elles prennent en compte la réflexion des photons par les miroirs, leur conversion en signal électrique par les PMs et le traitement de ces signaux dans l'électronique d'acquisition. La réflectivité des miroirs, l'ombre de la monture et de la caméra sur les miroirs et la réflexion sur les cônes de Winston sont prises en compte de façon approchée par des coefficients d'efficacité globaux [82].

En pratique, les photons issus des simulations de gerbes sont suivis individuellement jusqu'à leur arrivée sur la face d'entrée des caméras. Le pixel touché et le temps d'arrivée du photon sont alors déterminés. En tenant compte des temps de montée des signaux dans les comparateurs électroniques, le signal de déclenchement est reconstitué. Si l'événement déclenche la caméra, les charges sont calculées dans les deux voies d'acquisition de chaque pixel. Il est possible à ce niveau d'utiliser des paramètres d'étalonnage correspondant à une acquisition réelle de référence, intégrant en particulier une fraction de pixels non-opérationnels.



(a) Candidat γ.

(b) Candidat γ.

(c) Candidat hadronique.

(d) Arcs de muons.

FIG. *13.1:* ***Exemples d'images Cherenkov de gerbes atmosphériques observées dans les données de H.E.S.S..*** *En haut, deux candidats d'images initiées par des γ. En bas à gauche, image provenant probablement d'une gerbe hadronique. En bas à droite, image de deux arcs de muons, signant la présence d'interaction hadronique. L'échelle de couleur représente le nombre de photo-électrons dans les pixels.*

13.2 Les caractéristiques des images

La figure 13.1 présente des images Cherenkov réelles obtenues dans les caméras de H.E.S.S.. Les événements du haut sont des candidats γ. Leurs images ont une forme allongée, leur axe principal pointant dans la direction d'arrivée du γ primaire. Cette morphologie est caractéristique des gerbes électromagnétiques qui se développent dans l'atmosphère jusqu'à un maximum, puis diminuent lorsque la profondeur d'atmosphère augmente. la densité de particules chargées au-dessus du seuil Cherenkov décroît. La distribution latérale des particules chargées est dominée par la diffusion multiple mais la gerbe reste collimatée le long de la direction du γ primaire. La distribution angulaire des photons Cherenkov collectés par le télescope reflète la position angulaire des $e^{\pm}$ de la gerbe au-dessus du seuil d'émission Cherenkov.

Les événements du bas de la figure 13.1 ne sont a priori pas dus à des γ. La première image est plus étalée et morcelée que les images de γ. Ceci reflète l'existence de plusieurs composantes dans le éveloppement de la gerbe, ce qui est caractéristique des gerbes hadroniques. La dernière image présente deux anneaux, dus à l'émission Cherenkov de muons de basse altitude qui ont traversé le miroir. La présence de muons signe une interaction hadronique dans la gerbe.

13.3 Estimations du fond et calcul de significativité

13.3.1 L'estimation du fond hadronique

Les méthodes d'analyse d'image ne permettent pas de distinguer de façon sûre l'origine électromagnétique ou hadronique des gerbes une à une. Nous avons donc besoin d'estimer de façon statistique le fond hadronique présent dans les données analysées. Plusieurs stratégies sont possibles. Dans tous les cas, il faut au préalable construire les paramètres de sélection des γ (sections suivantes) et reconstruire la direction de l'événement.

Les statégies présentées dans la suite sont fondées sur une hypothèse concernant la position et l'extension de la source. On définit une région ON centrée sur la position testée et dont l'extension est de l'ordre de l'extension supposée de la source γ[4]. Les événements sélectionnés comme candidats γ en provenance de cette région sont des γ d'une part (si la source est émettrice), et du fond d'autre part. Parallèlement, on définit des régions de contrôle (OFF) disjointes de la région ON. Les régions OFF sont choisies de telle sorte que les conditions d'observation et l'acceptance aux γ sont le plus similaires possible à celles de la région ON. Le fond est estimé à partir des événements candidats γ dont la direction est reconstruite dans les régions OFF.

Une stratégie d'observation dite **"ON-OFF"** consiste à suivre la source pendant un certain temps ($\sim$28 minutes), puis de suivre pendant le même durée une zone du ciel équivalente en élévation dépourvue a priori de source émettrice en γ. Le fait d'observer à la même altitude permet d'avoir la même acceptance, le même taux de déclenchement et le même seuil en énergie.

[1] c'est-à-dire le nombre de photons Cherenkov sauvés.

[2] CORSIKA : modèle hadronique UrQMD pour les basses énergies ($E_{lab} < 80$ GeV) et VENUS pour les hautes énergies.

[3] KASKADE : modèle hadronique de Gaisser et Stanev.

[4] Pour des sources ponctuelles, la taille de la région ON a été optimisée afin d'avoir une significativité maximale : elle est de 0,14°. Pour des sources dont l'extension est supérieure à la résolution angulaire du détecteur ($\sim$0,1°), le signal observé s'étend sur une région dont la taille est donnée par la convolution de la source par la résolution angulaire : la taille optimale de la région ON est donc de la taille de la source.

De plus, les observations sont décalées d'environ 30 minutes afin d'avoir des conditions atmosphériques semblables. On peut alors soustraire directement les événements reconstruits dans la région test, dite OFF (figure 13.2(a)), à ceux reconstruits dans la région ON. Cette stratégie d'observation a été utilisée par H.E.S.S. en mode mono-télescope pendant la première année de fonctionnement. L'inconvénient principal de cette méthode est qu'il réduit d'un facteur deux le temps d'observation sur les sources.

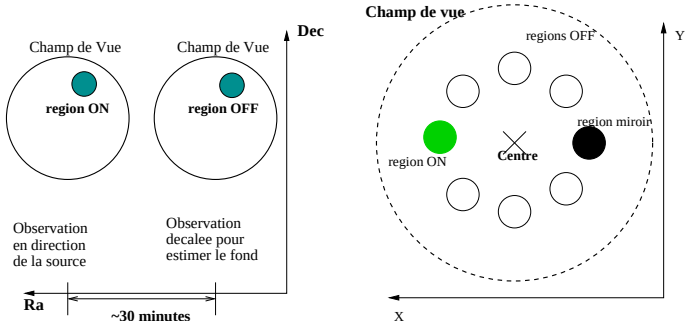
La deuxième stratégie, appelée **"Wobble"**, évite cet inconvénient : il s'agit de décaler la source dans le champ de vue des caméras. Il est alors possible d'utiliser comme région test des zones du même champ de vue. Dans ce cas, les conditions météorologiques pendant lesquelles les régions ON et OFF sont observées sont strictement identiques. Plusieurs géométries peuvent être utilisées pour estimer le fond hadronique. Pour que l'acceptance dans les régions OFF et la région ON soient similaires, les régions OFF sont toutes à la même distance du centre du champ de vue que la source. Les différents cas sont schématisées sur la figure 13.2 :

- **région miroir :** une zone test circulaire centrée sur le point anti-source (symétrique du point source par rapport au centre de la caméra).
- **régions OFF multiples :** plusieurs zones tests circulaires réparties à l'intérieur d'un anneau centré sur le centre de la caméra et dont le rayon est égal au décalage de la source dans le champ de vue. Les régions OFF sont adjacentes et leur nombre est optimisé en fonction du décalage de la région ON dans le champ de vue.
- **région en segment d'anneau :** une partie de l'anneau centré sur le centre de la caméra et dont le rayon est égal au décalage de la source dans le champ de vue.
- **anneau complet :** anneau centré sur la position de la source, utilisé principalement dans le cas où la source est trop proche du centre du champ de vue pour pouvoir définir les régions OFF précédentes. Cette méthode est utilisée pour construire les cartes du ciel (section 13.3.4).

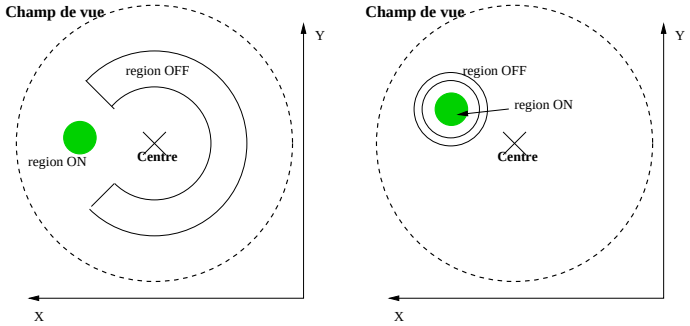
Le fond contenu dans la région ON est estimé à partir de la/les région(s) OFF définies précédemment. Pour les méthodes 'wobble', il est nécessaire de prendre en compte le rapport de surface des régions à partir desquelles on estime le signal et le fond. Il faut aussi corriger des différences d'acceptance aux γ dans chacune des régions. En première approximation, l'acceptance est symétrique autour du centre du champ de vue et ces corrections sont nulles. En pratique, l'acceptance n'est pas rigoureusement symétrique et de faibles corrections doivent être apportées. De plus, une zone d'exclusion est définie autour de la région ON. Les régions OFF sont choisies à l'extérieur de cette zone. En effet, du fait de la résolution angulaire de l'analyse, les γ en provenance de la source sont dispersés autour de la position réelle. La zone d'exclusion permet de ne pas avoir de γ de la source reconstruits dans les régions OFF. La taille de cette zone dépend de la taille supposée de la source. Les erreurs statistiques sur le fond estimé sont d'autant plus faibles que la région OFF est étendue.

Afin de calculer la significativité d'un signal pour une hypothèse de source donnée (voir section 13.3.3), nous utilisons les méthode de régions OFF multiples et de segment d'anneau. L'utilisation des deux méthodes permet de contrôler les erreurs systématiques ou des problèmes de correction d'acceptance.

Afin de construire les cartes de significativité sur le ciel (section 13.3.4), la méthode de l'anneau complet est utilisée car seule cette méthode fonctionne pour estimer le signal au centre du champ de vue. L'acceptance aux candidats γ dans la région ON et la région OFF ne sont pas les mêmes car leurs distances par rapport au centre du champ de vue sont différentes. Cependant, le fait que la région OFF soit symétrique autour de la région ON permet de limiter



(a) ON-OFF (b) OFF multiples



(c) Segment d'anneau (d) Anneau complet

FIG. *13.2:* ***Quelques définitions de régions OFF utilisées pour estimer le fond hadronique.*** *La stratégie ON-OFF consiste à faire deux observations successives pour observer la source et estimer le fond. Les autres stratégies sont basées sur les observations en mode "Wobble" où les régions pour estimer le fond sont choisies dans le champ de vue où se trouve la source. Dans ces 3 cas, la région ON (source) est indiquée en vert clair. Le cas de la région miroir est schématisé figure 13.2(b) : dans ce cas, seule la région noire est utilisée comme OFF.*

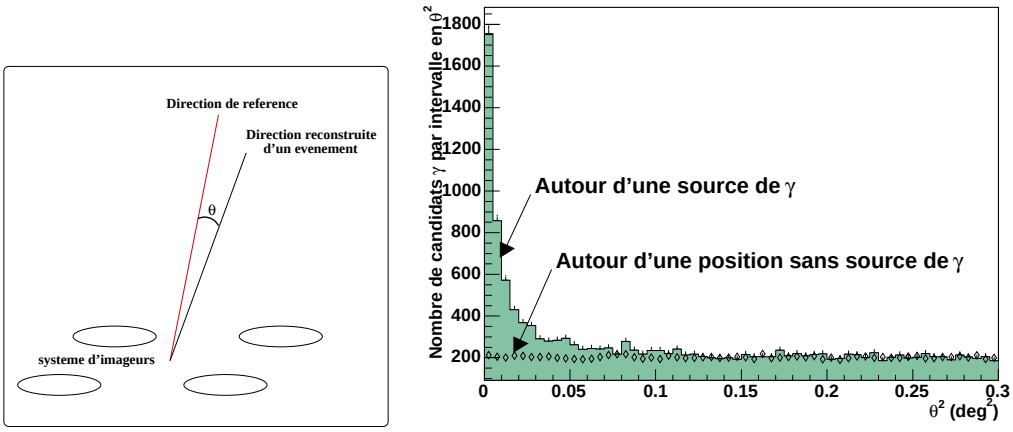
les corrections d'acceptance.

Une autre philosophie consiste à estimer le fond à partir des événements dont la direction reconstruite se trouve dans la région ON, mais qui sont séparés dans l'espace des paramètres de sélection des γ. Aucune hypothèse n'est nécessaire sur l'extension de la source pour estimer le fond. Une description de cette dernière méthode est donnée dans [173].

13.3.2 Distributions θ^2

Un paramètre utilisé par toutes les analyses est la distance angulaire θ entre la position analysée et la position reconstruite du γ dans le ciel (ou de manière équivalente dans le plan focal de la caméra) comme schématisé sur la figure 13.3(a). Autour d'une position de référence sans source de γ, le centre d'une région OFF par exemple, les événements sont reconstruits de façon uniforme sur le ciel. Le nombre d'événements reconstruits entre θ et $\theta + d\theta$ est alors $dN \propto 2\pi\theta d\theta \propto \pi d\theta^2$. Par conséquent, la distribution en θ^2 autour d'une position sans source de γ est plate. Dans le cas où θ est mesuré autour de la position d'une source émettrice, deux composantes sont superposées :

- les événements de fond, dont la distribution en θ^2 est plate,
- les γ réels, dont la direction est reconstruite en $\theta = 0$ à la résolution angulaire près.



(a) Définition de θ. (b) Distributions $dN/d\theta^2$.

FIG. *13.3:* ***Définition du paramètre*** θ^2 *et distribution de ce paramètre autour de deux régions de références, l'une contenant une source de* γ*, l'autre non.*

Il s'ensuit une distribution en θ^2 piquée en 0 et plate loin de 0. Un exemple de distribution est donné figure 13.3(b). L'excès par rapport à la distribution du fond hadronique correspond au nombre de γ observés.

13.3.3 Le calcul de la significativité

La détection d'un signal est basée sur le calcul de la significativité des signaux γ observés. Li et Ma [118] ont défini en 1983 un estimateur de significativité applicable lorsque les durées d'observation sur source et hors-source sont différentes, ce qui est le cas des expériences Cherenkov. Le nombre de σ est calculé en fonction du nombre d'événements N_{ON} mesuré dans la région ON, du nombre d'événements N_{OFF} mesurés dans les régions OFF et de la normalisation β (rapport entre la durée T_{ON} d'observation sur la source et la durée T_{OFF} d'observation passée sur les régions de contrôle du fond). Le fond contenu dans la région ON est estimé par $\hat{N}_B = \beta N_{OFF}$ et le nombre de γ le plus probable est donc $\hat{N}_\gamma = N_{ON} - \hat{N}_B$. La méthode est basée sur la comparaison de deux fonctions de vraisemblance, l'une testant l'hypothèse où N_{ON} contient un signal, l'autre testant l'hypothèse où N_{ON} ne contient que du fond. Le rapport de vraisemblance se comporte comme un χ^2 à un degré de liberté et permet de définir la significativité du signal par :

$$N_\sigma = \sqrt{2}\left[N_{ON}\ln\left\{\frac{1+\beta}{\beta}\left(\frac{N_{ON}}{N_{ON}+N_{OFF}}\right)\right\} + N_{OFF}\ln\left\{(1+\beta)\left(\frac{N_{OFF}}{N_{ON}+N_{OFF}}\right)\right\}\right]^{1/2} \quad (13.1)$$

La distribution des significativités N_σ mesurées en l'absence du signal est liée aux fluctuations statistiques du fond et suit une distribution gaussienne de moyenne 0 et de variance 1[5].

Il faut noter que les durées d'observation utilisées sont corrigées du temps mort du système qui implique la perte d'une fraction d'événements. Ce temps mort est de l'ordre de 10%. Dans la suite, cette correction est toujours effectuée dans les calculs de significativité. Elle est aussi prise en compte dans les calculs de flux.

[5] Lorsque $\beta = 1$, l'estimateur $N_\sigma = \frac{N_{ON}-\beta N_{OFF}}{\sqrt{N_{ON}+\beta^2 N_{OFF}}}$ est équivalent.

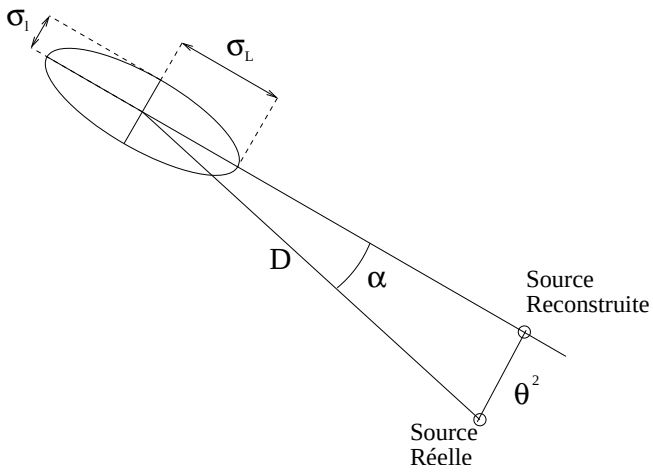


FIG. *13.4:* ***Définition des paramètres de Hillas pour une image supposée elliptique.***

13.3.4 Construction des cartes du ciel

Les télescopes de H.E.S.S. ont un grand champ de vue de 5° permettant l'étude de sources étendues ou de plusieurs sources dans un même champ de vue. Il est donc important de tester la présence d'une source en chaque point du champ de vue. Les cartes du ciel ont une taille typique de 2°×2°, avec des intervalles en x et y de 0,02°. La présence d'une source de γ est testée pour chaque position définie par un intervalle x⊗y. Ceci représente donc environ 10^4 hypothèses. La significativité du signal est calculée en chaque point. Afin de pouvoir calculer la significativité au centre du champ de vue, le fond est estimé par la méthode de l'anneau complet.

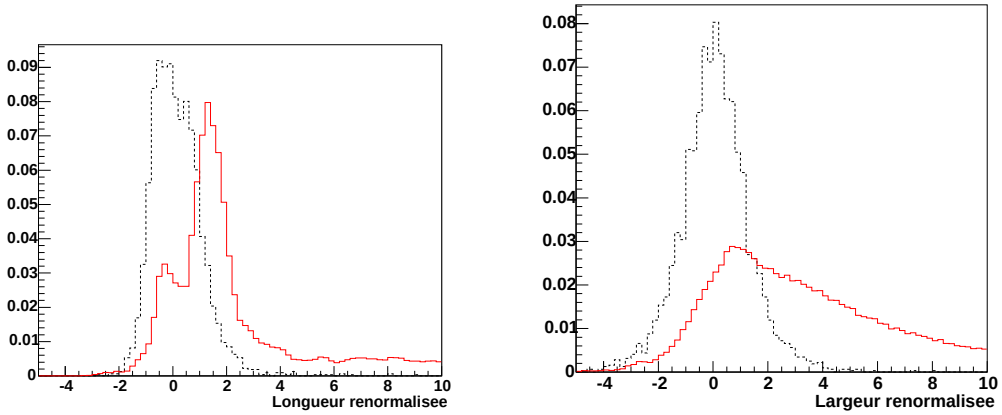
13.4 La méthode des moments réduits

13.4.1 Définition des paramètres de Hillas

On a vu que les images de gerbes électromagnétiques sont de forme elliptique. La méthode d'analyse la plus simple repose sur le calcul de moments géométriques des images en supposant que l'image est elliptique avec une distribution gaussienne de l'intensité le long des deux axes. Cette méthode a été développée par A.M. Hillas en 1985 [89] pour l'analyse des images de l'expérience Whipple. Les différents paramètres calculés sont schématisés sur la figure 13.4 :

- la demi-longueur de l'image σ_L.
- la demi-largeur de l'image σ_l.
- la distance D du barycentre de l'image à la position théorique de la source dans le plan focal,
- l'amplitude totale de l'image.
- l'angle α formé par le grand axe de l'ellipse et l'axe reliant le barycentre de l'image à la position de la source dans le plan focal. Il est surtout utilisé en mode mono-télescope.
- l'angle θ, distance angulaire entre la position réelle de la source et la position reconstruite.
- les moments d'ordre 3 qui donnent des informations sur l'asymétrie de l'image.

Dans le cas d'une source γ détectée, les distributions des paramètres α et θ^2 doivent présenter un pic en 0 si la position choisie pour la reconstruction des ces paramètres coïncide avec celle de la source réelle.



(a) Longueur renormalisée. (b) Largeur renormalisée.

FIG. *13.5:* ***Distributions des longueurs et largeurs de Hillas renormalisées.*** *Le trait pointillé noir correspond à une simulation de γ et le trait continu rouge à une acquisition sur une région de contrôle (hadrons).*

Les distributions de ces paramètres pour des images de gerbes électromagnétiques et hadroniques sont différentes. Il est donc possible d'effectuer des coupures sur ces paramètres pour rejeter les images hadroniques.

13.4.2 La méthode des variables de Hillas réduites

Afin de tenir compte des fluctuations intrinsèques lors du développement des gerbes électromagnétiques dans l'atmosphère, une méthode initialement développée par l'expérience HEGRA [104, 56] et basée sur la longueur et la largeur des images est utilisée dans la collaboration H.E.S.S.. L'idée est de renormaliser les différentes images à la valeur moyenne attendue pour un événement γ de même paramètre d'impact reconstruit, de même amplitude et de même angle zénithal.

Pour un paramètre P, le paramètre renormalisé est défini par :

$$P_R = \frac{P - < P >}{\sigma_P} \tag{13.2}$$

où la valeur moyenne $< P >$ et la largeur σ_P de la distribution de ce paramètre sont obtenues, à partir de γ simulés, en fonction du paramètre d'impact reconstruit, de l'amplitude d'image reconstruite et de l'angle zénithal.

La figure 13.5 montre la distribution de la longueur et de la largeur de l'image renormalisées pour des données réelles et pour des γ simulés selon un indice spectral différentiel en 2,6. Ces distributions sont utilisées afin de sélectionner les candidats γ.

Pour l'analyse stéréoscopique des données de H.E.S.S., de nouvelles informations peuvent être déterminées géométriquement : la direction de l'origine de la gerbe et la position de l'impact au sol.

Dans cette analyse, l'énergie des événements sélectionnés (candidats γ) est déterminée à l'aide d'une table créée avec des γ simulés : pour un grand nombre de γ simulés de manière uniforme en énergie et en paramètre d'impact, on calcule la valeur moyenne de l'énergie par intervalle d'angle zénithal, d'amplitude d'image et de paramètre d'impact reconstruits. A partir

des paramètres des images de chaque télescope, on estime ainsi l'énergie de l'événement en lisant la table. En stéréoscopie, l'énergie reconstruite pour l'événement est alors la moyenne des valeurs estimées pour chaque télescope participant à l'événement, pondérées par la variance de la distribution en énergie vraie dans chaque intervalle.

13.5 L'analyse par modèle semi-analytique

L'analyse par modèle semi-analytique est basée sur un modèle qui donne la distribution, dans le plan focal des caméras, de la lumière émise par une cascade initiée par un γ. Cette analyse a initialement été développée pour l'expérience CAT [111, 112], et a été récemment étendue et développée pour le système stéréoscopique H.E.S.S..

Le développement moyen des cascades électromagnétiques dans l'atmosphère faite par Hillas en 1982 [88] est modélisé. Les dépendances du nombre de particules ($e^{\pm}$) en fonction de la profondeur atmosphérique, de leur spectre en énergie et de leurs distributions longitudinale, latérale et angulaire par rapport à l'axe de la gerbe sont inclues dans le modèle. Elles sont ajustées sur nos simulations Monte-Carlo. Les caractéristiques de l'atmosphère telles que le profil de densité, l'absorption dans le domaine optique et les propriétés de l'émission Cherenkov sont modélisées. Certains paramètres du détecteur, comme l'asynchronisme du miroir, sa réflectivité et sa PSF moyenne, l'efficacité quantique des PMs et la fenêtre d'intégration du signal, sont pris en compte. La comparaison des images moyennes générées par ce modèle avec les données utilise un ajustement par maximum de vraisemblance qui permet de sélectionner les candidats γ et de reconstruire l'énergie, la direction et le paramètre d'impact du γ primaire. Le modèle et l'ajustement sont d'abord décrits dans cette section. Ensuite, les performances de cette analyse sont estimées sur les simulations.

13.5.1 Le modèle de développement des gerbes électromagnétiques

Lorsqu'un γ de haute énergie pénètre dans l'atmosphère, il interagit à une altitude de l'ordre de 10 km avec le champ des noyaux de l'atmosphère et engendre ainsi une paire électron-positron. Ensuite, les particules chargées (e^+,e^-) perdent de l'énergie en rayonnant des γ par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung), ces photons créent de nouvelles paires $e^{\pm}$ et ainsi de suite : une gerbe électromagnétique se développe dans l'atmosphère. Lorsque l'énergie d'un électron devient inférieure à l'énergie critique E_c, les pertes d'énergie par ionisation dominent la perte par Bremsstrahlung et cet électron s'arrête donc rapidement. Cette énergie critique est de 83 MeV dans l'air.

Profil longitudinal. L'évolution du nombre de particules chargées N_e en fonction de l'épaisseur d'atmosphère traversée T en longueurs de radiation est décrite par la formule de Greisen et représentée sur la figure 13.6 :

$$N_e(s) = \frac{0,31}{\sqrt{y}} e^{T(1-1,5.\ln s)} \tag{13.3}$$

avec

- E_γ l'énergie du γ primaire en MeV
- $y = \ln(E_\gamma/E_c)$
- $s = 3/(1+2y/T)$ l'âge de la gerbe

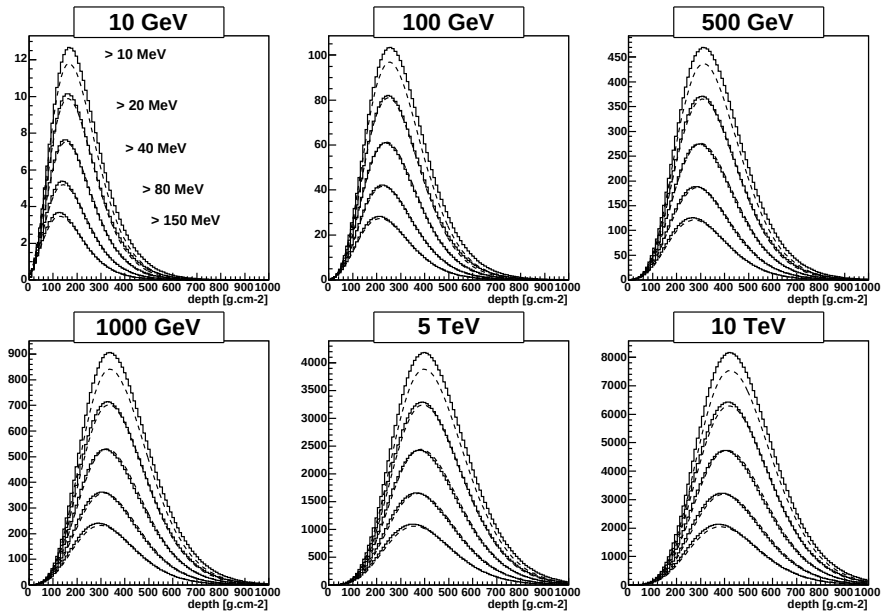


FIG. *13.6:* ***Développement longitudinal des gerbes électromagnétiques.*** *Distribution du nombre de particules chargées au-dessus de 10, 20, 40, 80 et 150 MeV respectivement en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée pour 6 énergies différentes du γ primaire (histogrammes). La courbe pointillée correspond à l'approximation analytique du modèle à partir des équations 13.3 et 13.4.*

- $E_c = 83$ MeV l'énergie critique

Le nombre de particules chargées dans la gerbe atteint son maximum lorsque s=1 (ou T=y). La profondeur du maximum augmente faiblement avec l'énergie du γ primaire.

Distribution en énergie La distribution en énergie des $e^{\pm}$ à l'âge s de la gerbe est définie par la proportion de particules chargées dont l'énergie est supérieure à E :

$$\mathcal{A}(E) = \left(\frac{0,89.E_0 - 1,2}{E_0 + E}\right)^s (1 + 10^{-4}.s.E) \tag{13.4}$$

où les énergies sont données en MeV et

- $E_0 = 44 - 17.(s - 1,46)^2$ si $s \geq 0,431$
- $E_0 = 26$ sinon

La comparaison de cette expression avec les distributions obtenues par simulations est donnée sur la figure 13.7.

Distribution angulaire. Lors de leur trajet dans l'atmosphère, les particules chargées subissent des diffusions multiples qui conduisent à un développement latéral de la gerbe et à une certaine distribution angulaire des directions de propagation des $e^{\pm}$ par rapport à l'axe de la gerbe. Un autre effet beaucoup moins important apparaît lors des créations de paires ou du Bremsstrahlung, pour lesquels les $e^{\pm}$ et les γ ne sont pas rayonnés dans la direction du γ primaire.

La distribution angulaire des particules chargées dépend de leur énergie et de l'âge de la gerbe. A.M. Hillas utilise la variable $w = 2.(1 - cos(\theta)).(E/21MeV)^2$ pour décrire l'angle θ entre la direction de propagation d'une particule et l'axe de la gerbe. Les directions des $e^{\pm}$ restant proches de l'axe, on utilise, dans l'approximation des petits angles, l'angle réduit

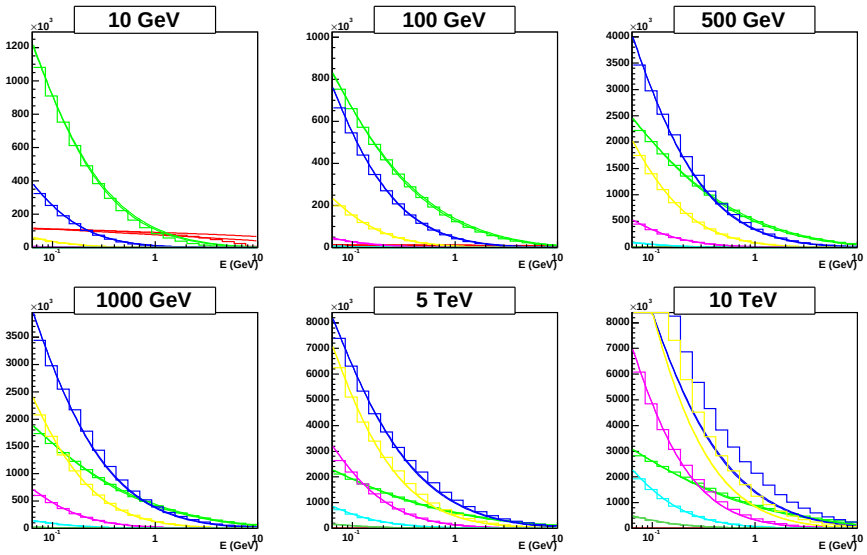


FIG. *13.7:* ***Distribution en énergie des particules chargées dans une gerbe électromagnétique.*** *Pour chacune des 6 énergies du γ primaire, les distributions obtenues dans les simulations sont données à différents âges de la gerbe Les courbes continues indiquent les approximations analytiques du modèle (équation 13.4) correspondantes. L'accord entre les simulations et le modèle est satisfaisant.*

$w \sim (\theta.E/21MeV)^2$ lors de la génération du modèle. La valeur moyenne de cette variable est décrite, en fonction des énergies en MeV, par :

$$< w > \;=\; \frac{0,5}{1+\frac{121}{E}+\left(\frac{12,2}{E}\right)^{3,75}} \times \left[1+4,4\left(\frac{E}{E_\gamma}\right)^{0,8}\right] \tag{13.5}$$

Cette équation est différente de celles données par A.M. Hillas et S. Le Bohec. Il faut remarquer que la très faible dépendance avec l'âge de la gerbe n'est pas prise en compte dans cette modélisation. Elle est comparée aux simulations figure 13.8. Les simulations de la collaboration H.E.S.S. sont ajustées avec une précision de 10% pour les particules d'énergies inférieures à 5% de l'énergie de γ primaire. L'écart est important pour les particules d'énergie supérieure, mais le nombre de telles particules est de l'ordre de 30, ce qui est négligeable devant le nombre de particules de la gerbe. Leur contribution à l'image de la gerbe est donc elle aussi négligeable. L'accord entre le modèle et les simulations est satisfaisant. La distribution de w autour de sa valeur moyenne est alors donnée par celle de $u = w/ < w >$ selon :

$$v \;=\; \log(u) \tag{13.6}$$

$$\frac{dn}{dv} \;=\; (A + B\,v + C\,v^2 + D\,v^3 + E\,v^4) \tag{13.7}$$

$$\frac{dn}{du} \;=\; \frac{dn}{dv} \times N_0 \times \frac{u}{\ln(10)} \tag{13.8}$$

où $N_0 = \int dv\, dn/dv$ est un facteur de normalisation. Deux intervalles en énergie sont définis pour les valeurs de A, B, C, D et E et sont donnés dans la table suivante :

Validité	A	B	C	D	E
E<300 GeV	-0,442077	-0,420255	-1,95099	-0,830173	-0,123992
E>300 GeV	-0,514347	-0,428725	-1,5558	-0,500175	-0,0591786

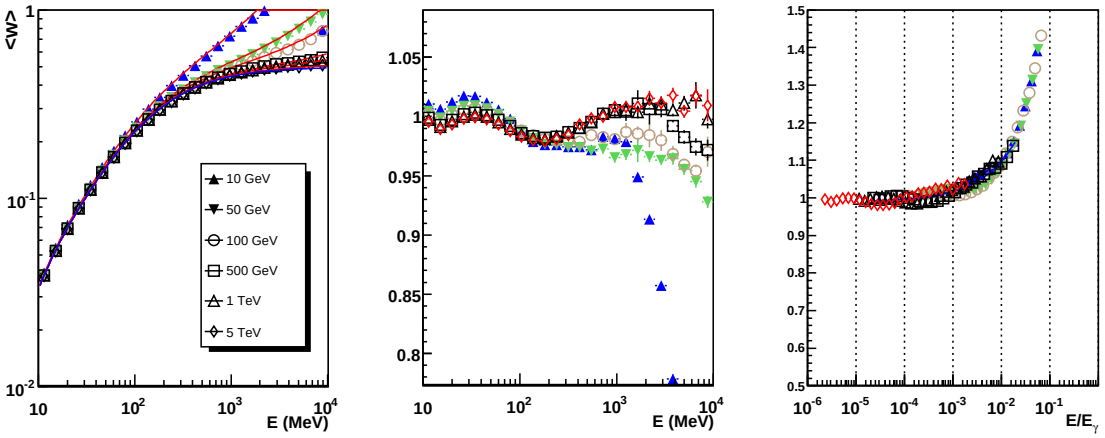


FIG. 13.8: ***Evolution de*** $< w >$. *Gauche : valeur moyenne de l'angle réduit* $< w >$ *en fonction de l'énergie des particules chargées* E*, pour six énergies du* γ *primaire* E_γ *entre 10 GeV et 5 TeV. Les courbes continues représentent la paramétrisation par l'équation 13.5. Milieu : rapport entre la distribution obtenue par simulation et la prédiction du modèle en fonction de l'énergie des particules chargées. Droite : même rapport mais en fonction du rapport entre l'énergie des particules chargées et l'énergie du* γ *primaire.*

Cette équation est comparée aux simulations sur la figure 13.9.

Profil latéral. La distribution transverse des $e^{\pm}$ a une légère influence sur la distribution de la lumière Cherenkov émise par la gerbe. Elle est paramétrée en fonction de l'âge s de la gerbe, de l'énergie E des particules et de leur direction w (ou θ) par rapport à l'axe de la gerbe. Pour chaque $e^{\pm}$, on définit la coordonnée x perpendiculaire à l'axe de la gerbe et dans le plan contenant cet axe et la direction de propagation de l'électron. y est la coordonnée perpendiculaire à x et à l'axe de la gerbe (voir figure 13.10). Par définition, la valeur moyenne de y est nulle. La valeur moyenne de x, $\bar{x}$, et les écarts types des deux distributions, σ_x et σ_y, ont été ajustés sur les simulations :

$$\bar{x} = [5,57\,s - 2,43\,s^2 + 4,37\,s^3 - 4,10\,s^4 + 2,58\,s^5] \times \left(E_{MeV} - 7\right)^{0,25}.\theta\,\mathrm{g.cm^{-2}} \quad (13.9)$$

$$\sigma_y = 21/E_{MeV}\ \ln(1 + E_{MeV}/6) \times \exp(0,1\ \ln(w) - 0,633 + s/0,56)\,\mathrm{g.cm^{-2}} \quad (13.10)$$

$$\sigma_x = \left(1 + 0,64\sqrt{w}\right) \times \sigma_y \quad (13.11)$$

Ces équations sont inchangées par rapport aux versions précédentes et seront prochainement modifiées afin de décrire plus précisément les simulations.

La distribution des positions des particules chargées autour de la valeur moyenne est décrite à l'aide des variables réduites :

$$x_r = \frac{x - \bar{x}}{\sigma_x} \quad (13.12)$$

$$y_r = \frac{y}{\sigma_y} \quad (13.13)$$

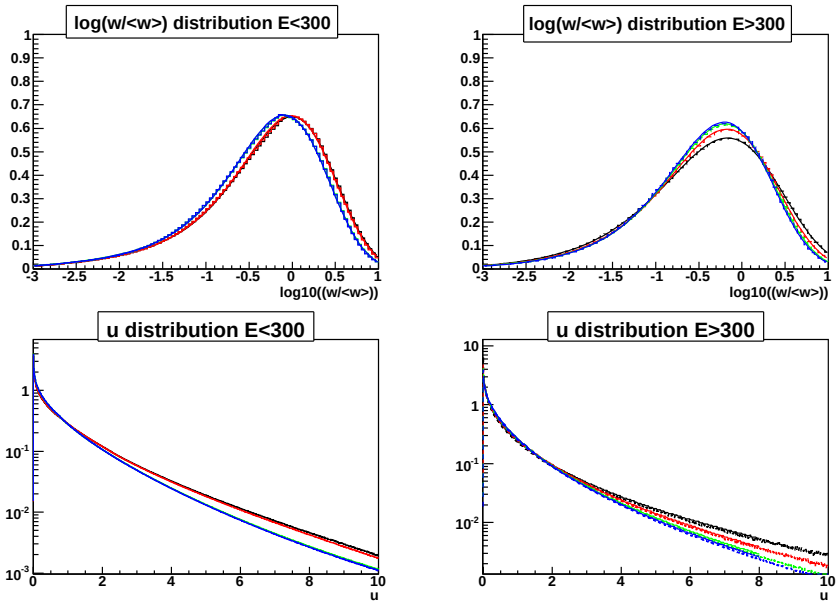


FIG. *13.9:* ***Distribution de l'angle réduit*** w ***autour de sa valeur moyenne.*** *Les deux courbes du haut montrent les distributions de* $dn/d\log(u)$ *obtenues par simulations et les prédictions du modèle dans les deux intervalles en énergie autour de 300 MeV comme décrit par l'équation 13.7. Les courbes du bas montrent la distribution de* dn/du *(et les ajustements avec l'équation 13.8). Les couleurs noire, rouge, verte et bleue correspondent respectivement à des énergies du* γ *primaire de 10, 50, 500 et 5 000 GeV.*

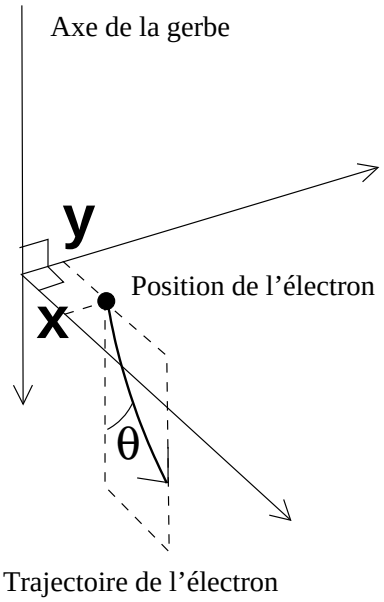


FIG. *13.10:* ***Définition des coordonnées*** x ***et*** y ***donnant la position des*** $e^{\pm}$ ***par rapport à l'axe de la gerbe dans le modèle.***

Les distributions de ces variables sont ajustées par :

$$f(x_r) = 29 \times \exp\Big[-\big(-(x_r + 0,5)/0.012\big)^{0,41}\Big] \text{ si } x_r < -1 \quad (13.14)$$

$$= 0,67 \times \exp\Big[-(x_r + 0,47)^2/0,37\Big] \text{ si } x_r < 0 \quad (13.15)$$

$$= 1,72 \times \exp\Big[-\big((x_r + 0,5)/0,27\big)^{0,59}\Big] \text{ si } x_r \leq 0 \quad (13.16)$$

$$g(y_r) = 1,15 \times \exp\Big[-(|y_r|/0,38)^{0,79}\Big] \text{ si } |y_r| < 2 \quad (13.17)$$

$$= 4.43 \times \exp\Big[-(|y_r|/0.07)^{0,49}\Big] \text{ si } |y_r| \leq 2 \quad (13.18)$$

La distribution latérale à énergie, profondeur d'atmosphère et angle donnés suit alors la forme :

$$\mathcal{P}(x_r, y_r) = \frac{f(x_r)}{\sigma_x} \times \frac{f(y_r)}{\sigma_y} \quad (13.19)$$

Dans toutes ces expressions, des corrélations entre l'énergie, la direction et la répartition spatiale des particules chargées de la gerbe apparaissent. Ces corrélations, combinées au profil de densité d'atmosphère et aux propriétés du rayonnement Cherenkov, sont à l'origine de la dépendance des images des gerbes électromagnétiques par rapport à leur paramètre d'impact.

13.5.2 La génération des images

Nous avons vu les caractéristiques de l'émission Cherenkov des $e^{\pm}$ dans la section 2.2.1. Le spectre $d^2N_C/dzd\lambda$ et l'angle Cherenkov d'émission des photons dépendent de l'indice de réfraction n du milieu. Pour les électrons, très légers, la dépendance avec la vitesse de la particule est négligeable (on a toujours $\beta \sim 1$).

La quantité de lumière émise par une particule lors de son trajet entre z+δz et z et arrivant au sol est donnée en photo-électrons par :

$$\delta N_C = \delta z \int d\lambda \frac{d^2N_C(z,\lambda)}{dzd\lambda}.\xi_{atm}(z, z_{tel}, \lambda).\epsilon(\lambda) \quad (13.20)$$

$\xi_{atm}(z, z_{tel}, \lambda)$ est le facteur d'absorption de la lumière Cherenkov par l'atmosphère, intégré entre les altitudes d'émission z et du sol z_{tel}. Le facteur $\epsilon(\lambda)$ prend en compte l'efficacité optique de détection du détecteur détaillée dans la section 13.5.3.

Chaque particule d'une gerbe émet cette lumière sur un cône, mais seuls les photons tombant sur le miroir d'un télescope et dans le champ de vue de la caméra sont récoltés. Afin de construire l'image d'une gerbe vue par un télescope, celle-ci est échantillonnée sur un profil longitudinal. Pour chaque tranche d'atmosphère, on calcule le nombre de particules chargées par tranche en énergie suivant les équations 13.3 et 13.4. Pour chaque énergie, on échantillonne la distribution angulaire des $e^{\pm}$ suivant les équations 13.5 et 13.8, puis la distance des particules à l'axe de la gerbe et leur position azimuthale autour de l'axe. Le nombre d'$e^{\pm}$ dans cette tranche à 5 dimensions est une fraction du nombre total d'$e^{\pm}$ dans la tranche en atmosphère. Il est estimé grâce à la probabilité définie par l'équation 13.19 qui prend en compte la distribution spatiale des particules. Enfin, le nombre de photons Cherenkov émis par ces $e^{\pm}$ et vus par le télescope, leurs positions dans le plan focal et leurs temps d'arrivée sont calculés. A chaque étape, la géométrie du système est prise en compte pour n'utiliser que les domaines des paramètres dans

lesquels le télescope reçoit des photons Cherenkov. Pour terminer, les paramètres du détecteur tels que le déclenchement, la largeur de la fenêtre de lecture et la PSF moyenne sont pris en compte pour obtenir l'image moyenne de la gerbe dans la caméra. Le détail de certains calculs est donné en annexe A.

En pratique, le calcul de l'image moyenne étant très long, il est fait une fois pour toutes, pour plusieurs valeurs de l'angle zénithal θ_z jusqu'à 70°, sur une gamme d'énergie allant de $50/\cos\theta_z$ GeV à $20/\cos\theta_z$ TeV avec des paramètres d'impact jusqu'à $500/\cos\theta_z$ mètres. Pour chaque couple de valeurs en énergie et paramètre d'impact, la distribution des photo-électrons sur une grille carrée est enregistrée dans un tableau. Lors de la génération du modèle, la source est décalée dans le champ de vue de 0° à 2,5°. Lors de l'ajustement par maximum de vraisemblance décrit dans la section 13.5.4, ces valeurs sont interpolées pour estimer la charge théorique de chaque pixel.

13.5.3 La modélisation des paramètres principaux du détecteur

Nous avons vu dans la section 13.5.2 comment est prise en compte **l'efficacité optique de détection du détecteur** $\epsilon(\lambda)$. Ce facteur comprend la réflectivité des miroirs et des cônes de Winston et l'efficacité quantique des PMs en fonction de la longueur d'onde. D'autres efficacités, telles que l'ombre sur l'image due aux mâts (11%) et à la caméra(2%) sont indépendantes de la longueur d'onde.

La PSF du miroir est supposée constante, de variance 1 mrad (0,0057°), sur tout le champ de vue. Le signal prédit par le modèle dans un pixel de la caméra est calculé comme la moyenne du signal reçu dans un carré de 2 mrad de côté autour du centre du pixel.

Un modèle simple est utilisé pour simuler la sélection d'une partie du signal par **le système de déclenchement**. Ce modèle consiste à déterminer le moment du déclenchement à partir d'un ajustement de l'évolution temporelle du signal d'une gerbe dans la caméra par une fonction à seuil :

$$S(t) \;=\; \frac{N}{1+\exp(-\frac{t-t_0}{\sigma})} \tag{13.21}$$

Cette fonction est ajustée sur une fenêtre allant du début du signal jusqu'au temps pour lequel le signal est maximal comme indiqué sur la figure 13.11. L'instant du déclenchement est alors défini comme :

$$t_{déclenchement} \;=\; t_0 - \sigma - \Delta t\,\mathrm{ns}$$

Δt est un paramètre dont la valeur empirique utilisée est 3 ns. Pour chaque pixel, la charge prédite par le modèle est alors l'intégration du signal sur 16 ns à partir de $t_{déclenchement}$.

Des exemples d'images prédites par le modèle sont montrées sur la figure 13.12 pour des γ sur axe. Pour des γ arrivant au centre du miroir, les images sont circulaires au milieu de la caméra. Lorsque le paramètre d'impact des γ augmente, le centre de gravité de l'image se décale vers les bords de la caméra, et l'image est allongée radialement. Pour des γ tombant à 300 mètres du télescope comme indiqué sur la figure, l'image est coupée en bord du champ de vue : la partie basse de la gerbe n'est pas vue. Notons que l'intensité de l'image, pour un paramètre d'impact et une direction donnés, augmente avec l'énergie du γ primaire.

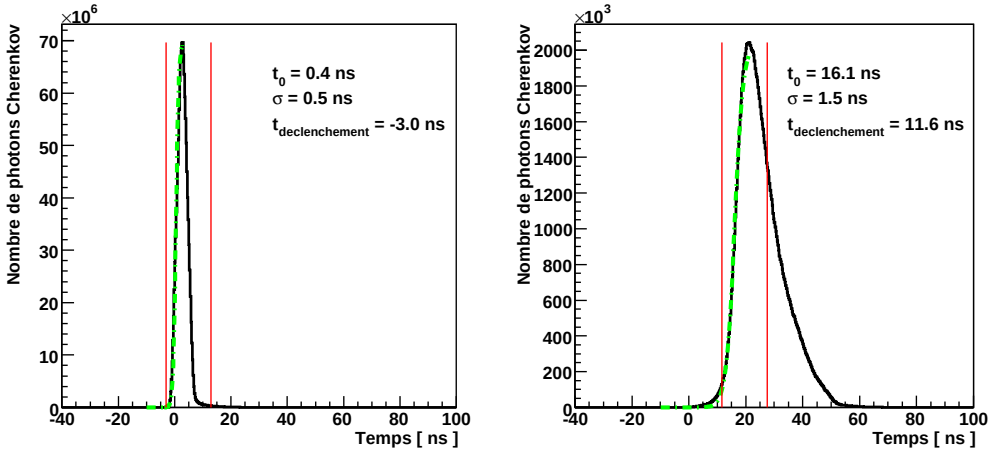


FIG. *13.11:* ***Prise en compte du déclenchement des caméras dans l'analyse par modèle semi-analytique.*** *Le signal temporel reçu par une caméra (noir) est ajusté par la fonction 13.21 (courbe verte pointillée). Les deux exemples sont pour des γ sur axe de 1,25 TeV et des paramètres d'impact de 0 m (gauche) et 300 m (droite). On en déduit l'instant $t_{déclenchement}$ à partir duquel les signaux des pixels sont intégrés sur 16 ns : la fenêtre de lecture est représentée par les deux lignes rouges verticales.*

13.5.4 La définition du maximum de vraisemblance

Le modèle semi-analytique décrit précédemment permet de déterminer la quantité de lumière Cherenkov théorique μ_i provenant de la gerbe et attendue dans le pixel i de la caméra. Cette charge dépend de plusieurs paramètres :

- l'énergie E_γ du γ primaire,
- le paramètre d'impact (D_x^γ,D_y^γ) du γ primaire,
- l'angle zénithal θ_z^γ du γ primaire,
- l'angle azimuthal ϕ_γ du γ par rapport à la direction de pointé du télescope.

En plus de la lumière Cherenkov provenant de la gerbe, il faut prendre en compte la lumière due au fond du ciel et aux étoiles (NSB). La contribution du NSB est connue pour chaque pixel (voir section 11) et estimée toutes les deux minutes à partir de la largeur du piédestal σ_{pi}. De ce fait, il n'est pas nécessaire de faire un 'nettoyage' préalable de l'image : cette caractéristique permet d'avoir un seuil en énergie plus faible que celui des autres méthodes d'analyse.

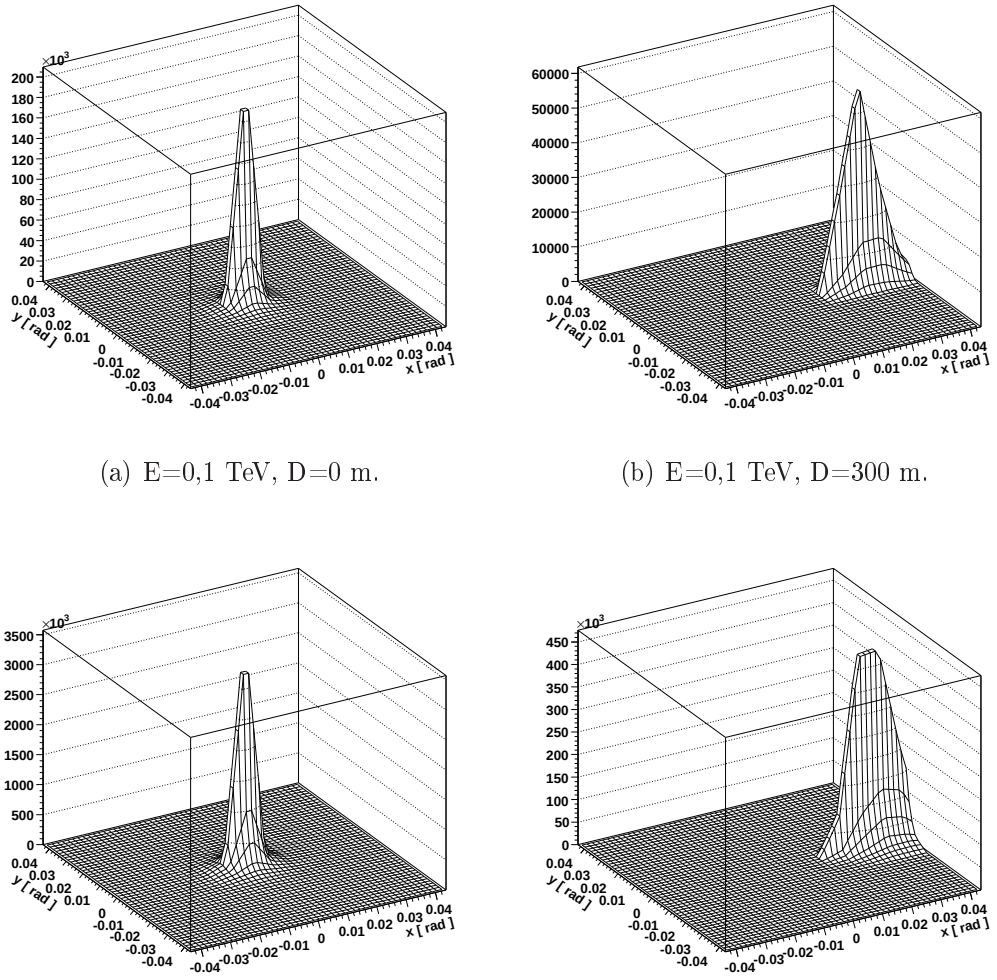
Une fonction de vraisemblance est alors définie à partir du signal vu par tous les pixels des caméras :

$$\ln \mathcal{L} \;=\; \prod_{pixeli} \mathrm{P_{DF}}(x_i, \mu_i, \sigma_{pi}) \tag{13.22}$$

avec la densité de probabilité :

$$\mathrm{P_{DF}}(x_i, \mu_i, \sigma_i) \;=\; \sum_n \frac{\mu_i^n \, e^{-\mu_i}}{n! \sqrt{2\pi(\sigma_{pi}^2 + n\sigma_\gamma^2)}} \; \exp\left(\frac{-(x_i - n)^2}{2(\sigma_{pi}^2 + n\sigma_\gamma^2)}\right) \tag{13.23}$$

La fonction $\mathrm{P_{DF}}$ décrit la probabilité de mesurer x_i photo-électrons dans le pixel i lorsque le signal théorique est μ_i. C'est la convolution de la distribution poissonienne du nombre n de photo-électrons avec la résolution σ_γ des PMs. Les largeurs des piédestaux σ_{pi} de chaque



(a) E=0,1 TeV, D=0 m.

(b) E=0,1 TeV, D=300 m.

(c) E=1 TeV, D=0 m.

(d) E=1 TeV, D=300 m.

FIG. *13.12:* ***Exemples d'images de gerbes électromagnétiques prédites par le modèle semi-analytique*** *: distribution de l'intensité (en nombre de photons Cherenkov) dans le plan focal d'une caméra, pour des γ arrivant au zénith parallèlement à l'axe optique des télescopes avec deux valeurs en énergie E et paramètre d'impact D données. La taille angulaire des images correspond au champ de vue des caméras (diamètre de 5°, soit $\sim 0,087\,rad$).*

pixel prennent en compte les fluctuations dues au bruit électronique et au NSB. La distribution d'un signal à n photo-électrons a alors une largeur donnée par $\sqrt{\sigma_{pi}^2 + n\sigma_\gamma^2}$. Les pixels non-opérationnels ne sont pas inclus dans le calcul de la P_{DF} (équivalent à $\mathrm{P_{DF}} = 1$) : ils n'apportent aucune contrainte mais, contrairement à l'analyse de Hillas, n'introduisent pas de biais dans le résultat (en particulier sur l'amplitude en photo-électrons de la gerbe).

Pour un événement donné, la maximisation de cette fonction de vraisemblance par rapport à E_γ, D_x^γ, D_y^γ, θ_z^γ et ϕ_γ donne les valeurs qui ajustent le mieux le modèle à l'image réelle. Le paramètre de qualité de l'ajustement g mesure la validité de l'hypothèse et est utilisé pour sélectionner les gerbes initiées par des γ et rejeter le bruit de fond hadronique :

$$\mathrm{g} = \frac{\ln(\mathcal{L}) - < \ln(\mathcal{L}) >}{\sqrt{2.\mathrm{Ndof}}} \tag{13.24}$$

avec la valeur moyenne de la vraisemblance par rapport aux réalisations possibles de x_i donnée par :

$$< \ln(\mathcal{L}) >= \int_{\mathrm{x}} \ln(\mathrm{P_{df}}(\mathrm{x}, \mu, \sigma_\mathrm{p})) \times \mathrm{P_{df}}(\mathrm{x}, \mu, \sigma_\mathrm{p}) \times \mathrm{dx} \tag{13.25}$$

où $\mathrm{Ndof} = \mathrm{N_{pixels}} - 5$ ($\mathrm{N_{pixels}}$ est le nombre de pixels utilisés lors de la maximisation de la fonction de vraisemblance et 5 est le nombre de paramètres ajustés).

Le choix de g provient d'un calcul analytique de $< \ln(\mathcal{L}) >$ montrant que sa distribution a une largeur de l'ordre de $\sigma \sim 2/\mathrm{Ndof}$. La distribution attendue pour le paramètre g défini ainsi est donc proche d'une gaussienne centrée sur 0 et de largeur 1. Les distributions de g obtenues sur des régions ON et OFF, ainsi que pour des γ simulés sont montrées figures 13.13. On retrouve, pour les γ, le comportement gaussien attendu. Les distributions obtenues sur les γ simulés et les régions de contrôle du fond sont différentes. Ceci prouve la capacité de sélection de ce paramètre. Lors des analyses, les événements dont le paramètre g est inférieur à 0,7 sont sélectionnés comme candidats γ. Les autres sont rejetés.

Un exemple d'ajustement des images prédites par le modèle semi-analytique sur des images réelles est donné figure 13.14.

13.5.5 Les performances

Afin de reconstuire correctement les spectres en énergie et de contraindre la morphologie des sources, il est nécessaire de connaître la surface effective de collection des γ, la résolution en énergie et la résolution angulaire de l'analyse. Ces grandeurs dépendent de l'énergie des γ, de leur position dans le champ de vue, de l'angle zénithal d'observation et des critères de sélection des γ. Elles sont estimées à partir de simulations de gerbes électromagnétiques à énergies fixes (par pas logarithmiques de 0,2 en énergie, de 30 GeV à 80 TeV), pour différents angles zénithaux θ_z (par pas de 0,1 en cosinus de l'angle, de 0 à 70°) et angles de décalage de la source θ_d dans le champ de vue (entre 0 et 2,5° par pas de 0,5°). Le détecteur est simulé avec un déclenchement de 2 télescopes parmi 4, et les conditions réelles de déclenchement des caméras de 2,5 pixels au-dessus de 4 photo-électrons. Ce travail a fait l'objet d'un poster à la Conférence International Gamma-Ray Astronomy Symposium [172].

Surface effective de détection

La surface de collection d'un détecteur Cherenkov est la surface moyenne sur laquelle une gerbe initiée par un γ va déclencher le système (surface au déclenchement) ou passer les sé-

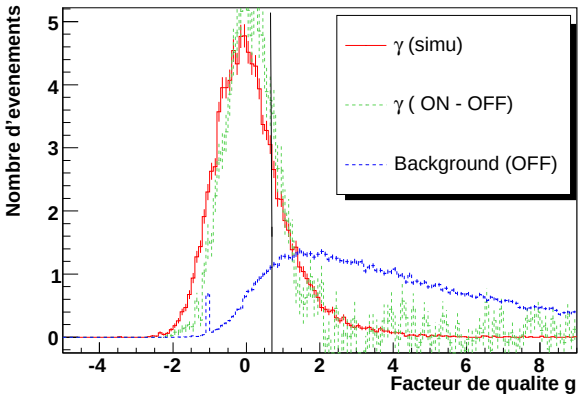
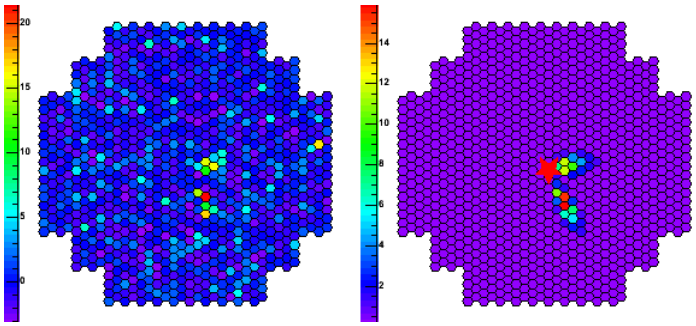
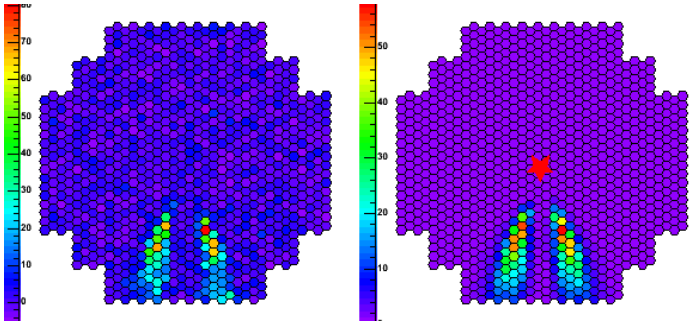


FIG. *13.13:* ***Distributions du facteur de qualité g de l'ajustement de l'anlayse par modèle semi-analytique d'image.*** *Rouge : distribution pour des γ simulés. Vert : distribution ON-OFF pour les γ dans les données. Bleu : distribution pour des événements de fond réels. La ligne noire indique la coupure utilisée lors de l'analyse pour sélectionner les candidats γ : g<0,7.*

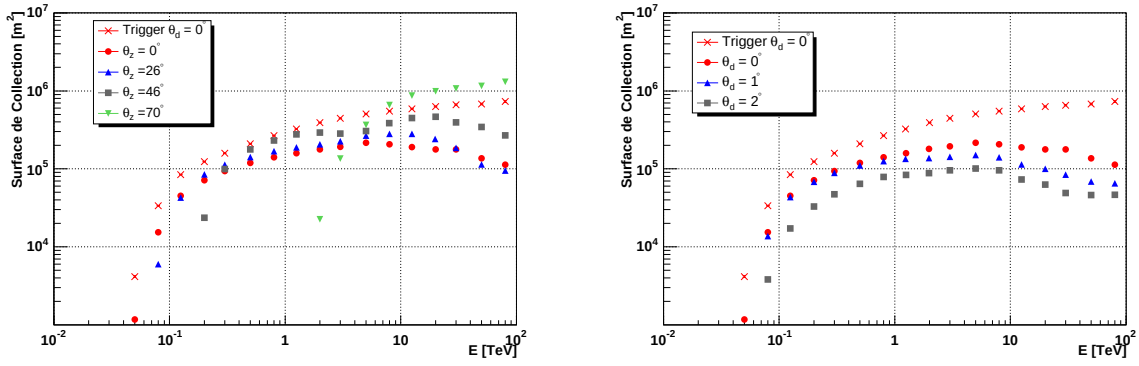


(a) E=50 GeV



(b) E=2 TeV

FIG. *13.14:* ***Comparaison d'images simulées sur axe, contenant du NSB à 100 MHz, (à gauche) avec les images du modèle semi-analytique ajustées correspondantes (à droite).*** *Les gerbes ont été vues par 2 télescopes dont les images sont représentées superposées dans un même champ de vue. La croix rouge à droite indique la position reconstruite. L'échelle de couleur est en nombre de photo-électrons.*



(a) Sur axe. (b) Au zénith.

FIG. *13.15:* ***Surface de collection de l'analyse par modèle semi-analytique en fonction de l'énergie****, à différents angles zénithaux pour une source sur axe et à différents décalages de la source dans le champ de vue pour une source au zénith. La courbe avec des croix est la surface de collection au niveau du déclenchement sur axe et au zénith. Les barres d'erreurs sont plus petites que la taille des symboles.*

lections de l'analyse (surface dans les coupures). Dans ce dernier cas, la surface va dépendre évidemment de l'analyse et des coupures choisies.

La figure 13.15 montre la surface de collection pour le système de 4 télescopes à différents angles zénithaux pour une source sur axe et à différents décalages de la source dans le champ de vue pour une source au zénith.

Lorsque l'angle zénithal de la source augmente, les gerbes se développent plus loin du détecteur. La tâche de lumière Cherenkov au sol est donc plus étalée et la densité de lumière plus faible. La perte de lumière émise par les gerbes de basse énergie, entraîne une augmentation du seuil en énergie du détecteur : sur axe, le seuil augmente de 100 GeV au zénith à 3 TeV à 70°. Par contre, l'accroissement de la taille de la tâche Cherenkov entraîne une collection plus importante des gerbes de haute énergie.

A angle zénithal et à décalage de la source dans le champ de vue fixés, la surface de collection diminue au-delà d'environ $20/\cos(\theta_z)$ TeV. En effet, les modèles d'images ont été générés jusquà cette valeur en énergie et les images à plus hautes énergies sont extrapolées. Par conséquent, l'efficacité de sélection et de reconstruction des γ de haute énergie est plus faible.

Lorsque la source se décale dans le champ de vue, le seuil en énergie augmente, surtout au-delà de 2°. Seules les gerbes de haute énergie sont suffisamment longues pour produire de la lumière dans la caméra lorsque leur origine est à l'extérieur du champ de vue. Même proche du bord du champ de vue des caméras, lorsque la source est décentrée de 2°, la surface de collection est encore de 50% de sa valeur sur axe, permettant comme nous le verrons d'utiliser tout le champ de vue pour la recherche de sources.

Résolution en énergie

On cherche maintenant à estimer la probabilité de reconstruire un événement à une énergie $\tilde{E}$ lorsque son énergie vraie est E. Ceci permet alors de définir la résolution en énergie et les biais induits par l'analyse. La figure 13.16 montre la distribution de la différence $\ln \tilde{E} - \ln E$ [6]

[6] $\Delta \ln E$ est équivalent à la différence relative $\Delta E/E$.

pour différentes valeurs de E et d'angle zénithal. Des distributions sont tabulées en énergie, angle zénithal et décentrage de la source et utilisées lors de la reconstruction spectrale.

En première approximation et malgré de légères asymétries et des queues de distribution, on peut ajuster l'ensemble de ces distributions par une gaussienne. La largeur de cette gaussienne donne la résolution en énergie et sa valeur moyenne correspond au biais de reconstruction. L'évolution de ces paramètres en fonction de l'énergie à différents angles zénithaux pour une source sur axe et à différents décalages de la source dans le champ de vue pour une source au zénith est montrée figure 13.17. La résolution en énergie est comprise entre 10% et 20% et les biais de reconstruction sont inférieurs à 10%. A basse énergie, le biais augmente. En effet, le nombre de particules dans une gerbe d'énergie donnée fluctue autour d'une valeur moyenne, et au niveau du seuil de déclenchement du détecteur, seules les gerbes ayant une fluctuation positive sont sélectionnées. L'énergie maximale du modèle semi-analytique est actuellement de $20/\cos\theta_z$ TeV. De ce fait, l'énergie des γ de plus haute énergie est sous-estimée jusqu'à 30% à 50 TeV et la résolution est dégradée. Lorsque la source est dans le champ de vue ($\theta_d < 2,5°$) et pour des énergies entre le seuil et 20 TeV, la résolution reste stable autour de 15% et le biais inférieur à 10%.

Résolution angulaire

Afin de contraindre la position et la taille des sources, il est important de connaître la probabilité de reconstruire un événement à une distance angulaire θ de la direction réelle de l'origine du γ. La projection sur un axe des positions reconstruites autour de la position vraie donne une distribution centrée sur 0 mais non gaussienne : la distribution est gaussienne jusqu'à $\sim$0,1°, mais il existe ensuite une queue de distribution. On définit donc la résolution angulaire par le rayon dans lequel se trouve 68% des événements, r_{68}. La figure 13.18 montre son évolution en fonction de l'énergie à différents angles zénithaux pour une source sur axe et à différents décalages de la source dans le champ de vue pour une source au zénith. La résolution est constante en fonction de l'énergie (au dessus du seuil), inférieure à 0,06°, pour des angles zénithaux inférieurs à 60°. Elle est légèrement dégradée à plus basse altitude, mais reste inférieure à 0,08°. Elle varie peu en fonction de la position de la source dans la caméra : en bord de champ de vue, la résolution reste inférieure à 0,08° jusqu'à des énergies de 20 TeV.

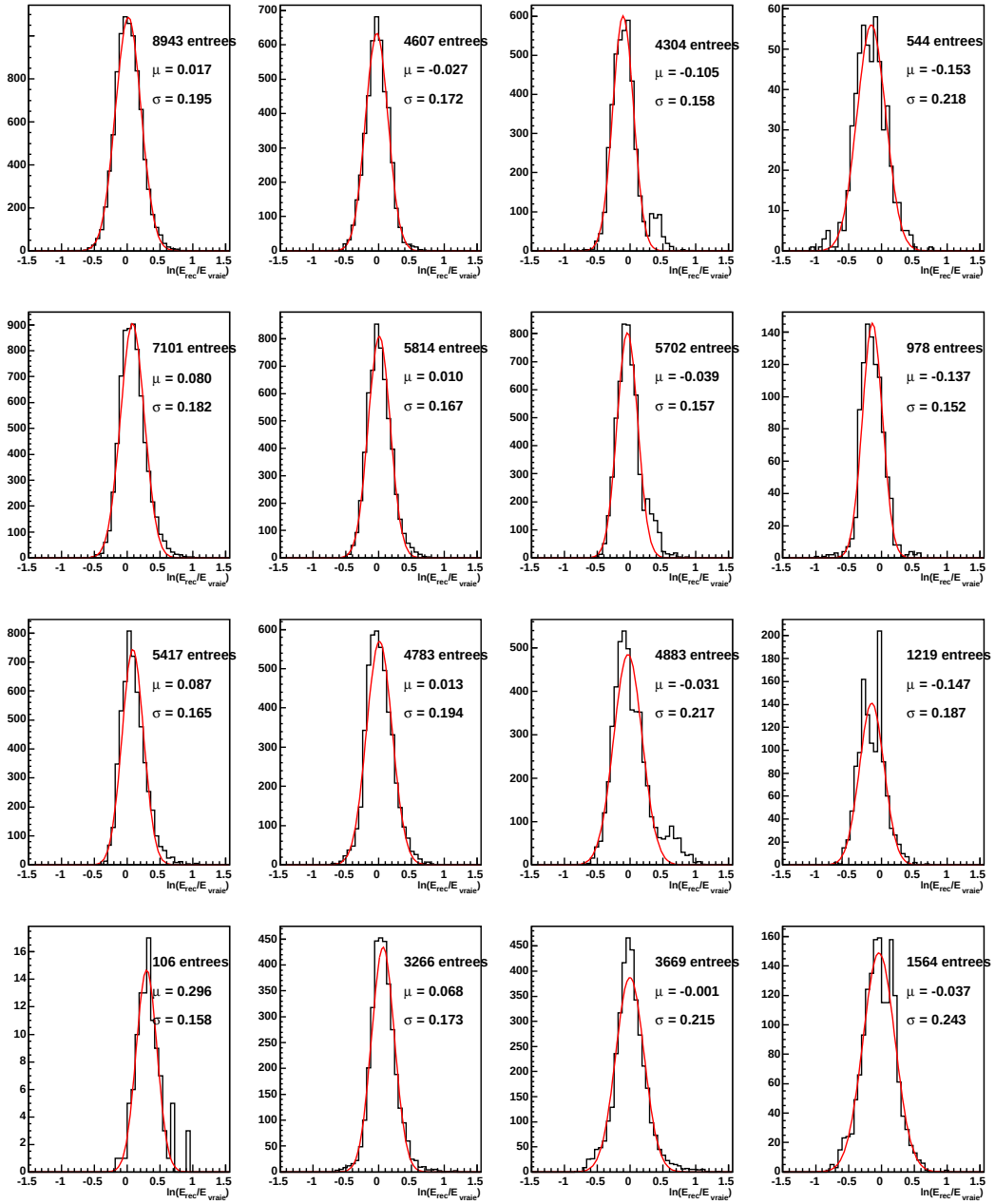
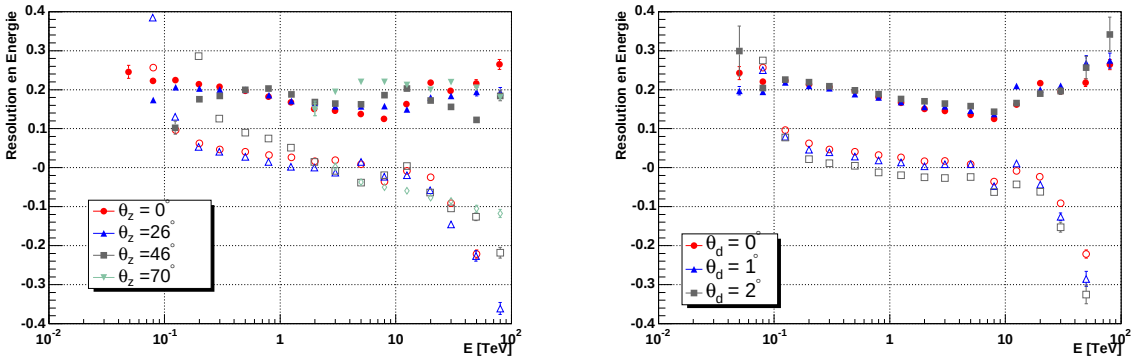
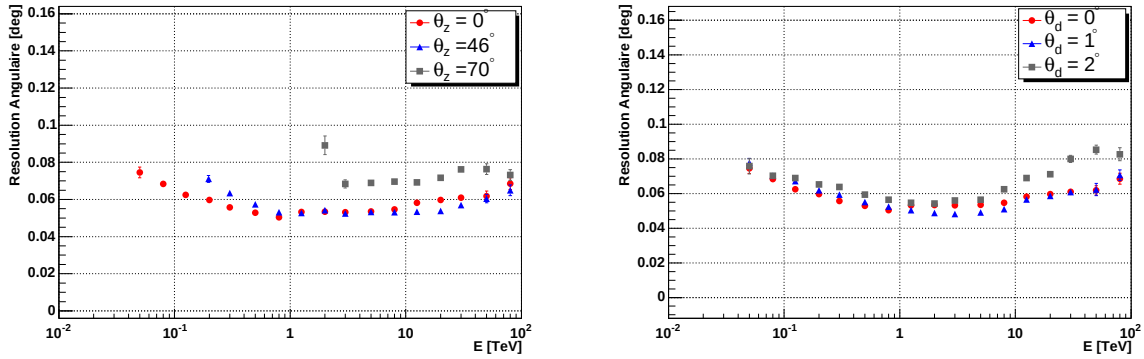


FIG. *13.16:* ***Distributions de la différence*** $\ln\tilde{E}-\ln E$ ***pour différentes valeurs de*** E ***et d'angle zénithal*** *(énergie croissante horizontalement : 0,5, 2, 8 et 30 TeV, angle zénithal croissant verticalement : 0, 32, 46 et 57°). Le nombre d'événements simulés sélectionnés comme candidats* γ *par l'analyse est indiqué. La distribution est ajustée par une gaussienne (courbe rouge) dont la moyenne* μ *et la variance* σ *sont indiquées.*



(a) Sur axe. (b) Au zénith.

FIG. *13.17:* ***Résolution (symboles pleins) et biais (symboles ajourés) en énergie de l'analyse par modèle semi-analytique*** *en fonction de l'énergie, à différents angles zénithaux pour une source sur axe et à différents décalages de la source dans le champ de vue pour une source au zénith.*



(a) Sur axe. (b) Au zénith.

FIG. *13.18:* ***Résolution angulaire en fonction de l'énergie****, à différents angles zénithaux pour une source sur axe et à différents décalages de la source dans le champ de vue pour une source au zénith.*

Chapitre 14

Etude du spectre et de la morphologie des sources détectées

14.1 La méthode de reconstruction spectrale

En astronomie γ entre 100 GeV et quelques dizaines de TeV, l'émission de γ résultent de processus d'accélération de particules et d'émission non thermique de photons. Le flux de γ décroît donc lorsque l'énergie augmente, et le spectre suit généralement une loi de puissance $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ où Γ est l'indice spectral. Pour certaines sources, on s'attend cependant à une forme courbe qui peut être intrinsèque à la source ou provenir de l'absorption des γ par le fond diffus cosmologique infra-rouge. Dans le cas d'annihilation de WIMPS, une raie d'annihilation peut aussi être attendue. La méthode de reconstruction spectrale [154], initialement développée pour la collaboration CAT est basée sur un maximum de vraisemblance et permet de comparer les vraisemblances des différentes formes spectrales possibles. Pour cela, il est nécessaire de connaître précisément la réponse du détecteur en fonction de l'angle zénithal d'observation, du décalage de la source par rapport au centre du champ de vue et de l'énergie du γ : elle est définie par la surface effective de détection des γ et la résolution en énergie. Ces caractéristiques dépendent de la configuration du détecteur au moment des prises de données, du type d'analyse utilisée et des critères de sélection des γ. Elles sont déterminées à partir de simulations et ont été étudiées pour l'analyse par modèle semi-analytique dans la section 13.5.5.

Dans ce chapitre, la méthode de reconstruction spectrale utilisée est expliquée. Puis cette procédure est appliquée à des spectres simulés pour estimer les erreurs systématiques. Le spectre de la nébuleuse de Crabe est reconstruit dans la section 16.

14.1.1 La méthode de maximum de vraisemblance

Deux méthodes de reconstruction spectrale sont utilisées dans la collaboration H.E.S.S.. La première s'appuie sur une soustraction "ON-OFF" directe suivie d'une déconvolution de la distribution en énergie reconstruite par la réponse du détecteur pour déterminer la distribution en énergie vraie des γ. Une forme spectrale est alors ajustée sur cette distribution.
La seconde méthode présentée ici part d'une hypothèse sur la forme spectrale. Le spectre est convolué par la réponse du détecteur : la distribution en énergie reconstruite obtenue est alors comparée à la distribution mesurée pour ajuster les paramètres du spectre. De plus, cette méthode utilise les distributions respectives des nombres d'événements dans la région ON de la source et les régions OFF de contrôle du fond avec une analyse en statistique poissonienne.

On définit d'abord n_z intervalles en angle zénithal

$$\Delta_{i_z} \equiv [\theta_{i_z}^{min}, \theta_{i_z}^{max}]_{i_z=1,n_z}$$

de largeur 0,02 en cosinus. θ_1^{min} correspond généralement au transit de la source sur le site de H.E.S.S.. $\theta_{i_z}^{max}$ peut aller jusqu'à 70°, dernier angle zénithal simulé pour lequel les surfaces effectives et les résolutions en énergie sont connues.

On définit ensuite n_d intervalles en décalage de pointé

$$\Delta_{i_d} \equiv [\phi_{i_d}^{min}, \phi_{i_d}^{max}]_{i_d=1,n_d}$$

de largeur 0.5°. Cet angle définit la distance angulaire de la source étudiée par rapport au centre du champ de vue des caméras.

Enfin, on définit n_e intervalles en énergie reconstruite

$$\Delta_{i_e} \equiv [\widetilde{E}_{i_e}^{min}, \widetilde{E}_{i_e}^{max}]_{i_e=1,n_e}$$

Leur largeur doit être inférieure à la résolution en énergie de l'analyse et nous utilisons donc une largeur de 0,25 en $\ln(E_{TeV})$ (ou 0,109 en $\log 10(E_{TeV})$). Les surfaces effectives et les résolutions en énergie sont connues jusqu'à 80 TeV. Du fait des biais des énergies reconstruites et de la résolution de l'ordre de 20 à 30% à haute énergie, des événements de plus de 50 TeV peuvent être reconstruits dans des intervalles à plus de 80 TeV et réciproquement. L'énergie reconstruite maximale utilisée est donc de l'ordre de 50 TeV.

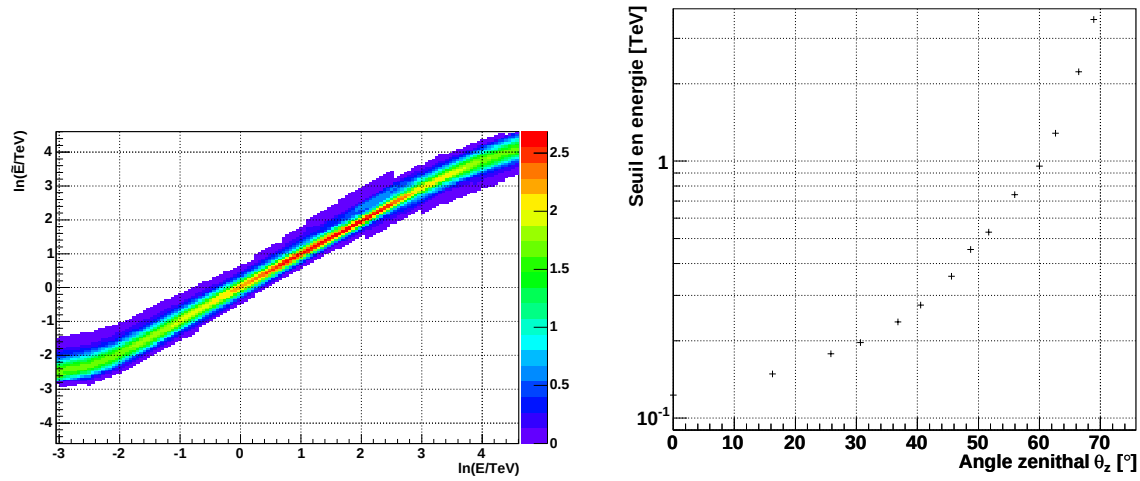
On construit ainsi un ensemble d'intervalles à trois dimensions

$$\Delta_{i_z,i_d,i_e} \equiv \left\{\Delta_{i_z} \otimes \Delta_{i_d} \otimes \Delta_{i_e}\right\}_{i_z=1,n_z;i_d=1,n_d;i_e=1,n_e}$$

Une source potentielle d'erreurs systématiques dans l'analyse des données des imageurs Cherenkov provient de la difficulté de simuler précisément le comportement du détecteur près de son seuil en énergie. Le seuil en énergie doit être le plus bas possible, mais les effets instrumentaux au niveau du seuil risquent de distordre le spectre reconstruit. La figure 14.1(a) montre, pour chaque énergie vraie E, la probabilité de mesurer l'énergie $\tilde{E}$. On constate que, près du seuil du système de télescopes, l'énergie reconstruite est surestimée en raison des sélections, au niveau du déclenchement, des gerbes dont la luminosité a fluctué positivement. Lors de la détermination du spectre, il est nécessaire de définir un seuil en énergie au-dessus duquel les biais sont contrôlés, c'est-à-dire au-dessus duquel l'énergie reconstruite dépend linéairement de l'énergie vraie. Nous définissons ce seuil comme l'énergie à laquelle la surface effective atteint 20% de sa valeur maximale (figure 13.15). Pour chaque intervalle Δ_{i_z,i_d}, le choix de l'intervalle le plus bas en énergie tient compte du fait que le seuil de détection des γ de H.E.S.S. augmente avec l'angle zénithal et l'angle de décalage des observations. L'évolution du seuil utilisé en fonction de l'angle zénithal pour des γ arrivant au centre du champ de vue est donnée figure 14.1(b).

Pour chaque intervalle Δ_{i_z,i_d,i_e}, le nombre d'événements passant les coupures (candidats γ) sont déterminés dans la région ON de la source et dans les régions OFF de contrôle du fond. Une fonction de vraisemblance $\mathcal{L}$ est construite en supposant des distributions poissoniennes pour les nombres d'événements dans les données ON et OFF. La réponse du détecteur est prise en compte lors du calcul du nombre moyen de γ attendus dans l'intervalle Δ_{i_z,i_d,i_e} :

$$S_{i_z,i_d,i_e}^{theo} = t_{ON}^{i_z,i_d} \times \int_{\widetilde{E}_{i_e}^{min}}^{\widetilde{E}_{i_e}^{max}} d\widetilde{E} \int_0^{\infty} dE \left[\frac{dN}{dE}\right]^{theo} \times \mathcal{A}(\bar{\theta_{i_z}}, \phi_{i_d}, E) \times P_{DF}(\bar{\theta_{i_z}}, \phi_{i_d}, E, \widetilde{E})$$



(a) Densité de probabilité. (b) Seuil en énergie vs angle zénithal.

FIG. 14.1: ***Seuil en énergie.*** *(a) Densité de probabilité de reconstruire un événement d'énergie vraie E à une énergie $\tilde{E}$. L'effet de sélection par le système de déclenchement induit un biais positif sous le seuil en énergie. (b) Variation du l'énergie minimale choisie pour l'analyse spectrale en fonction de l'angle zénithal θ_z.*

où $\left[\frac{dN}{dE}\right]^{theo}$ est la forme supposée du spectre, $\bar{\theta_{i_z}}$ l'angle zénithal moyen défini par $cos(\bar{\theta_{i_z}}) = \frac{1}{2}\left[cos(\theta_{i_z}^{min}) + cos(\theta_{i_z}^{max})\right]$, $\mathcal{A}$ la surface effective de détection des γ d'énergie vraie E, P_{DF} la densité de probabilité de reconstruire un γ d'énergie vraie E à une énergie $\widetilde{E}$ et $t_{ON}^{i_z,i_d}$ le temps d'observation de la source dans l'intervalle Δ_{i_z,i_d}. $\widetilde{E}_{i_e}^{min}$ et $\widetilde{E}_{i_e}^{max}$ sont les bornes en énergie de l'intervalle considéré. Le calcul complet de $\mathcal{L}$ est détaillé en annexe B.

Les paramètres définissant la forme spectrale sont alors ajustés par maximisation de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}$. Les formes couramment testées sont :

– une loi de puissance :

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \times \left(\frac{E}{E_{ref}}\right)^{-\Gamma} \tag{14.1}$$

– un spectre courbé :

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \times \left(\frac{E}{E_{ref}}\right)^{-\Gamma-\beta\times\ln(E/E_{ref})} \tag{14.2}$$

où β est le paramètre de courbure.

– une loi de puissance avec coupure exponentielle :

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 \times \left(\frac{E}{E_{ref}}\right)^{-\Gamma} \times e^{-\beta\times E/E_{ref}} \tag{14.3}$$

où l'énergie de coupure en TeV est donnée par $E_c = 1/\beta$.

Toutes les énergies sont données en TeV. E_{ref} est l'énergie de référence, Γ l'indice spectral et Φ_0 la normalisation du flux en $\mathrm{TeV}^{-1}\mathrm{m}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. En échelle logarithmique, la loi de puissance correspond à une fonction affine et le spectre courbé apparaît parabolique.

Afin de déterminer l'hypothèse la plus probable entre deux formes spectrales notées 1 et 2, les deux maximisations sont effectuées. Le rapport de vraisemblance $\lambda = -2 \times \ln\left(\frac{\mathcal{L}_1}{\mathcal{L}_2}\right)$ permet de déterminer l'hypothèse la plus vraisemblable. Ce rapport se comporte en effet comme un χ^2 à un degré de liberté : dans le cas où λ est positif, l'hypothèse 1 est plus probable que la seconde avec une significativité de $\sqrt{\lambda}\,\sigma$.

Après maximisation de la fonction de vraisemblance, le contour à 68% de confiance sur le flux en fonction de l'énergie est représenté. Pour contrôler la qualité de l'ajustement, les résidus associés sont toujours montrés. Ils sont définis par le rapport, dans chaque intervalle Δ_{i_e}, entre le nombre de γ mesurés et le nombre de γ attendus pour le spectre trouvé. De même, des "points expérimentaux" sont donnés, mais ils sont définis à partir du spectre ajusté et non l'inverse. Ils ne sont donc qu'une autre représentation de la qualité de l'ajustement et de la statistique disponible.

14.1.2 Les sources d'erreurs systématiques

Reconstruction de spectres simulés

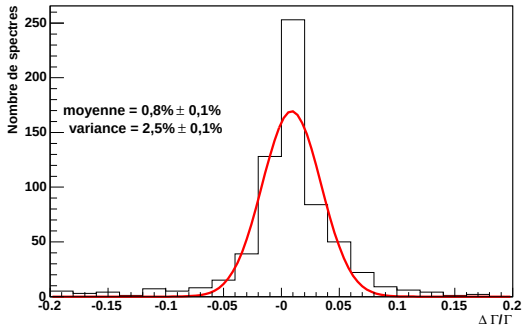
Afin de tester la cohérence interne de l'analyse spectrale, 653 spectres en loi de puissance ont été simulés en direction du sud, avec des indices spectraux entre 2,0 et 3,6, des angles zénithaux entre 0° et 63° et des décalages de pointé de 0° à 2,5°. Le nombre de γ simulés est au minimum de 800 000 par spectre. Ils sont normalisés de telle sorte que le flux intégré au dessus de 1 TeV soit égal à $10^{-12}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. Un taux de NSB de 100 MHz est utilisé dans ces simulations. Les conditions de déclenchement sont les conditions usuelles des observations en stéréoscopie : 2,5 pixels au dessus de 4 photo-électrons dans au moins 2 télescopes. Des événements OFF sont ajoutés selon une loi de puissance en $E^{-2.4}$ avec une normalisation $\beta_{ON/OFF}$ de 0,2 et un rapport signal sur fond de 0,3. Ces deux dernières valeurs sont de l'ordre de celles observées dans les données. Un échantillon des spectres reconstruits est donné dans la table 14.1.

Les figures 14.2(a) et 14.2(b) montrent la résolution globale de la reconstruction spectrale, obtenue à partir de 653 spectres simulés, sur les deux paramètres du spectre en loi de puissance, l'indice spectral Γ et le flux Φ intégré au-dessus de 1 TeV. Pour un des deux paramètres, noté P, ΔP est la différence entre la valeur reconstruite et la valeur simulée, et dP est l'erreur statistique de l'ajustement sur le paramètre reconstruit. Il apparaît un biais de reconstruction, de 1% sur l'indice spectral et de 5% sur le flux, avec des résolutions de 3% et 7% respectivement. La résolution dépend fortement de l'intensité de la source : afin de s'affranchir de ce problème, les spectres simulés contiennent plus de 800 000 γ. Cependant, elle dépend aussi de l'angle zénithal, de la position de la source dans le champ de vue et du l'indice spectral de la source. La diminution de la résolution lorsque Γ augmente est observée qualitativement sur le distribution des indices spectraux reconstruits en fonction des indices spectraux simulés est donnée sur la figure 14.2(e).

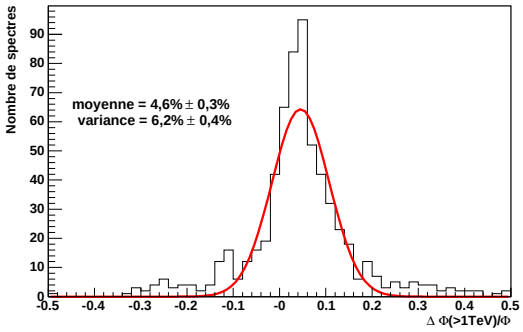
Idéalement, les distributions $\Delta P/dP$ montrées sur les figures 14.2(c) et 14.2(d) doivent être des gaussiennes centrées sur 0 et de largeur 1. La présence de biais dans la reconstruction des paramètres décale leur valeur moyenne. La largeur de ces distributions doit être de 1 si les erreurs statistiques sont correctement estimées. Le fait d'avoir une largeur plus grande peut être expliquée par deux hypothèses :

- les erreurs statistiques sont sous-estimées,
- les biais ne sont pas constants sur l'ensemble des spectres reconstruits.

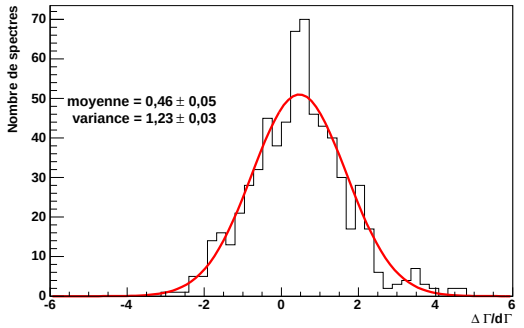
Afin de trouver l'origine de cet élargissement, les mêmes distributions sont calculées en séparant



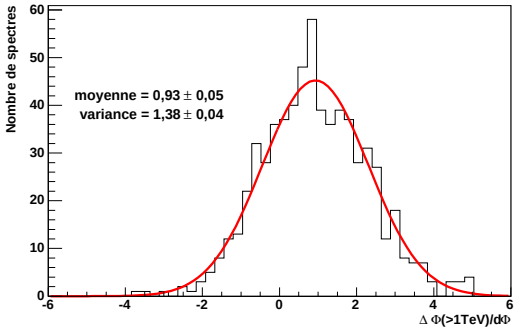
(a) Distribution de $\Delta\Gamma/\Gamma$.



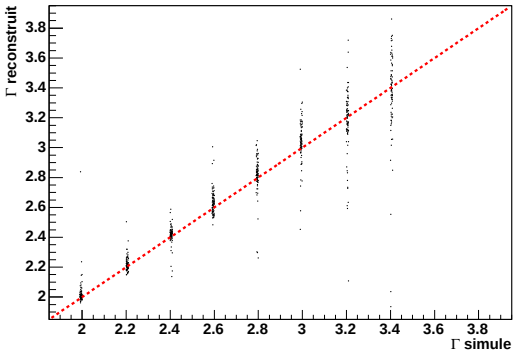
(b) Distribution de $\Delta\Phi/\Phi$.



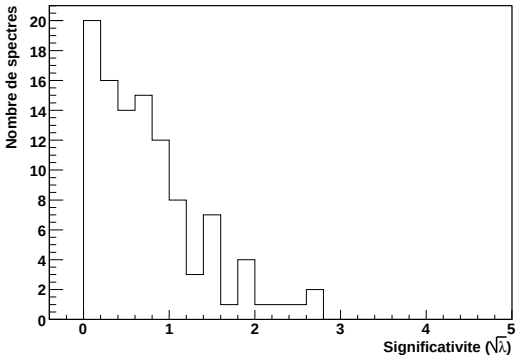
(c) Distribution de $\Delta\Gamma/d\Gamma$.



(d) Distribution de $\Delta\Phi/d\Phi$.



(e) Γ reconstruit vs Γ simulé.



(f) Distribution de $\sqrt{\lambda}$.

FIG. *14.2:* ***Distributions des paramètres spectraux reconstruits sur 653 spectres simulés.*** *(a,b) Distributions des erreurs relatives sur l'indice spectral Γ et le flux Φ intégré au-dessus de 1 TeV pour la recherche de biais et l'étude de la résolution spectrale. (c,d) Distributions des écarts des paramètres à leur valeur vraie, relatifs à l'erreur statistique. (e) Corrélation entre les indices spectraux reconstruits et simulés. La droite pointillée indique $\Gamma_{reconstruit} = \Gamma_{simule}$. (f) Distribution de la significativité de l'ajustement d'un spectre courbé sur un spectre en loi de puissance, comparé par rapport de vraisemblance à l'ajustement par un spectre en loi de puissance (réalisé sur 107 spectres simulés).*

θ_z	θ_d	Γ	$\widetilde{E}^{min}$	Γ^{lp}	Φ^{lp}
0	0.0	2.2	0.166	2.21 ± 0.01	1.00 ± 0.02
0	0.0	2.6	0.166	2.63 ± 0.02	0.96 ± 0.04
0	0.0	3.0	0.166	3.08 ± 0.07	0.87 ± 0.12
0	1.0	2.2	0.123	2.20 ± 0.01	1.04 ± 0.02
0	1.0	2.6	0.123	2.62 ± 0.02	1.00 ± 0.04
0	1.0	3.0	0.123	3.03 ± 0.05	1.01 ± 0.11
0	2.5	2.2	0.166	2.22 ± 0.02	1.05 ± 0.03
0	2.5	2.6	0.166	2.62 ± 0.03	1.02 ± 0.06
0	2.5	3.0	0.166	2.98 ± 0.08	1.11 ± 0.17
26	0.0	2.2	0.224	2.21 ± 0.01	1.03 ± 0.02
26	0.0	2.6	0.224	2.54 ± 0.03	1.11 ± 0.04
26	0.0	3.0	0.224	2.89 ± 0.05	1.26 ± 0.09
46	0.0	2.2	0.408	2.16 ± 0.02	1.04 ± 0.02
46	0.0	2.6	0.408	2.62 ± 0.03	1.05 ± 0.04
46	0.0	3.0	0.408	2.98 ± 0.06	1.10 ± 0.07
67	0.0	2.2	2.470	2.17 ± 0.05	1.00 ± 0.06
67	0.0	2.6	2.470	2.54 ± 0.12	0.92 ± 0.14
67	0.0	3.0	2.470	3.02 ± 0.26	1.09 ± 0.34

TAB. *14.1:* ***Reconstruction de spectres en loi de puissance simulés.*** *Sont indiqués : l'angle zénithal en degrés θ_z, l'angle de décalage du pointé en degrés θ_d, l'indice spectral du spectre simulé Γ, l'énergie minimale utilisée pour l'ajustement $\widetilde{E}^{min}$ en TeV, et les paramètres reconstruits pour une hypothèse de spectre en loi de puissance : Γ^{lp} est l'indice spectral et Φ^{lp} le flux intégré au-dessus de 1 TeV.*

les spectres en plusieurs lots plus homogènes en angle zénithal, en position des sources dans le champ de vue et en indice spectral. Les largeurs des distributions $\Delta P/dP$ sont de 1,1, indiquant que les erreurs statistiques sont estimées correctement. L'élargissement des distributions est donc dû à un biais qui varie avec les paramètres θ_z, θ_d et Γ.

Cette étude a permis d'estimer les erreurs systématiques liées à la méthode de reconstruction des spectres. Les incertitudes sur l'indice spectral et le flux sont respectivement de 1% et 5% pour les spectres durs ($\Gamma \leq 2,6$), et de 3% et 10% pour les spectres mous ($\Gamma \geq 2,8$). Pour les spectres mous, les erreurs sont d'autant plus grandes que le seuil en énergie augmente, c'est-à-dire que l'angle zénithal d'observation augmente.

Comparaison d'hypothèses concernant la forme du spectre. Les spectres ont été ajustés par une forme en loi de puissance (lp) et une forme courbe (cb) en utilisant les surfaces effectives et les résolutions en énergie pour un pointé en direction du sud. Lorsque le spectre simulé est une loi de puissance, la distribution de la significativité ($\sqrt{\lambda}$) obtenue est montrée sur la figure 14.2(f). Comme le spectre courbé a un paramètre de plus que le spectre en loi de puissance, le maximum de vraisemblance $\mathcal{L}_{cb}$ est toujours supérieur à $\mathcal{L}_{lp}$. Il en résulte une significativité toujours positive en faveur du spectre courbe. Pour des spectres en loi de puissance, la significativité en faveur de spectre courbe ne dépasse pas 4 σ. On demandera pour les analyses une valeur supérieure à 5 afin de conclure quant à la présence d'une courbure dans le

spectre.

Ces résultats confirment la cohérence interne de la méthode de reconstruction spectrale et des méthodes d'interpolation des surfaces effectives et des résolutions en énergie. Cette méthode n'induit pas de biais dans la forme du spectre et retrouve correctement la forme la plus vraisemblable.

Variations des paramètres d'étalonnage

La surface effective et la résolution en énergie utilisées lors de la reconstruction spectrale sont estimées à partir de simulations avec des caméras parfaites, c'est-à-dire sans pixels non-opérationnels et avec des gains à leur valeur nominale. Cependant, la probabilité de déclenchement des caméras par une gerbe varie en fonction du gain de la chaîne électronique et de l'efficacité globale de collection de lumière. Il apparaît donc des imprécisions dans l'estimation des acceptances aux γ dès lors que les facteurs d'étalonnage utilisés dans les simulations ne reflètent pas la situation réelle au moment précis de la prise de données.

Variations du gain des PMs. Le réajustement des hautes tensions pour régler les gains à leur valeur nominale de 80 pas d'ADC par photo-électron est réalisée une fois par an. La valeur moyenne des gains avant le réajustement est de l'ordre de 70 pas d'ADC par photo-électron, diminuant l'acceptance au niveau du déclenchement. Afin d'évaluer l'effet de ces écarts sur les spectres reconstruits, des spectres ont été simulés avec un gain de 70 pas d'ADC par photo-électron puis reconstruits à partir des surfaces effectives connues pour un gain de 80. La forme spectrale est reconstruite correctement mais les flux reconstruits sont surestimés de 5%.

Présence de pixels non-opérationnels Un deuxième effet est lié aux pixels non opérationnels lors des acquisitions. Leur présence diminue l'acceptance aux γ et la précision de la reconstruction. La fraction de pixels non opérationnels dans les acquisitions est en moyenne de 3%. Nous avons simulé la réponse du détecteur à des spectres de γ en ajoutant 10% et 20% de pixels non opérationnels par caméra (ils sont distribués aléatoirement sur la caméra et ne reproduisent donc pas la réalité dans laquelle les pixels non opérationnels liés à des ARS instables sont regroupés par quatre). Les spectres sont reconstruits correctement et aucun effet systématique lié à la présence de pixels non utilisés lors de l'analyse n'apparaît.

Distribution des observations en azimuth

Le développement des gerbes électromagnétiques dans l'atmosphère varie en fonction de l'azimuth de leur direction d'arrivée. Ces variations sont liées à l'angle entre la direction de la gerbe et le champ magnétique terrestre. Actuellement, les surfaces effectives et résolutions en énergie du détecteur H.E.S.S. sont connues pour des γ arrivant du nord et du sud. Une source donnée est généralement observée sur une large plage d'angle azimuthal où la réponse du détecteur est intermédiaire.

Pour estimer les erreurs systématiques, les spectres de γ simulés au sud sont reconstruits en utilisant les surfaces effectives et les résolutions en énergie pour des γ arrivant du nord. Les indices spectraux sont sous-estimés de 2%, et le flux est sous-estimé de 7%.

Bruit de fond du ciel

Le NSB ajoute du bruit dans les images des gerbes vues par les télescope de H.E.S.S.. On s'attend donc à ce que les images près du seuil soient moins bien reconstruites en présence de NSB. En particulier, la résolution en énergie risque d'être dégradée lorsque le NSB augmente. Des spectres ont été simulés avec des taux de NSB compris entre 10 MHz et 800 MHz, puis reconstruits à partir de la réponse du détecteur connue pour le taux de NSB moyen en Namibie de 100 MHz. Les spectres sont reconstruits correctement pour des taux inférieurs à 200 MHz. Pour un taux de 500 MHz, les flux sont surestimés de 20% pour des spectres durs ($\Gamma = 2,2$) à 60% pour des spectres mous ($\Gamma = 3,0$) mais les indices spectraux sont reconstruits sans erreur systématique. Au-delà, la reconstruction n'est plus valable car les images de gerbes γ sont largement dominées par le bruit du ciel.

Variations des conditions atmosphériques

L'analyse spectrale s'appuie sur des simulations utilisant les caractéristiques d'une atmosphère 'standard'. Les densités de diffuseurs et d'absorbeurs sont supposées constantes et les variations de transparence lors des observations ne sont pas prises en compte. Pour limiter les incertitudes, seules les observations de bonne qualité sont utilisées lors de la reconstruction spectrale. Leur sélection est exposée dans le chapitre 15. Les erreurs systématiques sur le flux reconstruit, liées aux conditions météorologiques, sont estimées à 15%. A priori, l'effet le l'atmosphère est global et ne devrait pas distordre de façon importante la forme du spectre reconstruit. L'estimation précise de ces erreurs nécessite une étude systématique, utilisant les données des mesures météorologiques, qui dépasse le cadre de cette thèse.

Résumé

Le tableau suivant résume les causes des erreurs systématiques et leurs amplitudes sur l'indice spectral et le flux reconstuit. Au total, en supposant que les écarts entre les simulations et les données soient maximales en ce qui concerne la direction azimuthale et le gain des PMs, les erreurs sont de ±2% sur l'indice spectral et ±27% sur le flux. Dans le cas général, l'incertitude utilisée sur le flux est de 20%, et l'incertitude utilisée sur l'indice spectral est de $\pm 0,1$.

Cause d'erreur	Indice spectral	Flux
Pertes de gain ($\gamma_e^{ADC,HG} = 70$)	<1%	+5%
Présence de pixels non-opérationnels isolés (<20%)	<1%	<1%
Azimuth (écart de 180°)	±2%	±7%
NSB (<200 MHz)	<1%	<1%
Conditions atmosphériques	faible	±15%

14.1.3 La détermination des courbes de lumière

Une manière de suivre l'activité d'une source est d'utiliser son flux intégré au-delà d'une certaine énergie E_0 commune à toutes les observations. Ce suivi peut se faire à différentes échelles de temps, allant de quelques minutes sur les sources fortes à plusieurs jours.

La détermination des courbes de lumière repose sur la connaissance de la forme spectrale de la source ajustée par la méthode décrite prédédemment. Pour chaque intervalle temporel, les intervalles Δ_{i_z,i_d,i_e} sont définis comme pour l'analyse spectrale. Ensuite, seul le paramètre de

normalisation du flux est ajusté en maximisant la même fonction de vraisemblance que pour la reconstruction spectrale. On peut alors calculer le flux intégré au dessus de l'énergie seuil E_0 et l'erreur associée. La courbe de lumière est donnée par l'évolution du flux en fonction du temps.

14.2 La méthode d'analyse de la morphologie des sources

La résolution angulaire du détecteur H.E.S.S., inférieure à 6', permet de contraindre la position et la taille des sources observées avec beaucoup plus de précision que les expériences d'astronomie γ précédentes. Une méthode basée sur un maximum de vraisemblance a été développée pour étudier la morphologie des sources. Cette méthode part d'une hypothèse sur la morphologie de la source (c'est-à-dire la distribution à deux dimensions de sa luminosité). La morphologie est alors convoluée par la résolution angulaire du détecteur : la distribution des événements reconstruits obtenue est alors comparée à la distribution mesurée pour ajuster les paramètres décrivant la forme de la source. De la même façon que pour l'analyse spectrale, cette méthode utilise les distributions poissoniennes respectives des nombres d'événements dans la région ON de la source et les régions OFF de contrôle du fond.

Actuellement, l'analyse est faite en deux étapes distinctes. La taille de la source est contrainte à partir des distributions en θ^2, en supposant que la position de la source est à l'origine de la mesure des angles θ. La position de la source est contrainte à partir des distributions des événements ON et OFF sur le ciel, en supposant que la source est ponctuelle.

14.2.1 Construction de la résolution angulaire moyenne

La résolution angulaire est définie comme la probabilité de reconstruire un événement à une distance angulaire θ de son origine réelle. La résolution angulaire du détecteur H.E.S.S. dépend de l'énergie, de l'angle zénithal θ_z et de la position dans le champ de vue θ_d des événements reconstruits. En pratique, la résolution angulaire est tabulée en fonction de l'indice spectral Γ de la source, et des angles θ_z et θ_d. Pour chaque lot de paramètres, la résolution angulaire $P_{SF}(\Gamma, \theta_z, \theta_d, \theta)$ est connue à partir de la distribution en θ^2 obtenue sur les simulations de spectres. Les spectres en loi de puissance ont été simulés pour des angles zénithaux entre 0° et 70°, des décalages de la source dans le champ de vue entre 0° et 2,5° et des indices spectraux entre 2,0 et 3,6 par pas de 0,2.

Lors de l'analyse, des prises de données à différents θ_z et θ_d sont accumulées ensemble. La résolution angulaire variant en fonction de ces paramètres, il est nécessaire d'estimer la résolution angulaire moyenne du lot de données analysé. On note T^i, θ_z^i et θ_d^i les durées effectives, angles zénithaux et décalages dans le champ de vue de chacune des acquisitions indexées par i, et Γ l'indice spectral reconstruit pour la source étudiée. La résolution angulaire moyenne est alors donnée par :

$$P_{SF}(\theta) \;=\; \frac{1}{N} \times \sum_i \left[T^i \times P_{SF}(\Gamma, \theta_z^i, \theta_d^i, \theta) \right] \tag{14.4}$$

où le facteur de normalisation N est calculé de telle sorte que l'intégrale de la $P_{SF}(\theta)$ soit égale à 1.

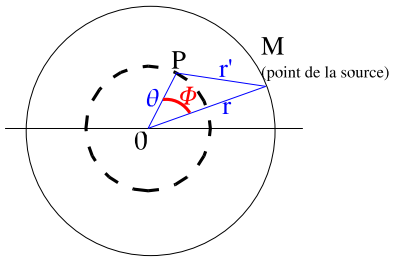


FIG. *14.3:* ***Définition des paramètres utilisés pour prédire la distribution en θ^2 en réalisant la convolution de la luminosité de la source avec la résolution angulaire.*** *O est l'origine pour la mesure des distances reconstruites θ. Pour un point M de la source, on note r sa distance au centre O de la source. L'angle ϕ permet de décrire tous les points à la distance θ de 0. r' est la distance entre la position réelle du point source M et la position reconstruite P.*

14.2.2 Ajustement des paramètres de forme de la source γ

Les paramètres de forme de la source γ sont ajustés sur la distribution en θ^2 en supposant que la source est invariante par rotation autour de l'axe $\theta = 0$. La distribution en θ^2 définit n_t intervalles en θ^2

$$\Delta_{i_t} \equiv [\theta^{2,min}_{i_t}, \theta^{2,max}_{i_t}]_{i_t=1,n_t}$$

Pour chaque intervalle Δ_{i_t}, le nombre d'événements passant les coupures sont déterminés pour la position ON de la source et les régions OFF de contôle du fond. Une fonction de vraisemblance est construite en prenant en compte le caractère poissonien de ces distributions. La P_{SF} moyenne est prise en compte lors du calcul du nombre moyen de γ attendus dans cet intervalle pour une source dont la luminosité en fonction de la distance r au centre est décrite par $\mathcal{L}(r) = \frac{d^2N}{dr^2}$. La forme la plus couramment utilisée est une gaussienne.

Calcul du nombre de γ attendus par intervalle en θ^2 La luminosité de la source est définie comme le flux de γ attendus à la distance angulaire r de la position O supposée de la source. La résolution angulaire $P_{SF}(r')$ décrit la probabilité de reconstruire un événement à une distance angulaire r' de son origine réelle. Les différentes variables sont schématisées sur la figure 14.3. Pour un anneau de la source à une distance r de O, le flux d'événements reconstruits à la distance θ de O par tranche dr est donné par :

$$F(\theta) \;=\; \mathcal{L}(r)\, r\, dr \int_0^{2\pi} P_{SF}(r')\, \theta\, d\phi \tag{14.5}$$

où $r'^2 = \theta^2 + r^2 - 2\theta r \cos\phi$. Le nombre attendu d'événements reconstruits entre $\theta^{min}_{i_t}$ et $\theta^{max}_{i_t}$ est alors donné en intégrant sur toutes les positions r possibles de la source et sur l'anneau en θ et en prenant en compte la durée effective d'observation :

$$S^{theo}_{i_t} \;=\; t_{ON} \int_{\theta^{min}_{i_t}}^{\theta^{max}_{i_t}} d\theta \int_0^{\infty} dr\, r\mathcal{L}(r) \int_0^{2\pi} d\phi\, P_{SF}(r')\, \theta \tag{14.6}$$

$$\;=\; \frac{t_{ON}}{4} \int_{\theta^{2,min}_{i_t}}^{\theta^{2,max}_{i_t}} d\theta^2 \int_0^{\infty} dr^2 \mathcal{L}(r) \int_0^{2\pi} d\phi\, P_{SF}(r') \tag{14.7}$$

14.2.3 Ajustement de la forme et de la position de la source

Les paramètres x_{pos} et y_{pos} donnant la position de la source dans le ciel, ainsi que les paramètres décrivant la forme de la source sont ajustés à partir des cartes à deux dimensions de la distribution des événements ON et OFF. Les coordonnées x et y sont définies dans le système galactique ou le système équatorial selon les analyses. La carte du ciel définit des intervalles à deux dimensions en x et y :

$$\Delta_{i_x,i_y} \equiv \left\{\Delta_{i_x} \otimes \Delta_{i_y}\right\}_{i_x=1,n_x;i_y=1,n_y}$$

De la même façon que précédemment, une fonction de vraisemblance est construite en prenant en compte les distributions poissoniennes de chaque intervalle. On utilise la P_{SF} moyenne du lot de données analysé. Le nombre de γ attendus dans chaque intervalle est donné par :

$$S^{theo}_{i_x,i_y} = t_{ON} \times \int_{x^{min}_{i_x}}^{x^{max}_{i_x}} dx \int_{y^{min}_{i_y}}^{y^{max}_{i_y}} dy\, P_{SF}(\theta^2) \times \mathcal{L}(x - x_{pos}, y - y_{pos}) \quad (14.8)$$

$$\text{avec } \theta^2 = (x - x_{pos})^2 + (y - y_{pos})^2 \quad (14.9)$$

Dans le cas général d'une source non ponctuelle et sans symétrie particulière, le nombre de γ attendus dans chaque intervalle est donné par :

$$S^{theo}_{i_x,i_y} = t_{ON} \times \int_{x^{min}_{i_x}}^{x^{max}_{i_x}} dx \int_{y^{min}_{i_y}}^{y^{max}_{i_y}} dy \int_{-\infty}^{\infty} dX \int_{-\infty}^{\infty} dY\, P_{SF}(\theta^2) \times \mathcal{L}(\Delta X, \Delta Y) \quad (14.10)$$

$$\text{avec } \mathcal{L}(x,y) = dN/(dx.dy) \quad (14.11)$$

$$\Delta X = X - x_{pos} \quad (14.12)$$

$$\Delta Y = Y - y_{pos} \quad (14.13)$$

$$\theta^2 = (x - (X - x_{pos}))^2 + (y - (Y - y_{pos}))^2 \quad (14.14)$$

Chapitre 15

Sélection des observations

Il est nécessaire de préciser la procédure de sélection des acquisitions. Ces sélections sont principalement basées sur l'état de l'atmosphère au moment des observations et sur l'état de l'électronique des imageurs. Deux types de sélections des acquisitions ont été définis : l'un permet la découverte de sources, l'autre plus strict permet l'étude du spectre et du flux des sources qui dépendent fortement des conditions atmosphériques. Nous donnons maintenant les principaux critères de sélection utilisés pour l'analyse spectrale.

15.1 Etat du détecteur

Nous avons vu au chapitre 9 que des voies non opérationnelles sont exclues de l'analyse. On exige que la fraction de voies exclues, f_{exclus}, reste inférieure à 10%. La distribution de f_{exclus} est donnée sur la figure 9.3 : cette sélection ne rejette que 1% des observations.

Une durée d'acquisition minimale de 5 minutes est demandée car une courte durée est toujours liée à un mauvais déroulement des observations.

La distribution du temps mort du système est donnée figure 6.3(b). Les prises de données pour lesquelles le temps mort est supérieur à 20% sont rejetées, ce qui représente 5% des données.

15.2 Conditions atmosphériques

L'atmosphère est contrôlée en permanence par de nombreux outils décrits dans la section 7.3. Le dépouillement et l'analyse de tous les paramètres mesurés est en cours pour avoir une meilleure connaissance de l'atmosphère sur le site en Namibie et améliorer les critères de sélection des observations. Actuellement, nous n'utilisons que les données des radiomètres lors de la sélection. Ceux-ci permettent de déterminer la présence de nuages dans le champ de vue des télescopes (jusqu'à une altitude de 10 à 20 km).

On examine les variations éventuelles de la température mesurée par les radiomètres. Un exemple de son évolution en fonction du temps est montré sur la figure 7.1(b) pour une prise de données avec des passages nuageux. On calcule trois paramètres sur ces distributions :

- $< \theta >$, la valeur moyenne de la température pour toute l'acquisition,
- V_θ, la variation relative (en %) de la température pendant l'acquisition : $V_\theta = 100 \frac{p_1 . T_{obs}}{<\theta>}$ où p_1 est la pente de l'ajustement sur les données d'une évolution linéaire au cours du temps : $\tilde{\theta}(t) = p_0 + p_1 . t$, et T_{obs} est la durée totale de l'acquisition,

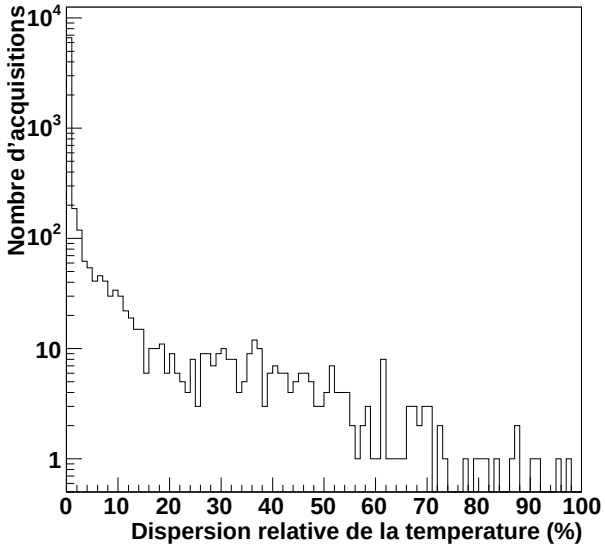


FIG. *15.1:* ***Distribution de la dispersion relative de la température du ciel mesurée par les radiomètres au cours des acquisitions.***

– D_θ, la dispersion relative (en %) de la température pendant l'acquisition : $D_\theta = 100\frac{\sigma}{<\theta>}$, où σ est l'écart-type suivant : $\sigma = \sqrt{\text{var}[\theta(t) - \tilde{\theta}(t)]}$

Nous avons vu dans la section 7.3.1 que la température moyenne $< \theta >$ augmente avec l'angle zénithal de la direction d'observation. Cet effet n'est actuellement pas corrigé et ce paramètre n'est donc pas utilisé pour la sélection. Par contre, la dispersion relative D_θ ne dépend que de la présence ou non de nuages. Sa distribution est montrée sur la figure 15.1. La sélection des données pour lesquelles D_θ est inférieure à 5% rejette 10% des observations[1].

15.3 Taux de déclenchement

Les variations du taux de déclenchement du système sont liées le plus souvent aux conditions météorologiques, le taux de déclenchement étant plus faible en présence de nuages (parfois invisibles pour le radiomètre), mais peuvent aussi signaler des problèmes liés à l'acquisition.

En pratique, on suit l'évolution du taux de déclenchement équivalent au zénith (c'est-à-dire corrigé des corrélations avec l'angle zénithal) au cours de chaque acquisition. Un exemple de cette évolution est montré sur la figure 15.2 pour un acquisition de mauvaise qualité (la même que pour l'exemple de variation de la température mesuré par le radiomètre sur la figure 7.1(b)). On calcule sur cette distribution la valeur moyenne $< f >$, la variation relative V_f et la dispersion relative D_f de la même façon qu'au paragraphe précédent. Les distributions de $< f >$ et D_f sont données sur la figure 15.3. Les coupures de sélection adoptées, $< f >> 200$ Hz et $D_f < 10\%$, rejettent 10% des observations. Ces observations sont généralement les mêmes que celles rejetées par le critère sur la température du radiomètre.

[1]Surtout pendant la période des pluies : janvier et février.

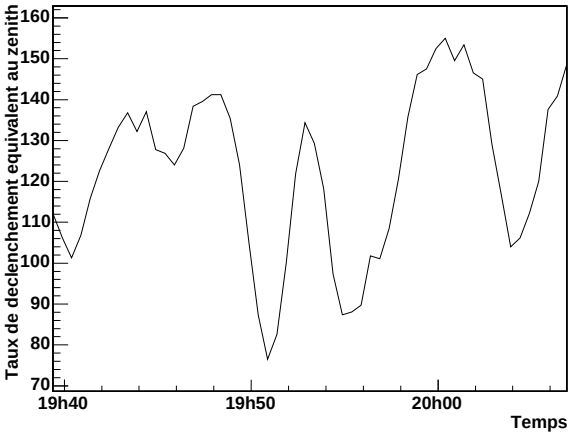
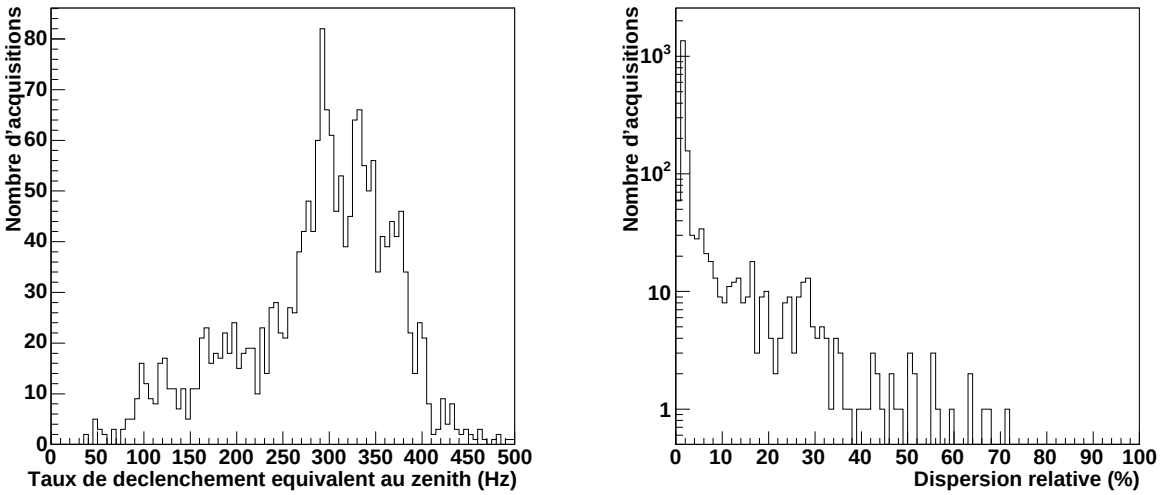


FIG. *15.2:* ***Evolution du taux de déclenchement au cours d'une acquisition en présence de nuages.*** *Cette acquisition est la même que pour la figure 7.1(b). Les diminutions du taux de déclenchement signent le passage de nuages dans le champ de vue.*



(a) Moyenne. (b) Dispersion relative.

FIG. *15.3:* ***Distributions de la moyenne et de la dispersion relative de l'évolution du taux de déclenchement au zénith pour toutes les acquisitions à 4 télescopes.***

15.4 Autres sélections

Dans l'avenir, il sera possible de définir d'autres sélections, en particulier en analysant les données météorologiques indiquant la présence d'aérosols dans l'atmosphère qui réduisent sa transparence et induisent donc des erreurs systématiques dans les estimations de flux et de l'énergie des γ (voir section 7.3.2).

D'autres paramètres très corrélés à la présence de nuages, comme l'évolution du bruit de fond du ciel moyen au cours d'une acquisition sont aussi disponibles, mais n'apportent pas d'amélioration par rapport aux critères déjà utilisés.

Chapitre 16

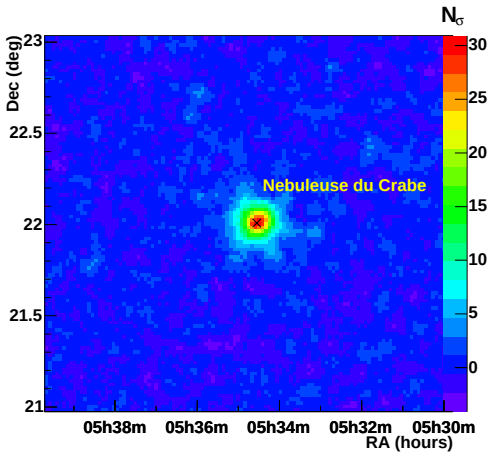
L'analyse de la Nébuleuse de Crabe

La nébuleuse du Crabe (SN1054) est un reste de supernova de type II qui apparut en 1054 et fut observé par Chinois et les Japonais médiévaux. Elle est située à 7 000 années-lumière du système solaire. La nébuleuse du Crabe fait partie de la classe des plérions : il s'agit d'un pulsar (étoile à neutrons en rotation rapide) de période 33,4 ms au centre du reste de supernova. L'émission continue de γ par cette source est interprétée comme provenant de la diffusion Compton Inverse d'électrons relativistes sur les photons ambiants de la Nébuleuse et sur les photons émis par rayonnement synchrotron des électrons. Les électrons sont vraisemblablement accélérés dans l'onde de choc créée par le vent du pulsar. La position du pulsar observé est $\delta = +22°00'52,1''$, $\beta = 5h\,34min\,31,97s$ en coordonnées équatoriales. La Nébuleuse du Crabe est la première source détectée en astronomie γ et reste la plus brillante. Du fait de la stabilité de son flux et de son spectre, elle est utilisée comme chandelle standard pour valider les nouvelles analyses.

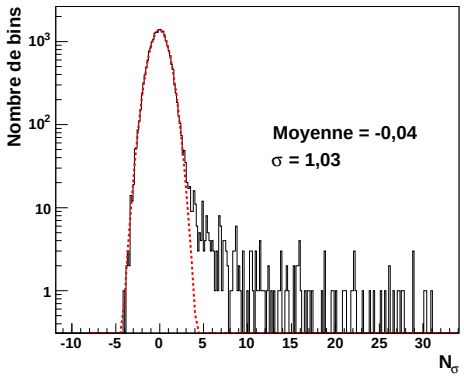
Cette source a été observée dès la première année de fonctionnement de H.E.S.S., en octobre 2002. Nous présentons dans ce chapitre l'analyse des observations réalisées avec le système complet de quatre télescopes en janvier et février 2004. Des observations ont été faites avec la Nébuleuse du Crabe décalée jusqu'à 2,5° dans le champ de vue des caméras afin de tester les analyses dans tout le champ de vue. Nous utilisons ces données pour valider l'analyse par modèle semi-analytique présentée dans la section 13.5 et les méthodes de reconstruction spectrale et de morphologie présentée dans le chapitre 14. Du fait de la situtation géographique de l'expérience H.E.S.S., la Nébuleuse du Crabe n'est observable qu'à des angles zénithaux supérieurs à 45°. Le seuil en énergie de l'analyse est donc supérieur à 300 GeV. Le début de l'année coïncide avec la période des pluies en Namibie et les conditions météorologiques pendant les observations n'étaient donc pas parfaites.

16.0.1 Signal

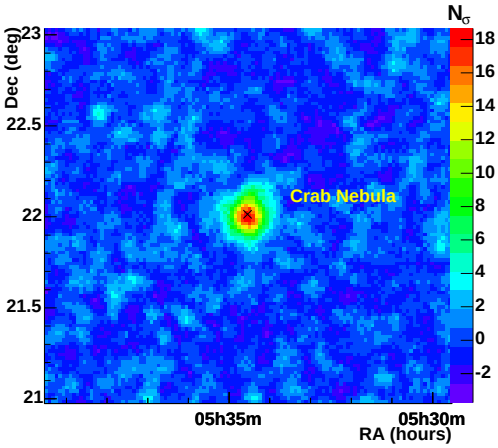
Les observations de la Nébuleuse du Crabe ont été divisées en cinq lots, en fonction de la distance de la source par rapport au centre du champ de vue. Un signal fort est mesuré sur chaque lot, en utilisant un segment d'anneau pour estimer le fond. Les résultats sont donnés dans la table 16.1. Les cartes du ciel obtenues dans les cas où la source est décalée respectivement de 0,5° et 2,5° sont données figures 16.1. Le fait que les distributions des significativités soient gaussiennes centrées sur 0 et de variance 1 indique que le fond est correctement estimé. Il faut rappeler que le champ de vue des caméras de H.E.S.S. a un rayon de 2,5°. Il est donc possible de reconstruire des sources situées en bord de champ de vue.



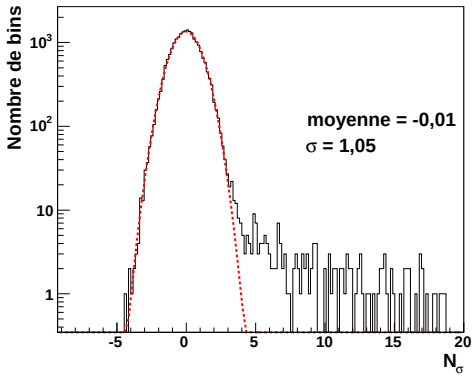
(a) Source à 0,5° du centre.



(b) Source à 0,5° du centre.



(c) Source à 2,5° du centre.



(d) Source à 2,5° du centre.

FIG. *16.1:* ***Cartes de significativité mesurées en direction de la Nébuleuse du Crabe, en coordonnées équatoriales.*** *L'échelle de couleur représente la significativité. Les pixels voisins sont corrélés sur une distance de 0,05°. (a) et (c) Cartes obtenues sur les lots de données où la Nébuleuse du Crabe était décalée de 0,5° et 2,5° du centre du champ de vue respectivement. La position de la Nébuleuse du Crabe est indiquée par une croix. (b) et (d)éDistributions de la significativité obtenues dans les cartes de significativité et ajustement par une gaussienne. Ces distributions ont deux composantes : une composante distribuée selon une gaussienne centrée sur 0 et de variance 1 constitué par les fluctuations du fond dans les pixels sans signal et une queue de distribution vers les grandes significativités qui correspond aux pixels contenant du signal.*

lot	θ_d	Durée	$< \theta_z >$	N_σ	Γ	$\Phi(E > 1\,TeV)$	$\sqrt{\lambda}$	$\chi^2/ndof$
C05	0,5	2,2	55	34,2	$2,58 \pm 0,06$	$2,02 \pm 0,10$	0,5	$2,059/4$
C10	1,0	1,0	55	37,0	$2,57 \pm 0,07$	$1,83 \pm 0,14$	1,6	$0,177/2$
C15	1,5	1,7	50	46,9	$2,63 \pm 0,05$	$1,90 \pm 0,11$	0,3	$3,06/3$
C20	2,0	2,2	55	34,0	$2,77 \pm 0,07$	$1,57 \pm 0,11$	1,1	$18,95/4$
C25	2,5	2,2	55	26,7	$2,64 \pm 0,08$	$1,66 \pm 0,13$	0,7	$18,3/4$

TAB. *16.1:* ***Analyse de la Nébuleuse du Crabe pour des lots de données avec la source à différentes positions dans le champ de vue.*** *θ_d est la distance du Crabe au centre du champ de vue, en °. La durée de l'observation, corrigée du temps mort, est donnée en heures. $< \theta_z >$ est l'angle zénithal moyen des observations, en °. N_σ est le nombre de σ du signal au dessus du fond. Le spectre a été ajusté par une loi de puissance : Γ est l'indice spectral et $\Phi(E > 1\,TeV)$ le flux intégré au-dessus de 1 TeV, en $10^{-11}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. Le spectre a aussi été ajusté avec l'hypothèse d'une forme courbe. La significativité de cette hypothèse par rapport à une loi de puissance est donnée par $\sqrt{\lambda}$. Il n'y a pas d'indication de courbure spectrale dans les données. La courbe de lumière a été ajustée par une constante. Le $\chi^2/ndof$ de cet ajustement est donné. Lors des observations pendant lesquelles le Crabe était situé à 2 et 2,5° du centre du champ de vue, les conditions météorologiques étaient instables. Ceci explique à la fois que le flux est sous-estimé et que les courbes de lumière ne sont pas compatibles avec un flux constant.*

16.0.2 Spectre et courbe de lumière

Le spectre de la Nébuleuse du Crabe a été reconstruit avec l'hypothèse d'une forme en loi de puissance. Les résultats sont résumés dans la table 16.1. Pour chaque lot de données, la courbe de lumière est ajustée par une constante. Le rapport $\chi^2/ndof$ de cet ajustement est aussi donné dans la table. Le spectre reconstruit sur le lot de données C05 est montré sur la figure 16.2.

Le spectre est reconstruit correctement quelle que soit la position de la Nébuleuse du Crabe dans le champ de vue. Ces résultats sont compatibles avec les résultats d'autres analyses de ces données dans la collaboration H.E.S.S., et avec les résultats des expériences précédentes (nous donnons ici le flux différentiel à 1 TeV, en unités de $10^{-11}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{TeV}^{-1}$) :

Expérience	Γ	$\Phi(E = 1\,TeV)$
Whipple [90]	$2,49 \pm 0,06 \pm 0,04$	$3,2 \pm 0,17 \pm 0,60$
HEGRA [1]	$2,59 \pm 0,03 \pm 0,05$	$2,79 \pm 0,02 \pm 0,50$
CAT [154]	$2,80 \pm 0,03 \pm 0,06$	$2,21 \pm 0,05 \pm 0,60$
H.E.S.S.	$2,59 \pm 0,06 \pm 0.10$	$3,06 \pm 0,14 \pm 0.90$

Les conditions météorologiques lors des prises de données des lots C20 et C25 étaient dégradées, ce qui explique les flux reconstruits sous-estimés et les courbes de lumière variables. Ils n'ont pas été utilisés pour obtenir le résultat de H.E.S.S. donné dans le tableau précédent. Pour les mêmes raisons, l'erreur systématique estimée sur le flux est de 30%.

16.0.3 Position et extension

Pour chaque lot de données, la position de la source et son extension sont ajustées en supposant une source gaussienne. Les résultats sont résumés dans le tableau 16.2. Les contours de confiance sur la position reconstruite pour le lot C05 sont donnés sur la figure 16.3(a). L'écart maximal entre les positions reconstruites est de 80". La source est compatible avec une source

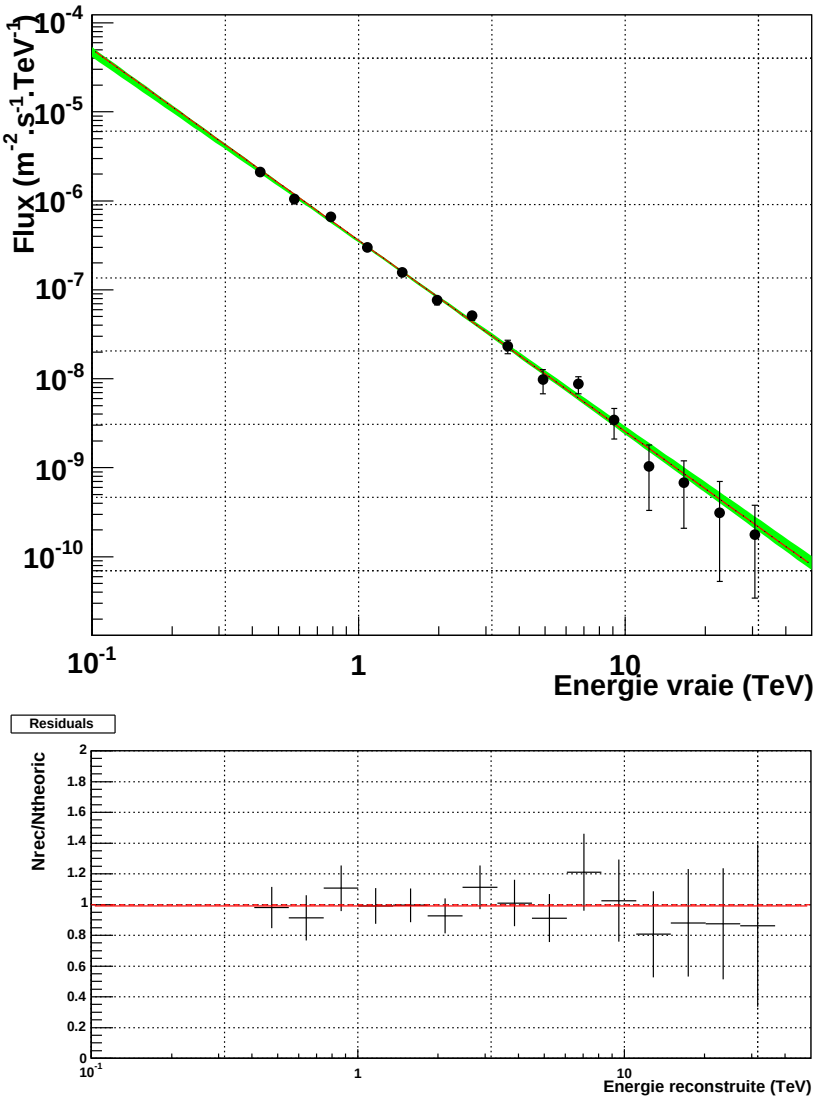
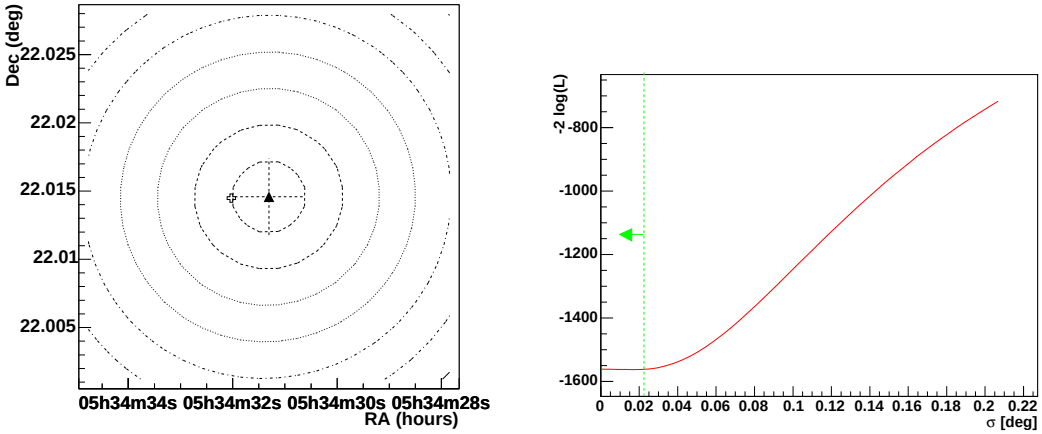


FIG. *16.2:* ***Spectre différentiel du Crabe, reconstruit avec l'hypothèse d'un spectre en loi de puissance sur le lot de données C05.*** *La spectre ajusté a un indice spectral* $\Gamma = 2,58 \pm 0,06$ *et un flux intégré au-dessus de 1 TeV de* $\Phi(> 1\,TeV) = (2,02 \pm 0,10) \times 10^{-11}\,\mathrm{cm}^{-2}.\mathrm{s}^{-1}$. *Il est représenté par la ligne rouge continue. La région ombrée verte représente le contour de confiance à* $1\,\sigma$ *(erreur statistique seulement) sur le flux. La figure du bas représente les résidus de l'ajustement (nombre de* γ *mesuré divisé par le nombre de* γ *prédit pour le spectre ajusté). Il n'y a pas d'écart important entre les résidus et 1, indiquant que l'ajustement est cohérent.*



(a) Reconstruction de la position.

(b) Reconstruction de l'extension.

FIG. *16.3:* ***Reconstruction de la position et de l'extension de la Nébuleuse du Crabe sur le lot C05.*** *(a) Carte du ciel en coordonnées équatoriales. La position du pulsar du Crabe est indiquée par une croix. La position reconstruite la plus probable est marquée par un triangle, les erreurs statistiques sur les deux axes sont indiquées par les deux lignes pointillées. Les contours de confiance sur cette position sont donnés par pas de* $1\,\sigma$*. (b) Profil de* χ^2 *(*$-2\ln(\mathcal{L})$*) en fonction de la largeur* σ *de la source supposée gaussienne et centrée sur le pulsar du Crabe. Le minimum de ce profil correspond à une source ponctuelle. La limite supérieure à* $1\,\sigma$ *sur la taille de la source est indiquée par une ligne verte pointillée.*

lot	θ_d	δ	α	σ_{max}
C05	0,5°	$-83,630 \pm 0,003$	$22,015 \pm 0,003$	1,4'
C10	1,0°	$-83,632 \pm 0,003$	$22,018 \pm 0,003$	2.4'
C15	1,5°	$-83,626 \pm 0,002$	$21,995 \pm 0,002$	2.9'
C20	2,0°	$-83,627 \pm 0,003$	$22,008 \pm 0,003$	1,6'
C25	2,5°	$-83,632 \pm 0,004$	$22,005 \pm 0,004$	2,2'

TAB. *16.2:* ***Position et extension de la Nébuleuse du Crabe observées à différentes positions dans le champ de vue.*** *θ_d est la distance de la souce au centre du champ de vue lors des observations. δ et α sont la déclinaison et l'ascension droite de la position reconstruite, en degrés. σ_{max} est la limite supérieure à 1σ de la source, dans l'hypothèse d'une morphologie gaussienne.*

ponctuelle. La limite supérieure à $1\,\sigma$ est donnée pour chaque lot de données, elle est de l'ordre de 2'. Un exemple de profil de χ^2 obtenu lors de cette analyse est donné sur la figure 16.3(b).

Conclusion

Les données de la Nébuleuse du Crabe ont permis de valider les différentes techniques d'analyse discutées dans cette partie. Le fond hadronique est correctement estimé sur tout le champ de vue. La méthode de reconstruction spectrale appliquée à cette source donne des résultats compatibles avec les autres expériences, quelle que soit la position de la source dans le champ de vue. Ceci valide à la fois la chaîne d'étalonnage, les simulations, la méthode de reconstruction spectrale elle-même et les méthodes d'interpolation des surfaces effectives et de résolution en énergie. Enfin, la position et la morphologie de la source sont reconstruites. Les erreurs systématiques de pointé sur la Nébuleuse du Crabe à basse altitude sont de l'ordre de 1', bien supérieure aux erreurs attendues de l'ordre de 10". Des études sont en cours pour les réduire à court terme.

Ces caractéristiques font de H.E.S.S. un instrument prometteur pour la découverte de nouvelles sources, l'étude de sources étendues ou de l'émission diffuse.

Cinquième partie

Observations du Centre Galactique

Chapitre 17

La matière noire froide

Le modèle standard de la cosmologie est actuellement le modèle du Big-Bang, proposé dans les années 1920 par Friedman et Lemaître. Dans le cadre de ce modèle, les équations de la relativité générale appliquées à un univers globalement homogène et isotrope conduisent à un univers en expansion défini par l'équation de Friedman. L'origine de ce modèle est la découverte de la loi de Hubble au début du $20^{\text{ème}}$ siècle : les galaxies s'éloignent les unes des autres d'autant plus rapidement qu'elles sont plus éloignées. L'expansion de l'univers est décrit par un facteur d'échelle $a(t)$ mis à 1 aujourd'hui, et par son taux d'expansion actuel défini par la constante de Hubble $H_0 = h \times 100\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$. Les mesures récentes indiquent $h \sim 0.7$. La densité totale d'énergie de l'univers aujourd'hui (t_0) est définie ([150],p.74) par Ω_0, en unité de la densité critique $\rho_c = 3H^2/(8\pi G)$:

$$\Omega_0 \quad = \quad \frac{8\pi G \times \rho(t_0)}{3H^2} \tag{17.1}$$

Pour un univers plat, $\Omega_0 = 1$. Cette valeur est prédite par les modèles d'inflation dans lesquels l'univers subit une expansion rapide conduisant à une géométrie plate, et est favorisée par les mesures [182].

La densité d'énergie peut se décomposer en densités de matière Ω_m, de radiation Ω_r et d'une constante cosmologique Ω_Λ. Pour l'espèce i, on définit la densité ρ_i et la quantité $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$. La densité totale d'énergie est alors donnée par $\Omega_0 = \sum_i \Omega_i$.

Dans le cadre du modèle appelé ΛCDM (CDM pour Cold Dark Matter), la constante cosmologique Ω_Λ est non nulle et la matière est dominée par des particules non relativistes (froides) au moment de l'égalité matière-rayonnement. Ce modèle décrit actuellement le mieux les observables, en particulier l'histoire thermique, le rayonnement cosmologique, les abondances des éléments et les structures à grandes échelles. Cependant, la compréhension de l'univers est partielle. Dans le cadre du modèle ΛCDM, la nature de la matière noire non baryonique et de l'énergie noire sont inconnues, et de la nouvelle physique est nécessaire pour expliquer les premiers instants de l'histoire de l'univers.

Après avoir rappelé les mesures des paramètres cosmologiques, nous présentons brièvement la densité relique des particules de matière noire dont certains candidats, proposés par la physique des particules, sont décrits dans le chapitre suivant. Les connaissances actuelles concernant la répartition de la matière noire à l'échelle galactique sont discutées section 17.3.

17.1 Les paramètres cosmologiques et le modèle ΛCDM

Les résultats les plus récents concernant les valeurs des paramètres cosmologiques proviennent des observations du fond de rayonnement cosmologique [70, 207] avec WMAP [182, 91], des supernovae de type Iaet des structures à grandes échelles avec 2dF Galaxy Redshift Survey [49] et SDSS [62].

L'ensemble des dernières observations cosmologiques valident le modèle ΛCDM dans lequel le Big Bang est suivi d'une phase d'inflation donnant aujourd'hui un univers plat dominé par l'énergie du vide. L'observation récente du pic acoustique dans les grandes structures par l'expérience SDSS confirme que les structures à grande échelle se sont formées suivant un scénario hiérarchique.

Les résultats combinés des différentes expériences contraignent les paramètres du modèle ΛCDM (tiré du PDG 2004) :

$$h = 0,71^{+0,04}_{-0,03} \quad (17.2)$$

$$\Omega_0 = 1,02 \pm 0,02 \quad (17.3)$$

$$\Omega_m h^2 = 0,135^{+0,008}_{-0,009} \quad (17.4)$$

$$\Omega_b h^2 = 0,0224 \pm 0,0009 \quad (17.5)$$

où Ω_b est la densité de matière baryonique. Il reste cependant deux grandes inconnues. La première est la nature du vide qui représente 70% de l'énergie de l'univers. La seconde est la nature de la matière noire non baryonique, qui représente 83% de la matière. La densité relique de cette matière non baryonique vaut ajourd'hui $\Omega_m^{NB} = 0,22 \pm 0,04$[1]. Certains candidats potentiels seront abordés dans le chapitre 18.

17.2 Abondance cosmologique d'un WIMP

Les candidats à la matière noire sont des particules massives interagissant faiblement, ou WIMPs (Weackly Interacting Massive Particles). Elles doivent être stables pour avoir une abondance cosmologique significative, compatible avec les résultats donnés dans la section précédente. Nous montrons dans cette section qu'il existe un lien entre l'abondance des WIMPs et le produit moyen de la section efficace d'annihilation des WIMPs par la vitesse relative des deux particules s'annihilant, $< \sigma_{ann} v >$ ([101] et [180] p.329).

Ces particules sont supposées avoir été en équilibre thermique dans l'Univers jeune, lorsque la température de l'Univers était supérieure à la masse m_χ de la particule. L'équilibre est fixé par les annihilations de la particule et de son antiparticule en particules plus légères, et inversement. Lorsque l'Univers se refroidit jusqu'à des températures inférieures à la masse du WIMP, l'abondance d'équilibre diminue exponentiellement jusqu'à ce que le taux d'annihilation des WIMPs devienne inférieur au taux d'expansion de l'Univers. A ce moment là, les interactions qui maintenaient l'équilibre thermique sont bloquées, et la densité des WIMPs est gelée. Leur densité en nombre n_χ suit l'équation de Boltzmann :

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = - < \sigma_{ann} v > [(n_\chi)^2 - (n_\chi^{eq})^2] \quad (17.6)$$

où $H = \dot{a}/a$ est le paramètre de Hubble (a est le paramètre d'échelle de l'Univers). Le terme $3Hn_\chi$ prend en compte l'expansion de l'Univers, les deux termes de droite représentent les taux

[1] ou $0,104 < \Omega_m^{NB} h^2 < 0,121$.

d'annihilation et de création de particules, qui sont nulles lorsque la température de l'Univers est inférieure à m_χ. La densité de WIMPs évolue alors suivant $n_\chi \propto a^{-3}$: la densité de WIMPs décroît suivant l'expansion de l'Univers.

Les calculs numériques complets montrent que la température T_f à laquelle la densité de WIMPs est gelée vaut $T_f \sim m_\chi/20$. Cette température dépend logarithmiquement de la masse et de la section efficace d'annihilation des WIMPs. La densité relique de WIMPs, Ω_χ est donnée par :

$$\Omega_\chi h^2 \sim \frac{3 \times 10^{-27} \mathrm{cm}^2 \mathrm{s}^{-1}}{< \sigma_{ann} v >} \tag{17.7}$$

La densité relique est indépendante de la masse du WIMP à des corrections logarithmiques près et est inversement proportionnelle à sa section efficace d'annihilation.

Dans les modèles ΛCDM, la matière noire est froide, c'est-à-dire non relativiste. La vitesse moyenne des WIMPs, v, est de quelques centaines de km.s^{-1}. Pour être compatible avec la densité relique mesurée expérimentalement ($\Omega_m^{NB} h^2 \sim$0,1), le produit $< \sigma_{ann} v >$ des WIMPs doit être de l'ordre de $3 \times 10^{-26} \mathrm{cm}^3 \mathrm{s}^{-1}$. La section efficace d'annihilation des particules est donc de l'ordre de $10^{-33}\,\mathrm{cm}^2 = 1\,\mathrm{nb}$, correspondant aux sections efficaces des interactions électrofaibles. Elles sont très faibles et sont donc en accord avec l'hypothèse initiale : les particules de matière noire interagissent faiblement.

17.3 La répartition de la matière noire à l'échelle galactique

17.3.1 Les prédictions des simulations à N-corps

Les simulations à N-corps sont utilisées pour modéliser la formation des structures à partir du moment où leur évolution devient non linéaire. Les simulations réalisées dans le cadre des modèles ΛCDM décrivent l'univers à grande échelle et sont compatibles avec de nombreuses observables. Cependant, des incohérences sont souvent pointées lorsque l'on compare les observations et les prédictions des modèles à petite échelle, en particulier aux échelles sous-galactiques.

Les premières simulations, réalisées au début des années 1990, ont permis de prédire certaines propriétés des halos de matière noire formés par croissance hiérarchique des structures. Un des résultats important est la similarité de la structure de tous les halos sur une large gamme de masse. Ce résultat est souvent appelé "l'universalité" des halos. Une formule simple a été proposée pour ajuster leurs profils de densité :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{(r/R)^{\gamma_0}[1 + (r/R)^\alpha]^{(\beta-\gamma_0)/\alpha}} \tag{17.8}$$

où ρ_0 est la densité au rayon R. Ces profils suivent une loi de puissance de pente γ_0 à petit rayon r et de pente $\beta - \gamma_0$ à grand rayon.

Différents groupes ont ajusté les profils obtenus avec cette forme, mais ont obtenu des paramètres différents donnés dans la table 17.1. Le second résultat des simulations concerne l'absence d'un coeur de densité constante au centre des halos : la densité de matière noire croît sans limite apparente vers le centre du halo, en $r^{-\gamma_0}$. Pour un halo supposé sphérique, on définit la pente logarithmique $\gamma = -\frac{d \ln \rho}{d \ln r}$. La valeur de γ au centre des halos, notée γ_0, est encore en discussion. Tous les groupes trouvent que la densité évolue en r^{-3} vers l'extérieur du halo.

Il faut noter que les simulations à N-corps ne décrivent pas les profils de densité des halos galactiques au-dessous d'un kiloparsec environ. Les discussions sur la valeur de γ_0 se basent donc sur des extrapolations des profils dans des régions où ils ne sont pas contraints.

halo	α	β	γ_0	R (kpc)	$\bar{J}(2.10^{-5})$
NFW	1.0	3.0	1.0	20.0	10 130
Moore (M99)	1.5	3.0	1.5	28.0	4 570 000
ISO	2.0	2.0	0.0	3,5	30

TAB. *17.1:* ***Valeurs des paramètres décrivant les profils de densité des halos de matière noire ajustés par différents groupes [144, 138, 33].*** *Les valeurs de* $\bar{J}(2.10^{-5})$ *ont été calculées pour le Centre Galactique, en normalisant les halos pour que la densité locale de matière noire soit de* $\rho_\odot = 0.3\,\mathrm{GeV\,cm^{-3}}$.

Des résultats récents [160, 146], obtenus à partir de simulations plus précises, amènent des informations supplémentaires sur la forme des halos. Navarro et al., ont simulé 19 halos ΛCDM simulés avec des masses couvrant 5 ordres de grandeurs, des galaxies naines aux amas de galaxies. La précision des simulations permet d'estimer précisément les profils de densité jusqu'à des rayons de l'ordre de 1% du rayon du viriel r_{200}. r_{200} est défini comme le rayon à l'intérieur duquel la densité ρ_{200} est 200 fois plus importante que la densité critique de l'univers. r_{200} est de l'ordre de 1 kpc pour les halos galactiques.

Les profils de densité des 19 halos simulés, normalisés à leur valeur au rayon r_{-2} où la pente logarithmique est $\gamma(r_{-2}) = -d\ln\rho/d\ln r = 2$, sont donnés sur la figure 17.1. Les différences de forme entre les halos de masses très différents (5 ordres de grandeurs) sont faibles. Il est intéressant de noter que les ajustements proposés par NFW et M99 encadrent ces profils. Ce résultat confirme l'universalité de la forme des halos de matière noire quel que soit leur masse.

La dépendance radiale de la pente logarithmique des différents halos est montrée sur la figure 17.2(a) et confirme que aucun des deux profils NFW ou M99 ne représentent la diversité des formes des halos. Les profils sont clairement moins piqués vers le centre qu'avec la pente asymptotique de 1,5 proposée par M99, mais ils sont moins plats que les halos proposés par NFW de pente asymptotique 1. Le degré de précision de ces ajustements est de l'ordre de 50% dans le domaine de rayons où les simulations sont précises ($r_{conv} < r < r_{200}$) (pour une simulation à N-corps donnée, r_{conv} est le plus petit rayon pour lequel les résultats sont compatibles (à 10%) avec les résultats obtenus par des simulations de meilleure résolution, c'est-à-dire avec plus de particules [85]). Les désaccords augmentent vers le centre des halos. Les extrapolations de ces ajustements vers des rayons plus petits que r_{conv} risquent donc de ne plus correspondre à la forme réelle des halos.

Il est possible de donner une limite supérieure sur la valeur asymptotique γ_0 en supposant que $\gamma(r)$ décroît de façon monotone quand r décroît. Les simulations à N-corps fournissent pour chaque rayon r la densité locale $\rho(r)$ et la densité moyenne à l'intérieur de r, $\bar{\rho}(r)$. Dans le cas limite où γ n'évolue pas à l'intérieur de r, on note γ_{max} sa valeur et le profil évolue en $r^{-\gamma_{max}}$. On peut alors calculer la densité moyenne $\bar{\rho}(r) = \frac{3}{3-\gamma_{max}} \times \rho(r)$ et en déduire une valeur supérieure sur la valeur de la pente logarithmique à l'intérieur de r :

$$\gamma_0 < \gamma_{max} \quad = \quad 3\Big(1 - \frac{\rho(r)}{\bar{\rho}(r)}\Big) \tag{17.9}$$

L'évolution de cette limite en fonction de r est montrée sur la figure 17.2(b). La valeur obtenue pour le rayon le plus faible auquel le profil de densité est résolu donne une limite supérieure

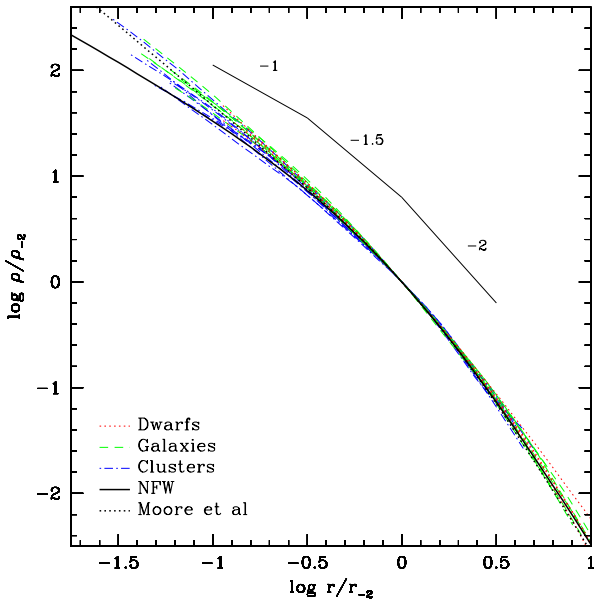


FIG. *17.1:* ***Profils de densité de tous les halos simulés dans [146]****, normalisés au rayon r_{-2} où la pente logarithmique du profil vaut $\gamma = -2$. Les densités sont normalisées à $\rho(r_{-2})$. Les formes des différents halos de masses échelonnées sur 5 ordres de grandeur sont très similaires, confirmant le caractère "universel" des profils de densité des halos ΛCDM. Les profils de NFW et M99 (Moore) sont indiqués par les courbes continues et pointillées.*

sur la valeur de γ_0. A part pour un halo de galaxie naine, les halos simulés sont moins piqués qu'avec la pente $\gamma_0 = 1,5$. Ces simulations n'indiquent pas une valeur universelle de γ_0 pour tous les halos.

Un ajustement de la pente par une loi de puissance ajuste mieux la dépendance radiale de $\gamma(r)$ que les profils NFW ou M99 :

$$\gamma_\alpha(r) = -\frac{d\ln\rho}{d\ln r} = 2\Big(\frac{r}{r_{-2}}\Big)^\alpha \tag{17.10}$$

ce qui correspond à un profil de densité de la forme :

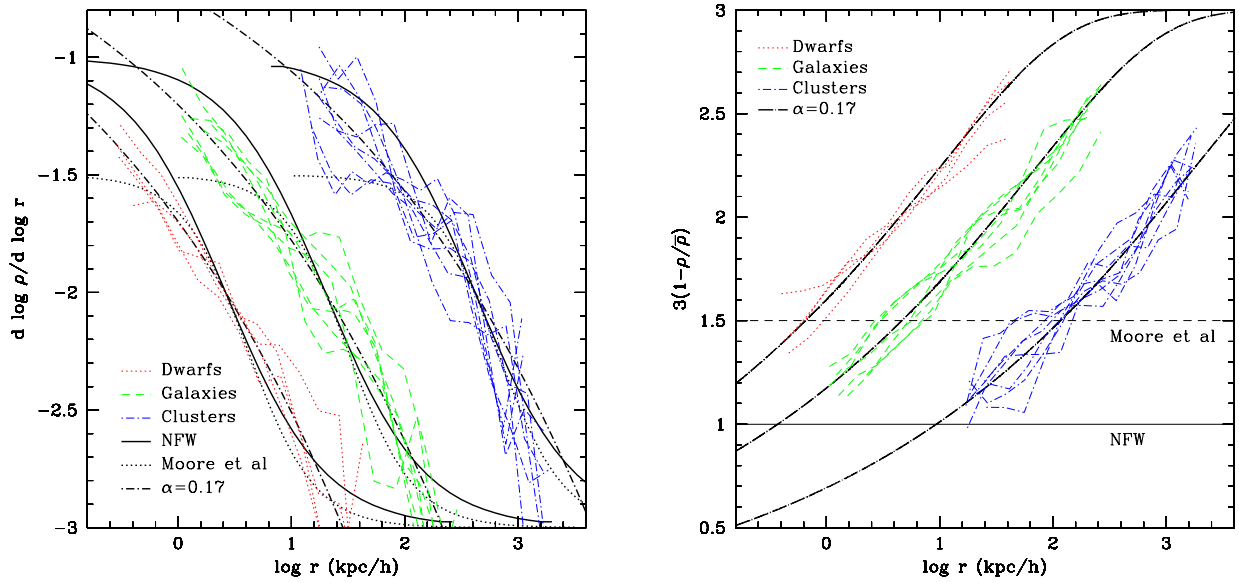
$$\ln\Big(\frac{\rho_\alpha}{\rho_{-2}}\Big) = -\frac{2}{\alpha}\Big[\Big(\frac{r}{r_{-2}}\Big)^\alpha - 1\Big] \tag{17.11}$$

Cet ajustement (noté N04 dans la suite) est montré sur la figure 17.3.1 pour la valeur $\alpha = 0,17$.

La figure 17.3 montre les profils NFW, M99 et N04. Les trois profils sont en accord pour $r > 1$ kpc où ils sont contraints par les simulations à N-corps. Les extrapolations vers le centre du halo divergent jusqu'à 5 ordres de grandeurs à 10^{-8} kpc entre les profils NFW et N04.

17.3.2 Les courbes de rotation des galaxies

La structure interne des halos de matière noire peut être estimée à partir des courbes de rotation des galaxies. Les galaxies spirales à faible luminosité de surface (LSB pour Low Surface Brightness) ont des rapports masse/luminosité élevés, indiquant que leur masse est dominée



(a) Pente logarithmique des halos en fonction du rayon.

(b) Pente maximum des halos en fonction du rayon.

FIG. *17.2:* ***Dépendance radiale de la pente logarithmique des profils de halos ΛCDM.*** *(a) Pente logarithmique des profils de densité des 19 halos présentés dans [146] en fonction du rayon. Les courbes continues et pointillées illustrent la dépendance radiale de la pente pour des profils de NFW et M99 respectivement : les pentes des ces halos convergent vers 1 et 1,5, mais les halos simulés ne semblent pas converger vers une valeur bien définie. Une dépendance radiale de la pente par une loi de puissance ajuste mieux les simulations : les lignes points-tirets indiquent l'ajustement donné équation 17.10 (avec* $\alpha = 0,17$*). (b) Pente asymptotique maximale vers l'intérieur du halo compatible avec la densité moyenne à l'intérieur du rayon* r*,* $\bar{\rho}(r)$*, et avec la densité locale à ce rayon,* $\rho(r)$*. A part pour un halo de galaxie naine, les halos simulés sont moins piqués qu'avec la pente* $\gamma_0 = 1,5$*. La courbe points-tirets illustre la dépendance radiale attendue pour* γ_{max} *pour le profil* ρ_α *avec* $\alpha = 0,17$*.*

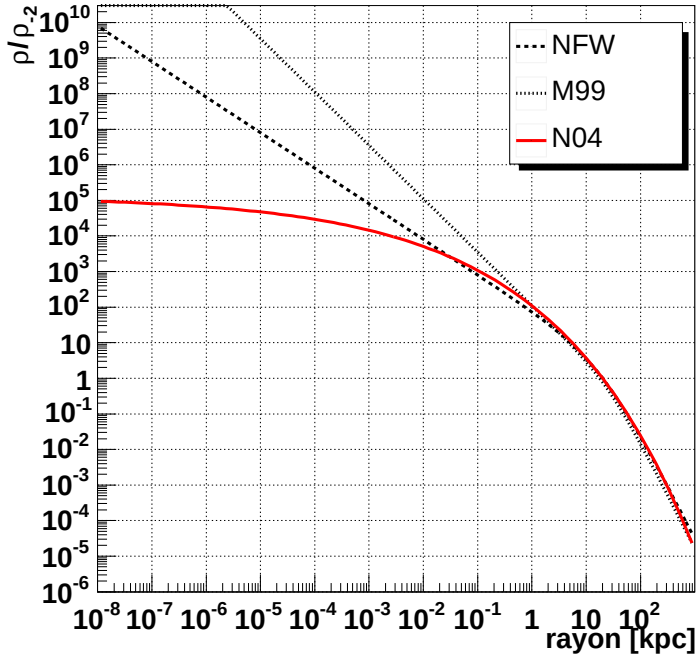


FIG. *17.3:* ***Comparaison de trois profils de densité de halos de matière noire et extrapolation au-dessous du rayon de 1 kpc.*** *Les profils sont ceux de NFW, M99 et celui décrit équation 17.11 avec* $\alpha = 0,17$. *Ils ont été normalisés à* $\rho(r_{-2})$.

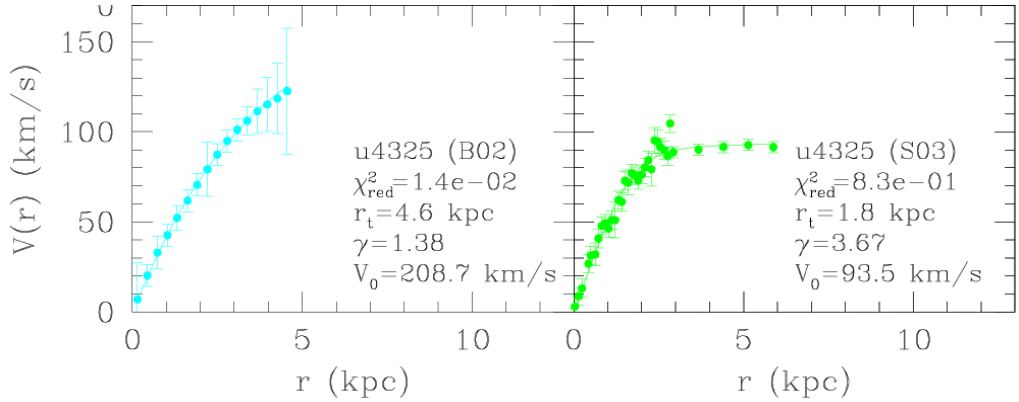


FIG. *17.4:* ***Courbes de rotation de la galaxie UGC 4325 obtenues par deux groupes,*** *[40] et [183] respectivement, utilisant des analyses différentes : les résultats sont parfois incompatibles [85].*

par la matière noire. Ces galaxies sont riches en gaz, et il est possible de mesurer leur courbe de rotation à partir d'observations de la raie à 21 cm émise par l'hydrogène neutre HI et de la raie Hα (656,3 nm) de la première transition atomique de l'hydrogène neutre.

De nombreuses mesures des courbes de rotation des galaxies LSBs ont été interprétées différemment par différents groupes. Blok et al [39] présente 30 courbes de rotation ajustées par les halos ISO et NFW. Ils concluent que les halos ISO, avec un coeur plat, décrivent mieux les données que les halos NFW piqués au centre. Cependant, certaines galaxies sont mieux ajustées par un halo NFW. La résolution angulaire des détecteurs doit être améliorée afin de conclure.

La difficulté de l'analyse des courbes de rotation est mise en évidence par des résultats contradictoires de différents groupes ayant observé les mêmes galaxies. De tels exemples sont donnés dans [85] et sur la figure 17.4. Swaters [183], sur des données de qualité similaire à celle de Blok, conclue que des halos piqués, avec une pente logarithmique au centre $\gamma \lesssim 1$ ne sont pas rejetés.

Un certain nombre d'arguments sont soulevés par Navarro [145] et Hayashi [85] pour expliquer les contradictions entre les courbes de rotation mesurées et celles prédites par les simulations ΛCDM sans rejeter ces dernières :

- les contraintes provenant des courbes de rotation se situent généralement vers le centre du halo, où les prédictions ne sont pas précises. De ce fait, les données sont comparées à des extrapolation des halos simulés. Ces extrapolations peuvent ne pas correspondre aux halos réels, et dans tous les cas, ne reproduisent pas la diversité des profils des halos.
- les courbes de rotation mesurées sont comparées avec les vitesses moyennes prédites par les simulations en supposant les halos sphériques alors que cette hypothèse est clairement démentie par les simulations comme indiqué sur la figure 17.5. Une modélisation triaxiale des halos a été proposée par Jing et Sunto [100].

Dans [86], Hayashi simule l'évolution d'un disque de gaz situé au centre d'un halo de matière noire triaxial et piqué au centre puis en déduit les courbes de rotation attendues pour différentes orientations du halo par rapport à la ligne de visée. La forme des courbes de rotation est modifiée par rapport à un halo sphérique, et il est possible de les ajuster sur les données. Il conclue que les halos piqués non sphériques obtenus par les simulations ΛCDM sont susceptibles de reproduire la diversité des courbes de lumière des LSBs observées. Cependant, des contraintes sur la non sphéricité des halos doivent être recherchées pour pouvoir confirmer cette interprétation.

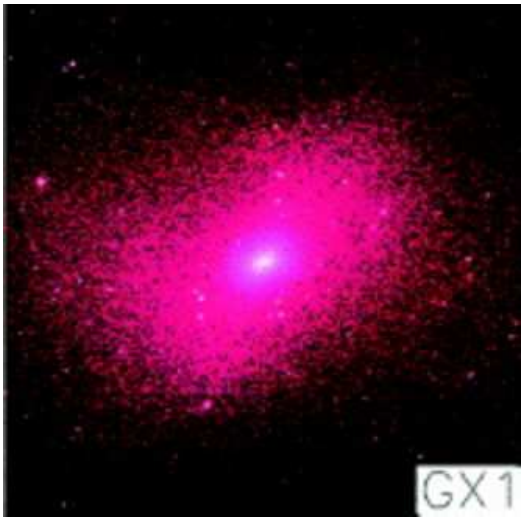


FIG. *17.5:* ***Image d'un halo galactique simulé par Jing et Suto [99]*** *: le halo n'est pas sphérique mais peut être modélisé par un halo triaxial.*

17.4 Le centre de la Voie Lactée

17.4.1 Influence du trou noir

Le profil de matière noire au Centre Galactique est encore plus incertain. Des observations récentes indique qu'il existe un trou noir supermassif, de $(3,7 \pm 0,2) \times 10^6$ masses solaires au centre dynamique de notre galaxie (voir section 19.2.3). Il a été montré que la croissance adiabatique d'un trou noir pourrait produire une surdensité au centre du halo de matière noire [79]. La forme de cette surdensité suit dans la région centrale une loi de puissance, mais la densité dépend du processus de croissance du trou noir. Ces modèles partent d'une profil de matière noire en loi de puissance d'indice γ (entre 1 et 2). Dans le cas où le trou noir croît au centre dynamique de la galaxie, la distribution finale suit une loi de puissance plus piquée, d'indice $\gamma_{sp} = \frac{9-2\gamma}{4-\gamma}$. Dans le cas où le trou noir croît à partir d'une masse initiale faible en spiralant vers le centre galactique, la surdensité est plus faible, et suit un profil en $r^{-0,5}$ [189].

Au contraire, la diffusion des particules de matière noire par les nombreuses étoiles observées en rotation autour du trou noir pourrait diminuer sensiblement la densité de matière noire au Centre Galactique, à la fois en diffusant les particules vers l'extérieur ou en favorisant leur absorption par le trou noir [135].

Chapitre 18

Quelques candidats pour les WIMPs

Nous avons vu dans le chapitre précédent certaines preuves de la présence de matière noire non-baryonique dans l'univers. De nombreux candidats sont proposés par la physique des particules. Dans ce chapitre, nous présentons rapidement les deux candidats les plus discutés actuellement : le neutralino, issu des théories supersymétriques, et la particule de Kaluza-Klein $B^{(1)}$, issue des théories avec des dimensions supplémentaires universelles.

18.1 Le modèle standard de la physique des particules

Le modèle standard de la physique des particules décrit très précisément les propriétés des particules élémentaires connues à ce jour et leurs interactions. Les particules élémentaires sont des fermions regroupés en trois familles. Trois des quatre interactions connues sont regroupées dans cette théorie (électromagnétique, faible et forte). Elles sont interprétées en terme d'échanges de bosons de spin 1 : le photon (γ) pour l'interaction électromagnétique, les bosons massifs $W^{\pm}$ et Z^0 pour l'interaction faible et les 8 gluons (g) pour l'interaction forte. Le modèle standard est une théorie de jauge dont le groupe de jauge est $\mathrm{SU(3)_C} \otimes \mathrm{SU(2)_L} \otimes \mathrm{U(1)_Y}$ où $\mathrm{SU(3)_C}$ est celui de la chromodynamique quantique et $\mathrm{SU(2)_L} \otimes \mathrm{U(1)_Y}$ celui des interactions électrofaibles.

Afin de fournir une masse aux fermions et aux bosons de la théorie électrofaible, une brisure spontanée de la symétrie $\mathrm{SU(2)_L} \otimes \mathrm{U(1)_Y}$ est nécessaire : c'est le mécanisme de Higgs. Celui-ci nécessite l'existence d'un champ de spin 0, c'est-à-dire d'un boson de spin nul appelé boson de Higgs H^0.

De nombreuses expériences ont confirmé les prédictions de ce modèle, en particulier la découverte des bosons $W^{\pm}$ et Z^0 ou celle du quark top. Seul le boson de Higgs n'a pas encore été découvert. Sa non observation au LEP impose une masse supérieure à $114,1\,\mathrm{GeV/c^2}$ (à 95% de niveau de confiance).

18.1.1 Insuffisances du modèle standard

Malgré ces confirmations expérimentales, certaines insuffisances du modèle standard permettent de penser qu'il ne s'agit que d'une théorie effective à basse énergie ($E \lesssim 1\,\mathrm{TeV}$).

Nombre de paramètres libres. En particulier, le modèle standard comporte 19 paramètres libres dont il ne prédit pas la valeur :

- 3 constantes de couplage,
- 6 masses de quarks,

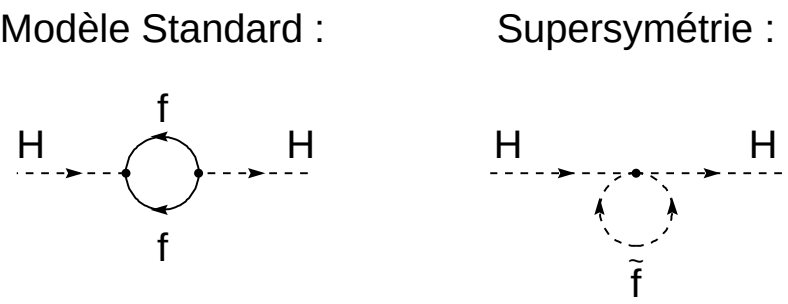


FIG. *18.1:* ***Corrections radiatives à la masse du Higgs.*** *Exemple de correction dans le cadre du modèle standard (à gauche), et boucle supplémentaire dans le cadre du modèle supersymétrique (à droite).*

- 3 masses de leptons,
- l'angle de mélange θ_W,
- 3 angles de mélange et 1 phase de brisure de symétrie CP dans la matrice Cabbibo-Kobayashi-Maskawa[1],
- la masse du Higgs,
- le paramètre θ_{QCD} de la QCD[2].

Problème de hiérarchie. Un autre problème du modèle standard concerne la divergence quadratique dans les corrections radiatives à la masse des champs scalaires tel que le boson de Higgs. Des contributions à l'ordre d'une boucle interviennent dans la masse du Higgs comme représenté sur la figure 18.1. Ces corrections à la masse du Higgs sont de l'ordre de :

$$\delta m_H^2 \quad \propto \quad -\lambda\Lambda^2 \tag{18.1}$$

où λ est la constante de couplage considérée et Λ l'échelle en énergie de validité du modèle standard[3]. Pour une échelle Λ supérieure au TeV (par exemple l'échelle de Planck est de $\sim 10^{19}$ GeV), on obtient une correction bien plus importante que la valeur physique de la masse du Higgs ($\mathcal{O}(100\,\mathrm{GeV})$). En effet, en notant m_0 la masse nue du Higgs et m_H sa masse renormalisée, on obtient :

$$m_H^2 \quad = \quad m_0^2 + \delta m_H^2 = m_0^2 - \lambda\Lambda^2 \tag{18.2}$$

Il faut donc que les deux termes de droite de cette équation se compensent pour donner la masse m_H dont la valeur est de nombreux ordres de grandeur plus faible : on parle d'ajustement fin ("fine-tuning") de la masse du Higgs[4].

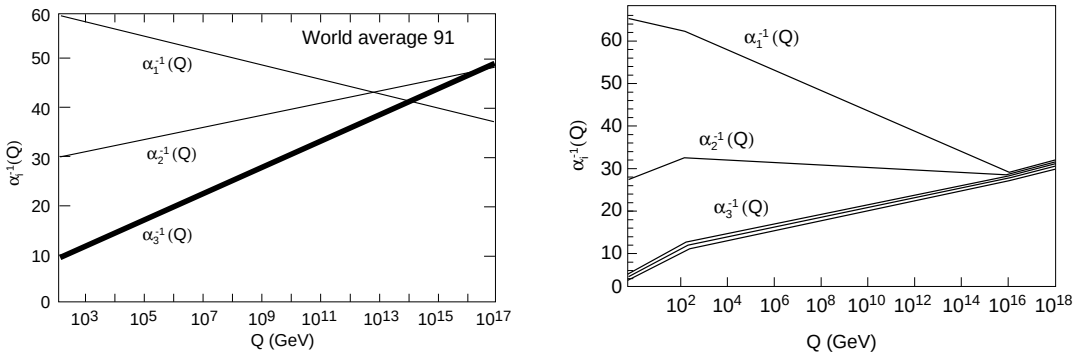
Unification des constantes de couplage. Deux des interactions, électromagnétique et faible, ont pu être unifiées dans la théorie électrofaible. L'évolution des constantes de couplage des trois interactions du modèle standard à haute énergie est donnée sur la figure 18.2(a). Des recherches vers des théories de Grande Unification (Grand Unified Theory, GUT) sont en cours : ces théories sont basées sur un groupe de jauge plus grand, contenant celui du modèle standard.

[1] La matrice CKM est la matrice de mélange des quarks. Elle décrit la transformation entre les états propres de l'interaction forte et les états propres de l'interaction faible.

[2] Ce paramètre, nécessaire pour rendre réelle la matrice de masse des quarks, doit être finement ajusté.

[3] Energie au-dessus de laquelle les contributions de la physique au-delà du modèle standard ne sont plus négligeables.

[4] Dans le cas où $\Lambda \sim 10^{19}$ GeV, m_0 doit être ajustée à $(m_H/\Lambda)^2 \sim 10^{-34}$ près.



(a) Modèle standard. (b) Modèle supersymétrique.

FIG. *18.2:* ***Force des constantes de couplages en fonction de l'énergie [38]*** *: les constantes de couplage de $SU(3)_C$ et de $SU(2)_L$ (α_3 et α_2) diminuent quand l'énergie augemente, tandis que la constante de couplage de $U(1)_Y$ (α_1) augmente. (a) Les extrapolations des mesures réalisées au LEP ne convergent pas à haute énergie dans le cadre du modèle standard. (b) Elles convergent lorsqu'on inclut des modèles supersymétriques à grande énergie.*

Gravitation non incluse. Le modèle standard décrit très précisément trois des quatre interactions connues : la gravitation n'est pas incluse dans ce modèle. Des théories contenant les trois interactions du modèle standard et la gravité sont recherchées.

18.2 Le neutralino, particule supersymétrique

Dans le modèle standard, il y a une distinction entre les bosons et les fermions : les bosons sont les médiateurs des interactions alors que les fermions sont les constituants de la matière. Les modèles SUperSYmétriques (SUSY) introduisent une symétrie entre les fermions et les bosons, "unifiant" la matière et les interactions.

18.2.1 Le modèle minimal supersymétrique (MSSM)

Le Modèle Standard Sypersymétrique Minimal (MSSM) est défini par l'adjonction d'une particule supersymétrique à chaque particule du Modèle Standard, les interactions demeurant celles du groupe de jauge $\mathrm{SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y}$. Il contient ainsi un contenu minimal en particules.

Le nouveau générateur Q introduit dans le MSSM est un spinneur (spin 1/2) et transforme les fermions en bosons et vice-versa :

$$\mathrm{Q|fermion>=|boson>} \quad ; \quad \mathrm{Q|boson>=|fermion>} \tag{18.3}$$

Les fermions et les bosons associés par ce générateur sont appelés des superpartenaires.

Dans un premier temps, les superpartenaires ont été recherchés parmi les particules du modèle standard. En particulier, si la SUSY était une symétrie exacte de la nature, un boson de 511 keV, superpartenaire de l'électron, aurait dû être observé. Leur non détection nécessite de supposer que la SUSY est brisée, ce qui implique de doubler le nombre de particules par rapport au modèle standard :

- les fermions sont associés à des super-bosons de spin 0. Les quarks et les leptons ont des partenaires scalaires appelés squarks et sleptons.
- les bosons sont associés à des super-fermions de spin 1/2. Les gluons, $W^{\pm}$ et B bosons ont des partenaires fermioniques appelés gluinos ($\tilde{g}$), winos ($\tilde{W}^i$) et binos ($\tilde{B}$) respectivement. Le nom générique aux partenaires des bosons de jauge est jaugino.

Par ailleurs, la SUSY nécessite l'introduction d'un deuxième doublet de Higgs et associe un Higgsino de spin 1/2 à chaque boson de Higgs afin de donner des masses aux quarks de type "up" (isospin +1/2) d'une part et de type "down" (isospin -1/2) d'autre part.

Le tableau 18.1 résume le contenu en particules du MSSM. Les partenaires des bosons de jauge de l'interaction électrofaible, sont le bino et le wino. Les bosons B et W^3 se combinent lors de la brisure de l'invariance électrofaible pour donner le γ et le Z^0. Les bosons $\tilde{B}$ et $\tilde{W}^3$ ne sont pas états propres de la matrice de masse et se combinent donc avec les Higgsinos neutres pour donner quatre neutralinos. De même, les bosons $W^{\pm}$ se combinent avec les Higgsinos chargés pour donner deux charginos :

$$\tilde{\chi}_i^0 = a_i\tilde{B} + b_i\tilde{W} + c_i\tilde{H}_1^0 + d_i\tilde{H}_2^0 \quad (i = 1...4) \tag{18.4}$$

$$\tilde{\chi}_i^{\pm} = a_i\tilde{W}^{\pm} + b_i\tilde{H}^{\pm} \quad (i = 1, 2) \tag{18.5}$$

Un ingédient supplémentaire du MSSM est la conservation de la R-parité. La R-parité est un nombre quantique défini par :

$$R = (-1)^{3B+L+2S} \tag{18.6}$$

où B est le nombre baryonique, L le nombre leptonique et S le spin de la particule concernée. Les particules du modèle standard sont caractérisées par une R-parité de $+1$ et les superpartenaires par $R = -1$. Dans le cas où la R-parité est conservée, les conséquences sont les suivantes :

- 1- la production de particules supersymétriques se fait par paires,
- 2- la désintégration d'une particule supersymétrique donne un nombre impair de particules sypersymétriques,
- 3- la particule supersymétrique la plus légère (LSP pour Lightest Susy Particle) est stable et ne peut être détruite que par annihilation.

La LSP étant massive et ayant une interaction faible avec la matière ordinaire, elle entre dans la catégorie des WIMPs et est un bon candidat à la matière noire. Dans le cadre cosmologique, la LSP doit être électriquement neutre et ne pas subir l'interaction forte, sinon elle formerait des isotopes lourds qui ne sont pas observés [64]. La LSP pourrait être un sneutrino, un axino, un gravitino. Cependant, les sneutrinos ont été exclus comme LSP par les méthodes de détection directe de matière noire [69]. Les axinos et gravitinos ne peuvent pas être exlus a priori mais ne sont pas discutés dans cette thèse. Le neutralino le plus léger est un très bon candidat pour la matière noire, nous détaillons ces caractéristiques plus tard.

Plus de 100 paramètres libres sont introduits dans le MSSM, limitant considérablement son pouvoir prédictif. Afin d'obtenir un modèle phénoménologiquement viable, il est nécesaire de faire des hypothèses simplificatrices.

18.2.2 Le modèle MSSM phénoménologique, le code DarkSusy

Le modèle MSSM phénoménologique (pMSSM) contenant un nombre de paramètres libres plus faible est souvent utilisé pour conserver un pouvoir prédictif. Il repose sur trois hypothèses :

Particules du modèle standard		Partenaires SUSY			
		Etats propres d'interaction		Etats propres de masse	
Symbole	Nom	Symbole	Nom	Symbole	Nom
$q = d, c, b, u, s, t$	quark	$\tilde{q_L}, \tilde{q_R}$	squark	$\tilde{q_1}, \tilde{q_2}$	squark
$l = e, \mu, \tau$	lepton	$\tilde{l_L}, \tilde{l_R}$	slpeton	$\tilde{l_1}, \tilde{l_2}$	slepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	neutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
g	gluon	$\tilde{g}$	gluino	$\tilde{g}$	gluino
$W^\pm$	boson W	$\tilde{W^\pm}$	wino	$\chi^\pm_{1,2}$	chargino
H^-	boson de Higgs	$\tilde{H_1^-}$	higgsino		
H^+	boson de Higgs	$\tilde{H_2^+}$	higgsino		
B	champ B	$\tilde{B}$	bino	$\tilde{\chi}^0_{1,2,3,4}$	neutralino
W^3	champ W^3	$\tilde{W}^3$	wino		
H_1^0	boson de Higgs	$\tilde{H}_1^0$	higgsino		
H_2^0	boson de Higgs	$\tilde{H}_2^0$	higgsino		
H_3^0	boson de Higgs				

TAB. *18.1:* ***Particules du modèle standard et leur superpartenaires du MSSM (adapté de [38]).***

- pas de nouvelle source de violation CP,
- pas de courant neutre changeant la saveur,
- universalité de la première et de la seconde génération.

Un exemple de pMSSM est utilisé dans le programme DarkSusy[5] développée par Gondolo et al [80]. Il permet de calculer le spectre de masses SUSY, c'est-à-dire toutes les masses et les couplages, à partir d'un jeu de paramètres du modèle.

Dans ce pMSSM, une hypothèse supplémentaire est l'unification des masses des jauginos. Il reste alors 7 paramètres, introduits à l'échelle électrofaible :

- μ, le paramètre de masse des Higgsinos,
- M_2, le paramètre de masse des jauginos,
- $\tan\beta$, le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs,
- M_A, la masse du boson de Higgs pseudo-scalaire,
- m_0, la masse commune des scalaires (sfermions et bosons de Higgs),
- A_b et A_t, les couplages trilinéaires apparaissant dans les termes de brisures de SUSY.

Les études SUSY présentées dans la suite ont été menées dans ce cadre. Un large balayage des paramètres a été effectué aléatoirement. Les intervalles utilisés pour chaque paramètre sont résumés dans le tableau 18.2. Afin de présenter une étude relativement exhaustive dans le cadre de ce modèle, le nombre total de scénarios testés est de l'ordre de 10^4.

Les exclusions imposées par les expériences auprès des accélérateurs sont ensuite prises en compte. Nous ne conservons que les modèles dans lesquels la LSP est le neutralino le plus léger, $\tilde{\chi}^0_1$ que nous noterons χ. Pour les modèles non exclus, la densité relique est calculée et confrontée aux valeurs imposées par la cosmologie (section 17.1). Enfin, ce code permet de calculer les sections efficaces d'annihilation des neutralinos, et leur spectre d'annihilation en γ.

[5] Nous utilisons la version 4.1 de DarkSusy (8 juin 2004) disponible à l'URL [208].

Paramètre	Minimum	Maximum
μ	10	50 000
M_2	10	50 000
$\tan\beta$	3	60
M_A	10	10 000
m_0	100	30 000
A_b/m_0	-3	3
A_t/m_0	-3	3

TAB. *18.2:* ***Balayage des paramètres effectués pour l'étude phénomoénologique de SUSY.***

18.2.3 Le neutralino comme LSP

Dans les modèles MSSM, les $\tilde{Z^0}$, γ, $\tilde{H}_1^0$ et $\tilde{H}_2^0$ se mélangent pour former quatre états propres de masse appelés les neutralinos χ_i. La matrice de masse dans la base ($\tilde{B}$,$\tilde{W}_3$,$\tilde{H}_1^0$,$\tilde{H}_2^0$) est donnée par :

$$\begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z\cos\beta\sin\theta_W & M_Z\sin\beta\sin\theta_W \\ 0 & M_2 & M_Z\cos\beta\cos\theta_W & -M_Z\sin\beta\cos\theta_W \\ -M_Z\cos\beta\sin\theta_W & M_Z\cos\beta\cos\theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z\sin\beta\sin\theta_W & -M_Z\sin\beta\cos\theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

M_1 et M_2 sont les termes de masse des binos et des winos respectivement, θ_W est l'angle de Weinberg.

Le neutralino le plus léger, noté χ, est ainsi une combinaison linéaire de $\tilde{B}$, $\tilde{W}_3$, $\tilde{H}_1^0$ et $\tilde{H}_2^0$:

$$\chi = N_{11}\tilde{B} + N_{12}\tilde{W}_3 + N_{13}\tilde{H}_1^0 + N_{14}\tilde{H}_2^0 \tag{18.7}$$

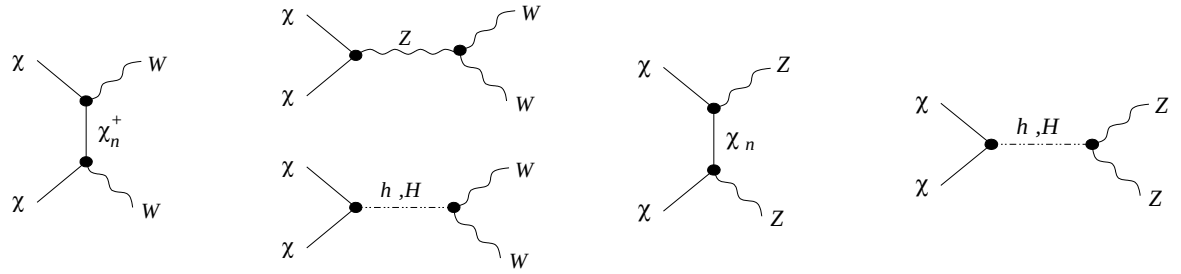
On peut alors définir la fraction de higgsino f_H et la fraction de gaugino f_G par :

$$f_H = N_{13}^2 + N_{14}^2 \tag{18.8}$$
$$f_G = N_{11}^2 + N_{12}^2 \tag{18.9}$$

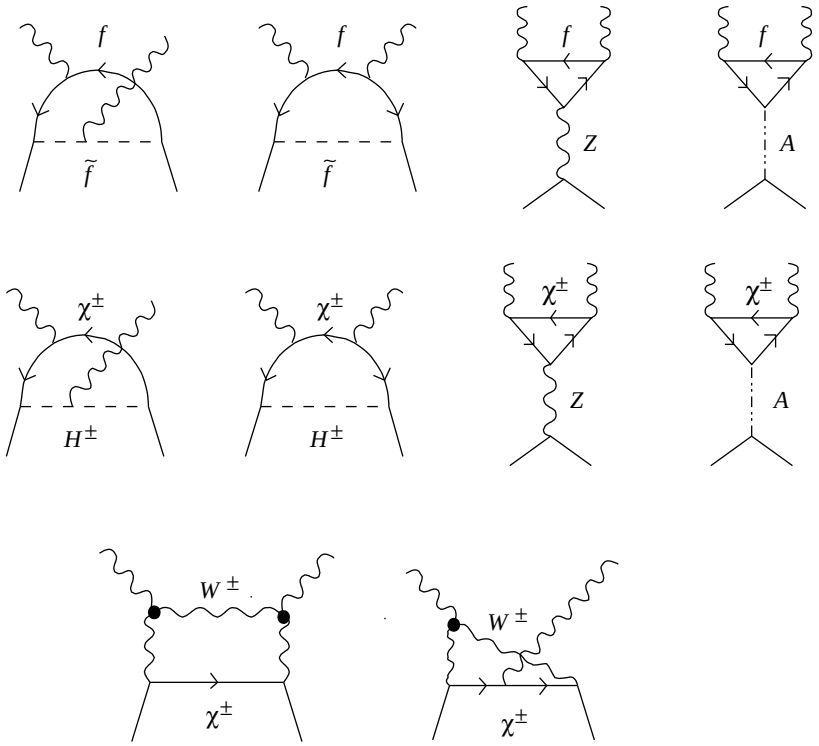
18.2.4 Emission γ d'annihilation

Les canaux d'annihilation principaux des neutralinos conduisent à des paires de fermion-antifermion, à des paires de bosons de jauge (figure 18.3(a)) et à des états finals contenant des bosons de Higgs. Leurs sections efficaces sont calculées dans [101] et leur $<\sigma_{ann}v>$ est de l'ordre de $3\times10^{-26}\,\mathrm{cm^3s^{-1}}$: la densité relique des neutralinos est donc naturellement compatible avec les contraintes cosmologiques (section 17.2).

Du fait de la masse faible des fermions devant celle des neutralinos ($\gtrsim 10\,\mathrm{GeV}$), l'annihilation de neutralinos en fermion-antifermion est toujours autorisée (neutrinos, leptons, quarks). Cependant, dans la limite des faibles vitesses des neutralinos, la section efficace d'annihilation est supprimée par des contraintes d'hélicité : les neutralinos étant des fermions de Majorana, deux neutralinos s'annihilant en voie s doivent avoir leurs spins opposés pour obéir à la statistique de Fermi. Les états finals des fermion et antifermion doivent alors avoir leurs spins opposés : ce retournement d'hélicité implique que la section efficace d'annihilation est proportionnelle au carré de la masse du fermion. Ce rapport de branchement est donc très supprimé



(a) Annihilation de neutralinos en bosons de jauge.



(b) Annihilation de neutralinos en paires de photons.

FIG. *18.3:* ***Diagrammes contribuant à l'annihilation de neutralinos*** *(a) en bosons de jauge d'interaction faible et (b) en paires de photons.*

à faible vitesse. De plus, les canaux d'annihilation en quarks (u,d,s) et leptons (e,μ) légers sont négligeables devant les canaux quarks lourds (c,b,t) ou en τ. Lorsque l'annihilation en quarks top est autorisée[6], le canal d'annihilation dominant en paires de fermions est donc en quarks t.

L'annihilation en bosons de jauge de l'interaction faible est autorisée dès que la masse du neutralino est supérieure à la masse des bosons[7]. Ces canaux d'annihilation sont dominants pour des neutralinos massifs, en particulier des neutralinos principalement higgsinos. Les particules finales sont les produits de désintégration du Z_0 et des $W^\pm$ ($\sim$70% de hadrons et $\sim$30% de leptons).

Les canaux d'annihilation en paires de γ et en γZ_0 sont très importants dans la mesure où ils conduisent à des signaux γ quasi monochromatiques lorsque les neutralinos sont non relativistes : respectivement $E_\gamma = m_\chi$ et $E_\gamma = m_\chi(1 - m_{Z_0}^2/4m_\chi^2)$. L'observation d'une telle raie par des détecteurs γ serait une preuve directe du processus d'annihilation. Cependant, les processus en paires de γ, donnés sur la figure 18.3(b), impliquent la présence d'une boucle : les rapports d'embranchement des canaux d'annihilation en paires de γ sont donc supprimés d'un facteur α^2.

Le signal γ d'annihilation de neutralinos est donc composé d'une raie d'annihilation et d'un continuum provenant de la désintégration des bosons d'interaction faible et des gluons. Afin que le signal d'annihilation soit observable avec l'expérience H.E.S.S., les neutralinos doivent avoir une masse supérieure au seuil, de 100 GeV. Pour ces neutralinos massifs, les canaux d'annihilation dominants sont en bosons de jauge, et les raies γ sont très supprimées.

18.3 Particule de Kaluza-Klein

Bien que notre monde apparaît être à 3+1 dimensions (trois d'espace et une de temps), il est possible que des dimensions supplémentaires existent et apparaissent à des échelles spatiales plus faibles. Dans ces modèles, l'espace-temps à 4 dimensions usuel est une structure appelée une *brane* contenue dans un espace-temps à (3+δ+1) dimensions appelé le *bulk*. Dans beaucoup de modèles, par exemple les modèles de Randall-Sundrum [163], les champs du modèle standard sont supposés confinés dans la brane, et seule la gravité peut se propager dans le bulk. Dans le cas des modèles à dimensions supplémentaires universelles, tous les champs sont libres de se propager dans le bulk. Nous nous plaçons par la suite dans ce cadre.

Les dimensions supplémentaires sont supposées être compactifiées sur des cercles (ou autres topologies) de taille R : l'impulsion des champs pouvant se propager dans le bulk est alors quantifiée en unités de $p^2 \sim 1/R^2$. Il apparaît alors des modes, appelés états de Kaluza-Klein (KK), qui dans notre espace à 4 dimensions apparaisent comme des séries (appelées *tours*) d'états de masses $m_n = n/R$, où n indique le mode.

Les modèles à dimensions supplémentaires universelles fournissent un candidat à la matière noire, la particule de Kaluza-Klein la plus légère, ou LKP. Cette particule est conservée si la parité de Kaluza-Klein est conservée, c'est-à-dire si $(-1)^n$ est préservé à tous les vertex. Chaque vertex doit donc contenir un nombre pair de modes impairs de KK. Ceci implique que l'état $n = 1$ ne peut pas se désintégrer vers l'état $n = 0$ correspondant aux particules du modèle standard. Le LKP, un boson probablement associé à la première excitation de KK du photon, est donc un candidat à la matière noire (notons qu'il est aussi possible que le LKP soit un état excité du neutrino, $\nu^{(1)}$). Nous noterons dorénavant cette particule $B^{(1)}$.

[6] $m_t = 174,1 \pm 5,1\,\mathrm{GeV}$ (PDG2004)

[7] $m_W = 80,425 \pm 0,038\,\mathrm{GeV}$, $m_Z = 91,1876 \pm 0,0021\,\mathrm{GeV}$ (PDG2004)

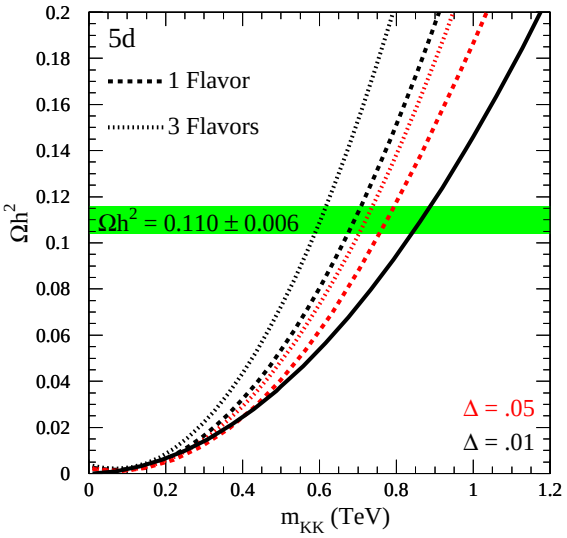


FIG. *18.4:* ***Densité relique en fonction de la masse de*** $B^{(1)}$. *La ligne continue correspond au calcul de la densité relique sans cohanihilation. Les lignes pointillées indiquent des cas où il y a des cohannihilation avec* $e_R^{(1)}$ *(courbes noires :* $\Delta = 0,01$*, courbes rouges :* $\Delta = 0,05$*, où* Δ *est la différence relative de masse entre* $B^{(1)}$ *et* $e_R^{(1)}$*.) La bande verte indique les contraintes sur la densité relique.*

La densité relique de $B^{(1)}$ a été calculée dans [178] : elle est compatible avec les contraintes cosmologiques si la masse de $B^{(1)}$ se trouve entre 400 et 1 200 GeV (figure 18.4). Les contraintes actuelles obtenues avec les accélérateurs sur la masse de cette LKP sont faibles : $m_{B^{(1)}} \gtrsim 300\,\text{GeV}$ [17], mais le LHC devrait être capable de tester ces particules jusqu'à des masses de $\sim 1,5$ TeV.

18.3.1 Emission γ d'annihilation

Les rapports d'embranchement de l'annihilation de $B^{(1)}$ sont donnés dans la table 18.3 et sont indépendants de la masse de la particule [38] dans la limite où $m_{B^{(1)}}$ est très grand devant les masses des produits d'annihilation. Contrairement au cas de la supersymétrie, la nature bosonique de la LKP indique qu'il n'y a pas de suppression chirale des canaux d'annihilations : en particulier, les annihilations en paires de leptons chargés et en paires de quarks sont dominantes. Les diagrammes correspondant sont donnés sur la figure 18.5.

La section efficace d'annihilation en paires de fermions est données dans [178]. Dans le cas où les $B^{(1)}$ sont non relativistes, un développement au premier ordre en v donne :

$$< \sigma v > \sim \frac{1}{2} \times \frac{95\, g_1^4}{324\, \pi\, m_{B^{(1)}}^2} \tag{18.10}$$

$$\sim \frac{1}{2} \times 1,7 \times 10^{-26}\,\text{cm}^3.\text{s}^{-1}\, \frac{1\,\text{TeV}}{m_{B^{(1)}}^2} \tag{18.11}$$

où g_1 est le couplage de jauge de $U(1)_Y$[8].

[8] $\tan\theta_W = g_1/g_2$, $e = g_2 \sin\theta_W$, où g_2 est le couplage de jauge de $SU(2)$ et θ_W l'angle de Weinberg.

Canal d'annihilation	Rapport d'embranchement
paires de leptons chargés	59%
paires de quarks	35%
paires de neutrinos	4%
bosons de jauge	1,5%
bosons de Higgs	0,5%

TAB. *18.3:* ***Rapports d'embranchement de l'annihilation de la LKP*** $B^{(1)}$ ***[34].***

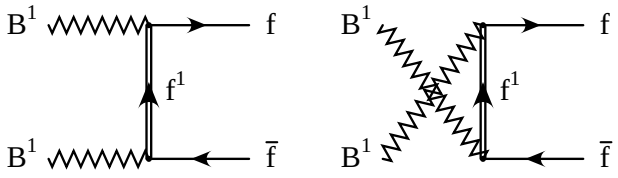


FIG. *18.5:* ***Canaux d'annihilation des*** $B^{(1)}$ ***conduisant à des fermions [178].***

Les canaux d'annihilations de $B^{(1)}$ conduisant à des γ ont été simulés avec PYTHIA pour les leptons chargés (e,μ,τ) et les quarks. La figure 18.6 montre le spectre d'annihilation obtenu ainsi que ses différentes composantes. Les canaux d'annihilation en neutrinos, bosons de jauge et bosons de Higgs ont été négligés. Le spectre γ d'annihilation en paires d'électrons et de muons est donné dans [34] (équation 18.12). Les autres composantes ont été ajustées, pour différentes masse de $B^{(1)}$, suivant les formulations données dans [71] pour les canaux en paires de τ (équation 18.13)[9] et de quarks (équation 18.14) :

$$\frac{dN_\gamma^l}{dx} \sim \frac{\alpha}{2}\frac{(x^2-2x+2)}{x}\ln\left[\frac{m_{B^{(1)}}^2}{m_l^2}(1-x)\right] \quad (18.12)$$

$$\frac{dN_\gamma^\tau}{dx} \sim x^{a_\tau}(b_\tau x + c_\tau x^2 + d_\tau x^3)e^{e_\tau x} \quad (18.13)$$

$$\frac{dN_\gamma^i}{dx} \sim \eta x^a e^{b+cx+dx^2+ex^3} \quad (18.14)$$

où $x = E_\gamma/m_{B^{(1)}}$, $l \equiv e^\pm, \mu^\pm$, i représente les quarks et α est la constante de structure fine. Les paramètres ajustés sont donnés dans l'annexe C.

18.4 Flux γ en provenance d'un halo de matière noire

A partir d'une hypothèse sur la nature du WIMP et sur le profil du halo de matière noire, il est possible de prédire le flux γ d'annihilation en provenance de ce halo :

$$\frac{d\Phi}{dE}(\Delta\Omega, E) = F_0 \times \frac{dN}{dE} \times \frac{<\sigma v>}{<\sigma v>_{ref}} \times \left(\frac{1\,TeV}{m_{DM}}\right)^2 \times \bar{J}(\Delta\Omega) \times \Delta\Omega \quad (18.15)$$

[9] Les γ issus des canaux en paires de leptons proviennent du Bremsstrahlung "interne" (émission de photons lorsque des particules chargées apparaissent et sont accélérées). Dans le cas des canaux en paires de τ, il existe une composante supplémentaire en provenance des désintégrations du τ dans des canaux hadroniques, par exemple $\tau \to \pi^-\pi^0\nu_\tau$ puis $\pi^0 \to \gamma\gamma$.

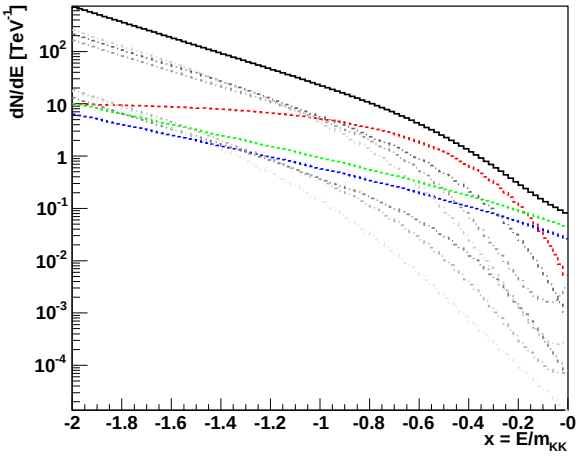


FIG. *18.6:* ***Spectre d'annihilation de $B^{(1)}$ de 800 GeV en γ (courbe supérieure).*** *Le spectre issu des divers composantes d'annihilations sont montrées : les lignes continues indiquent les canaux en paires de leptons chargés (de haut en bas : $\tau^+\tau^-$ (rouge), e^+e^- (vert), $\mu^+\mu^-$(bleu)), les lignes pointillées (grises) indiquent les canaux en paires de quarks (du plus foncé au plus clair : $u\bar{u}$, $d\bar{d}$,$s\bar{s}$, $c\bar{c}$, $b\bar{b}$, $t\bar{t}$).*

où $\Delta\Omega$ est le champ de vue, $<\sigma v>_{ref}= 3.10^{-26}\,\mathrm{cm^3 s^{-1}}$, $F_0 = \frac{1}{2}\times 5,6.10^{-12}\,\mathrm{cm^{-2} s^{-1}}$ et m_{DM} est la masse du neutralino.

Cette équation se compose de deux termes factorisables : le premier décrit la physique des particules, c'est-à-dire la forme du spectre γ d'annihilation du WIMP dN/dE, le produit $<\sigma v>$ et sa masse m_{DM} ; le second terme décrit le profil de densité du halo $\rho(r)$ et le champ de vue du détecteur. En effet, $\bar{J}(\Delta\Omega)$ est la moyenne, sur le champ de vue, de l'intégrale du carré de la densité de matière noire le long de la ligne de visée. Pour un halo situé à la distance R de l'observateur :

$$\bar{J}(\Delta\Omega) = \frac{J_0}{\Delta\Omega}\int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\ell=0}^{\infty} \rho^2(r) \tag{18.16}$$

$$\text{avec} \quad J_0 = \frac{1}{8.5\,\mathrm{kpc}}\left(\frac{1}{0.3\,\mathrm{GeV.cm^{-3}}}\right)^2 \tag{18.17}$$

$$\text{et} \quad r^2(\Psi,l) = R^2 - 2lR\cos\Psi + l^2 \tag{18.18}$$

où (Ψ,l) décrit la direction de visée et la position sur la ligne de visée. $\rho(r)$ est le profil de densité du halo, avec r la distance par rapport au centre du halo.

Cette forme analytique est commune à toutes les méthodes de détection indirecte de matière noire qui peuvent donc contraindre, à partir d'un signal d'annihilation de matière noire, à la fois le profil du halo à partir de la distribution angulaire des événements, et la nature des WIMPs à partir de la forme spectrale.

Chapitre 19

Le Centre Galactique

La galaxie dans laquelle se situe notre système solaire, la Voie Lactée, a une masse d'environ $7 \times 10^{11}\, M_\odot$. Il s'agit vraisemblablement d'une galaxie spirale barrée. Le bulbe galactique est caractérisé par une population d'étoiles vieilles à longues durées de vie et sa masse est d'environ $10^{10}\, M_\odot$. Il aurait une forme allongée, avec un rapport d'environ 2 :1 entre le grand et le petit axes. Le grand axe, d'une longueur de l'ordre de 3,5 kpc serait incliné de 20° à 30° par rapport à la ligne de visée [65].

Le centre de notre galaxie se situe à $8,0 \pm 0,5$ kpc du système solaire [164]. Il est marqué par la présence d'un trou noir supermassif Sgr A*, mais de nombreux autres candidats sont susceptibles d'émettre des γ de haute énergie.

Les constituants principaux présents dans le champ de vue des télescopes de H.E.S.S. autour du Centre Galactique sont d'abord décrits. Ensuite, nous détaillerons plus précisément le complexe Sgr A, ensemble de sources situées dans un rayon de 10 pc autour du Centre Galactique.

19.1 Le Centre Galactique à l'échelle de 500 pc

19.1.1 Contenu stellaire

La population stellaire à l'échelle de quelques centaines de parsecs est différente de celle du bulbe galactique. Elle est plus riche en étoiles jeunes et massives, ce qui est caractéristique d'une formation d'étoiles récente ou permanente [110]. Cette population stellaire serait concentrée dans une structure nommée "bulbe nucléaire", de rayon de 230 pc et de masse totale de $(1,4 \pm 0,6) \times 10^9\, M_\odot$ 99% de la masse serait sous forme stellaire, le reste étant principalement sous forme de nuages moléculaires.

Trois amas d'étoiles massives sont connus dans cette région. La plupart des étoiles sont au stade de Wolf-Rayet [1] ce qui limite l'âge des amas à environ 10^7 ans. Deux d'entre eux, le Quintuplet et l'amas des Arches, sont situés à environ 35 pc de Sgr A*, le dernier occupe une zone de 1 pc située au centre. Ces amas sont particulièrement denses et contiennent un nombre important d'étoiles massives, de masse initiale $\sim 100\, M_\odot$.

Une autre signature de la formation stellaire est l'existence de restes de supernovae, dont

[1] Wolf-Rayet : étoile évoluée présentant des raies intenses et larges et subissant une importante perte de masse. Leur spectre est dominé par les raies d'émission de l'hélium. L'atmosphère de ces étoiles est riche en métaux.

certains sont clairement visibles sur la figure 19.1[2]. Sgr C, Sgr D HII et Sgr E sont des régions HII[3].

19.1.2 Observations du Centre Galactique en radio

La région du Centre Galactique observée avec les télescopes de H.E.S.S. a une taille de $5° \times 5°$. A la distance du Centre Galactique, ce champ de vue correspond à environ $500\,\mathrm{pc} \times 500\,\mathrm{pc}$. De nombreuses sources ont été observées dans cette région à d'autres longueurs d'onde, en particulier en radio, infrarouge et rayons X.

Une image à grand champ ($4 \times 5°$) observée en radio à 90 cm est analysée par LaRosa et al [109] et montrée sur la figure 19.1. Cette longueur d'onde permet d'observer à la fois des émissions thermiques ($\mathrm{T} \sim 2 \times 10^{-2}\,\mathrm{K}$) et non-thermiques. La structure centrale, Sgr A, contient une source synchrotron compacte Sgr A*. Nous verrons dans la section 19.2 qu'elle contient aussi une structure en spirale, Sgr A Ouest, qui semble être en orbite autour de Sgr A*, et sur la même ligne de visée se trouve Sgr A Est, une source non thermique en coquille, correspondant probablement à un reste de supernova.

Un arc radio se situe à 15'-20' au nord de Sgr A. Cet arc est formé de filaments linéaires issus d'émission synchrotron. En plus de cet arc, sept filaments isolés sont observés à moins de 0,5° du Centre Galactique. Ce sont aussi des structures magnétiques non-thermiques. Six de ces filaments sont perpendiculaires au plan galactique. On pense qu'ils tracent des lignes du champ magnétique à grande échelle, le long desquelles des électrons s'enroulent, produisant une émission synchrotron [109]. Pour certains filaments, une interaction avec un nuage moléculaire a été mise en évidence. Ces nuages pourraient servir de réservoir pour les particules qui circulent dans les filaments. Dans une autre hypothèse, les filaments sont supposés être des zones de champ magnétique intense dans un champ faible à grande échelle.

Du fait de la structure des filaments, la géométrie du champ magnétique au Centre Galactique est généralement supposée polodal[4] dans un rayon d'une centaine de parsecs, avec une intensité de l'ordre du milligauss.

Parmi les sources observées se trouvent de nombreux restes de supernovae qui sont autant de candidats potentiels d'émission à haute énergie. Citons en particulier SNR $0.9 + 0.1$ (G $0.9 + 0.1$) dont le signal γ a été observé par H.E.S.S. [10].

Les sources appelées Sgr B1 et Sgr B2 sont des nuages moléculaires. Ce sont aussi des sources potentielles de γ de haute énergie.

19.1.3 Observations du Centre Galactique en rayons X

En rayons X, la région du Centre Galactique apparaît comme un ensemble de sources diffuses thermiques et non-thermiques, mélées à une population de sources ponctuelles lumineuses. Les observations les plus récentes ont été obtenues avec les satellites Chandra [191, 108] et XMM-Newton [174]. Les images obtenues par ces expériences sont données sur la figure 19.2. L'absorption interstellaire affecte le rayonnement X, particulièrement en dessous de 1 à 2 keV dans

[2] Sur la figure, les restes de supernovae sont appelés SNR pour SuperNova Remnant.

[3] Région HII : région du milieu interstellaire très riche en hydrogène ionisé. L'hydrogène est ionisé par le rayonnement ultraviolet émis par des étoile chaudes. Les régions HII sont observées en radioastronomie par le rayonnement thermique des électrons libres.

[4] Champ polodal : les lignes de champ sont dans les plans méridiens, c'est-à-dire contenant l'axe galactique.

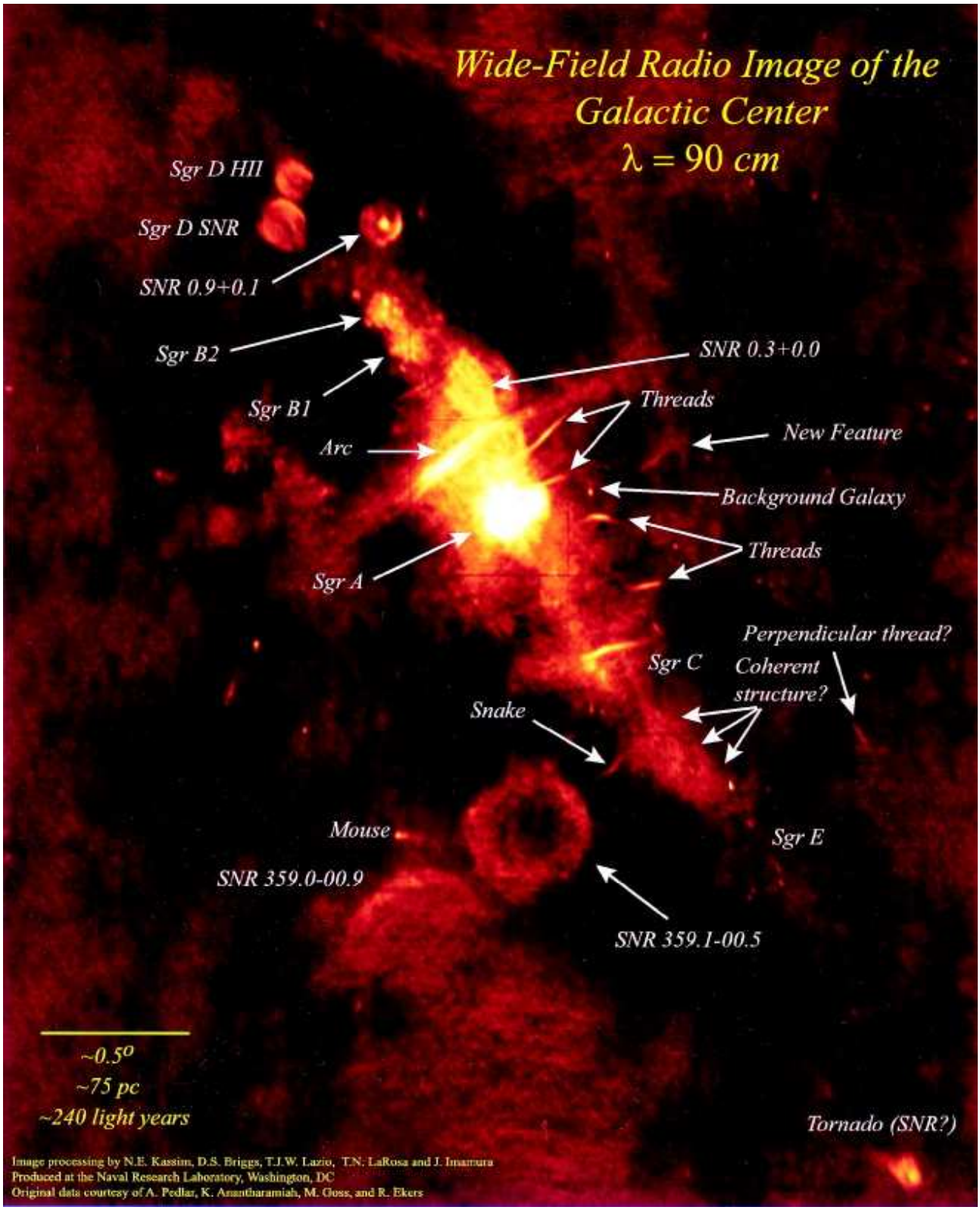


FIG. *19.1:* ***Carte du ciel de*** $\sim 4° \times 5°$ ***autour du Centre Galactique, en coordonnées équatoriales, mesurée par le télescope VLA entre 1986 et 1989 à la longeur d'onde de 90 cm (333 MHz) [109].***

la direction du Centre Galactique. Le Centre Galactique n'est par conséquent pas observable dans une bande allant de l'optique aux X de 1 keV.

Les missions d'observation dans ce domaine (EINSTEIN, GINGA, ROSAT, ASCA, BeppoSAX) ont démontré l'existence de gaz chaud dans la région du Centre Galactique, à une température estimée de 10^7 à 10^8 K ($0,9$ à $9\,\mathrm{keV}$), ainsi que l'existence de sources ponctuelles, généralement des binaires X.

Chandra a été lancé en juillet 1999. Il fournit actuellement les images X, entre 1 et 10 keV, avec une résolution angulaire, 0,5" sur l'axe optique. Le champ du vue du satellite est petit, 17' et sa résolution en énergie est de l'ordre de 10% [140]. Le satellite XMM-Newton[5], lancé en décembre 1999, observe la même bande en énergie avec une résolution angulaire de 14" pour un champ de vue de 30' [19]. Sa résolution en énergie est inférieure à 0,5% et permet donc de faire des études spectroscopiques précises des sources. Ces deux satellites sont donc complémentaires dans l'étude du ciel en rayons X.

La mosaïque des images obtenues par Chandra en direction du Centre Galactique est donnée sur la figure 19.2(a). Dans la région centrale de la galaxie ($17' \times 17'$), Chandra a identifié 2 357 sources [140]. Parmi ces sources, 281 sont des sources d'avant-plan[6] et une centaine sont des AGNs de fond. Les autres sources se trouvent à proximité du Centre Galactique ($\lesssim 40$ pc). Les spectres de plus de la moitié des sources ponctuelles suivent des lois de puissance très dures, caractéristiques de naines blanches ou d'étoiles à neutrons. L'émission diffuse observée par les autres expériences est confirmée. Elle est fortement asymétrique, la région à l'ouest de Sgr A étant plus brillante, et sont spectre est caractéristique d'un plasma à 10^7 K. Son origine pourrait être une somme d'activités de formation d'étoiles et d'explosions de supernovae en grand nombre.

Sur l'image obtenue par XMM-Newton (figure 19.2(b)), trois sources brillantes sont des binaires X, deux sont stables ($1E1740.7-2942$ et $1E1743.1-2843$), l'autre est variable ($SAX\,J1747.0-2853$). Deux zones d'émission à forte luminosité de surface correspondent aux régions de Sgr A et de l'arc radio. L'émission X de l'arc radio est maximale au niveau d'un nuage moléculaire (appelé $G\,0.1-0.1$), mais l'origine de cette émission reste inconnue. L'amas d'étoiles Arches et le reste de supernova $G\,0.9+0.1$ sont aussi dominants à haute énergie. En plus de ces sources identifiables, l'émission diffuse est visible dans toute la région.

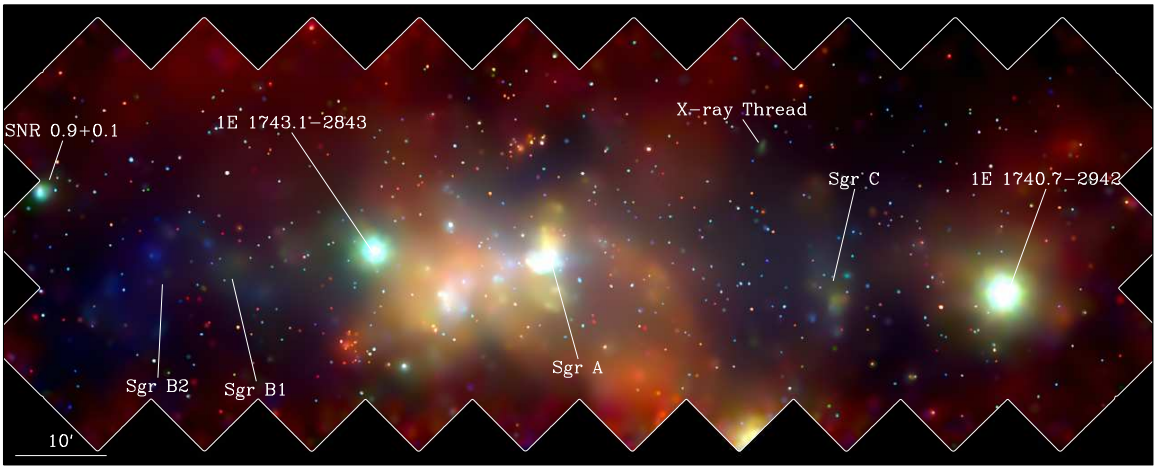
19.1.4 Observations du Centre Galactique en rayons X durs

L'expérience INTEGRAL a commencé sa mission en octobre 2002. La région du Centre Galactique a été observée au printemps 2003. Les résultats obtenus avec l'imageur γ IBIS/ISGRI[7] entre 20 et 100 keV sont décrits par Bélanger et al [29]. Six sources distinctes sont visibles sur la carte du ciel donnée sur la figure 19.3. La résolution angulaire du détecteur IBIS/ISGRI est de 12' (FWHM), du même ordre de grandeur que celle de H.E.S.S. (rayon contenant 68% du signal $\sim 6'$). La position d'une nouvelle source, $IGR\,J1745.6-2901$, est compatible avec le trou noir Sgr A* à 0,9' près. Cette source ne peut cependant être associée au trou noir de façon certaine, mais une contribution ne peut être exclue. Cette source est variable avec, en particulier, une augmentation du flux d'un facteur 12 en 40 minutes le 6 avril 2003. La significativité de cette variabilité est estimée à $5\,\sigma$ sans prendre en compte les erreurs systématiques. La variabilité

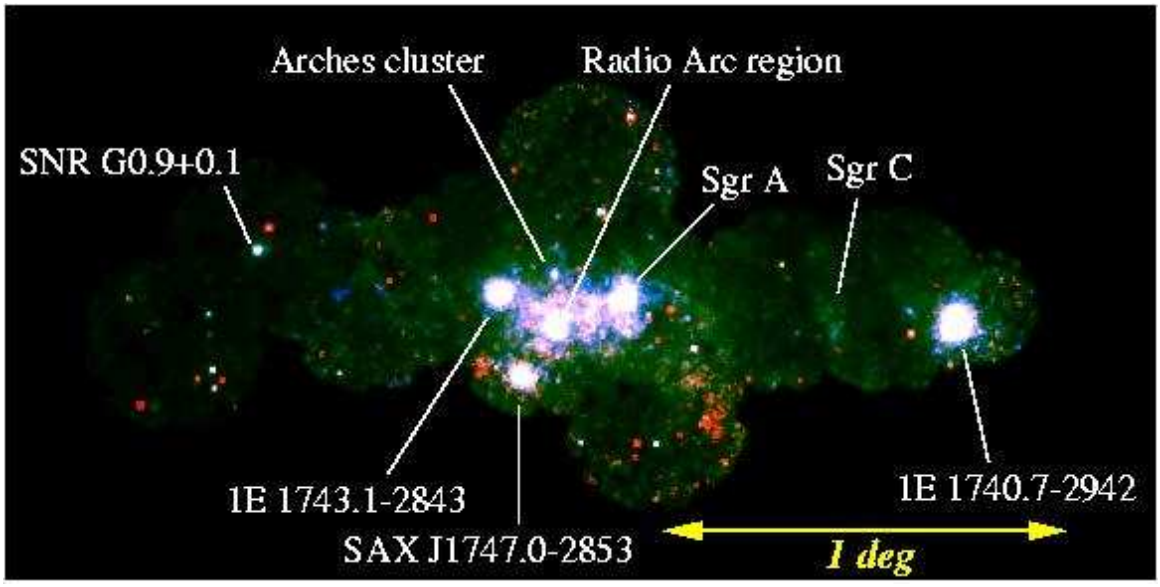
[5] XMM : X-ray Multi-Mirror

[6] Ce sont les sources détectées au dessous de 1,5 keV.

[7] IBIS/ISGRI : Imager on Board the INTEGRAL Satellite/INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager. Sa résolution en énergie est de 8% à 100 keV [192].



(a) Mosaique du Centre Galactique observé par Chandra.



(b) Mosaique du Centre Galactique observé par XMM-Newton.

FIG. *19.2:* ***Images de la région du Centre Galactique le long du plan galactique en rayons X.*** *(a) Mosaïque de* $2\times0,8°$ *du Centre Galactique obtenue avec le satellite X Chandra entre 1 et 8 keV, avec une résolution angulaire allant de 0,5" sur axe à 5" en bord des caméras CCD [108, 209]. Les couleurs correspondent à 3 bandes d'énergie. Rouge : 1-3 keV. Vert : 3-5 keV. Bleu : 5-8 keV. (b) Observations du satellite XMM-Newton entre 2 et 9 keV, avec une résolution angulaire de 14", en 2000 et 2001 [174]. Les points rouges sont des étoiles d'avant-plan.*

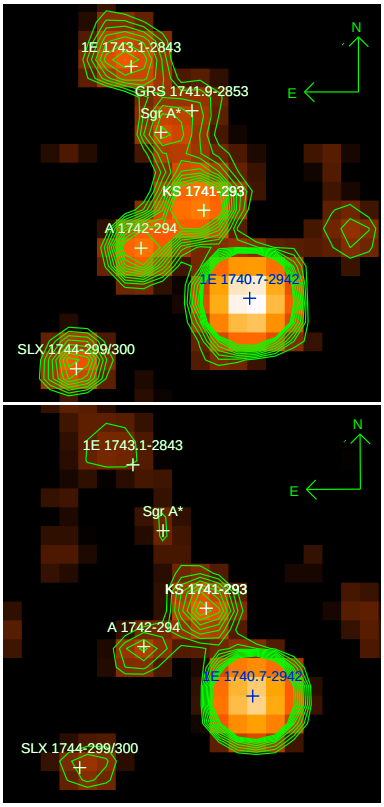


FIG. *19.3:* ***Cartes du ciel de*** $\sim 2° \times 2°$ ***autour du Centre Galactique, en coordonnées équatoriales, mesurée par le télescope INTEGRAL/IBIS/ISGRI*** *dans les domaines en énergie 20-40 keV (a) et 40-100 keV (b), entre le 28 février et le* 1^{er} *mai 2003 [29]. Les contours indiquent les niveaux de significativité de 4 à 15* σ*. Les pixels ont une taille de 5'.*

rapide de cette source exclut une contribution importante du reste de supernova Sgr A Est. Le flux mesuré par INTEGRAL est de $(1,92 \pm 0,36) \times 10^{-11}\,\text{ergs.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ dans la bande de 20 à 40 keV et de $(1,86 \pm 0,40) \times 10^{-11}\,\text{ergs.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ dans la bande de 40 à 100 keV.

Une image plus large de la région du Centre Galactique est donnée dans [167]. La densité de sources X dures est plus importante vers le Centre Galactique et la plupart d'entre elles sont situées le long du plan galactique. La plupart des sources vues par INTEGRAL sont des binaires X associées à une étoile à neutron et l'une d'elles ($\text{IE1740.7} - 2942$) pourrait être associée à un trou noir. La source $\text{GRS1742} - 292$ est un noyau actif de galaxie. $\text{IGR J17475} - 2822$ a été découverte par INTEGRAL et n'est toujours pas identifiée. Elle pourrait être associée au nuage moléculaire Sgr B2 [166].

19.1.5 Un signal en provenance du Centre Galactique à ultra haute énergie ?

A ultra-haute énergie, l'expérience AGASA[8] a observé, avec un niveau de confiance de 4 σ (statistique seulement), un excès de rayons cosmiques en direction du Centre Galactique [87]. Ces rayons cosmiques ont des énergies de 10^{18} eV. A cette énergie, la résolution angulaire

[8]AGASA : Akeno Giant Air Shower Array.

d'AGASA est de 3°. Ce résultat implique que des particules, protons et/ou neutrons, sont accélérées à 10^{18} eV dans la galaxie.

Ce résultat n'est pour le moment pas confirmé par l'observatoire Pierre Auger observant le ciel dans le même domaine d'énergie et ayant actuellement une statistique correspondant à 60% de celle d'AGASA.

La région du Centre Galactique est donc très complexe, constituée d'objets certainement variables et de sources de type reste de supernovae susceptibles d'émettre des γ de très haute énergie. Nous allons maintenant nous concentrer sur la région centrale, Sgr A.

19.2 En dessous d'une dizaine de parsecs : le complexe Sgr A

A l'échelle d'une dizaine de parsecs, la région centrale de la galaxie, Sgr A, est schématisée sur la figure 19.4 et nous nous concentrons maintenant sur ses principaux composants.

19.2.1 Sgr A Est, un reste de supernova

Sgr A Est (SNR 000.0 + 00.0) est une bulle en expansion, d'une taille de $3,5' \times 2,5'$ (8×6 pc), située derrière Sgr A Ouest sur la ligne de visée [152][9]. Elle est dominée en radio par une émission synchrotron. Ces observations indiquent en outre que la coquille est en interaction avec le nuage moléculaire M-0.02-0.07 [136]. Les expériences d'imagerie X Chandra [123] et XMM-Newton [175] ont récemment fourni des images à haute résolution de Sgr A Est et mesuré les abondances des éléments lourds. L'observation d'une coquille en radio associée à une émission X contenue à l'intérieur de cette coquille suggère que Sgr A Est est un reste de supernova de type "morphologie mixte" (MM)[10]. Une image de cette source est donnée sur la figure 19.5(a). Ces observations permettent d'estimer que l'explosion à l'origine de ce reste de supernova a eu lieu il y a 4 000 à 10 000 ans. L'expansion de la matière éjectée semble se dérouler dans un milieu dense[11] dont la densité serait $10^3\,\mathrm{cm}^{-3}$. Une autre caractéristique remarquable est la présence d'un gradient de fer élevé dans la région centrale (abondance[12] $Z_{Fe} \sim 4$ au centre puis décroissante jusqu'à $Z_{Fe} \sim 0,5$ sur le bord externe), alors que les abondances des éléments plus légers sont homogènes (valant 1 à 3 fois les abondances solaires). Ceci plaide en faveur de l'hypothèse d'un reste de supernova de type Ia ou de type II. Dans le dernier cas, l'étoile initiale devait être relativement légère, de masse inférieure à $20\,M_\odot$.

[9] Les observations en radio à 90 cm ont montré que l'émission de Sgr A Est est absorbée au niveau de Sgr A Ouest (voir figure 7 de [152]).

[10] Les restes de supernovae à "morphologie mixte" [168] sont caractérisées par une structure en coquille en radio et par une émission en X relativement homogène à l'intérieur de cette coquille. Elles interagissent avec des nuages HI. Leur formation nécessite un milieu plus dense que le milieu interstellaire moyen.

[11] Pour comparaison, la densité du milieu interstellaire dans la Voie Lactée est de l'ordre de $1\,\mathrm{cm}^{-3}$.

[12] L'abondance des éléments est donnée en unité d'abondance solaire

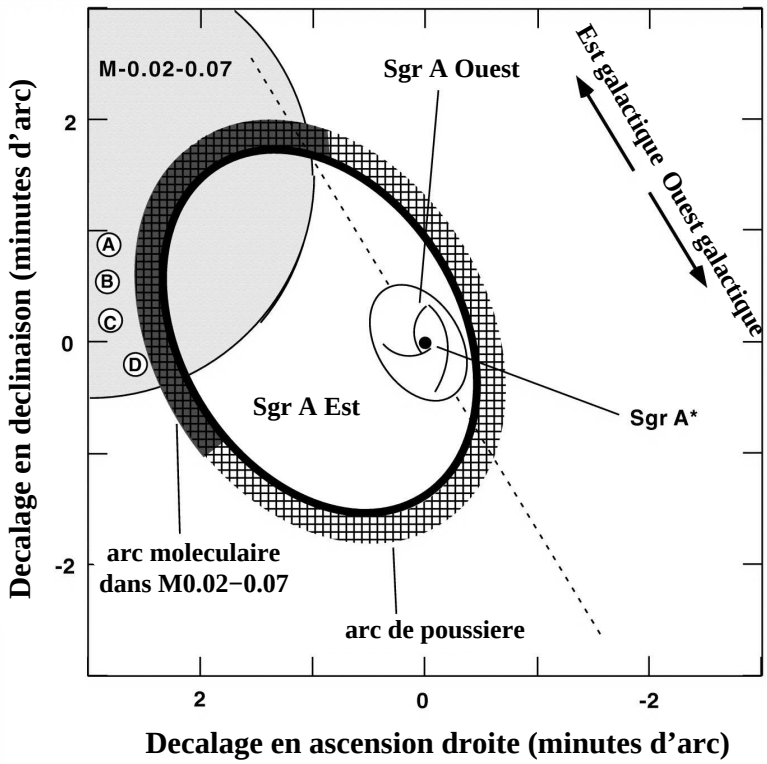
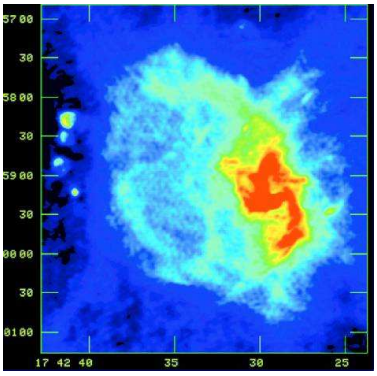
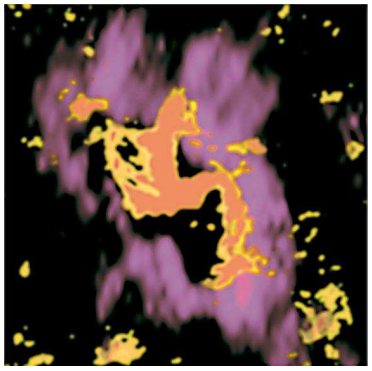


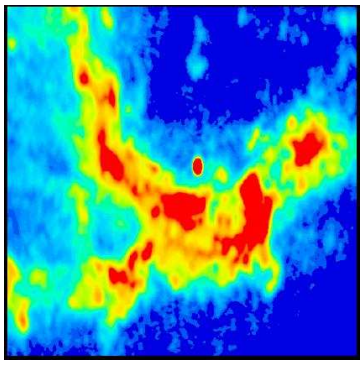
FIG. *19.4:* ***Schéma du complexe Sgr A [123].*** *Les axes sont les décalages en minutes d'arc par rapport à Sgr A*, en coordonnées équatoriales. Sgr A* est situé au centre de Sgr A Ouest formé de 3 bras spiraux. Sgr A Ouest est entouré par un anneau moléculaire de 30" de rayon. Sgr A Est entoure Sgr A Ouest mais son centre est décalé de 50". La coquille du reste de supernova est entourée par un arc de poussière et un arc moléculaire. Le nuage moléculaire M-0.02-0.07 se trouve à l'est galactique de Sgr A Est. Sur le bord est de Sgr A Est se trouve une chaine de régions HII notées de A à D. Pour une distance de 8 kpc, 1' correspond à 2,3 pc.*



(a) Image radio de Sgr A Est ($\sim 10 \times 10$ pc).



(b) Image de Sgr A Ouest : la minispirale entourée de la cavité moléculaire ($\sim 4 \times 4$ pc).



(c) Image radio de la minispirale et de Sgr A* ($\sim 2 \times 2$ pc).

FIG. *19.5:* ***Images radio de Sgr A Est et Sgr A Ouest.*** *Le nord est vers le haut, et l'est vers la gauche. (a) Image radio de* $\sim 10 \times 10$ *pc obtenue avec le VLA à 6 cm montrant la structure en coquille de Sgr A Est (bleu clair et vert) et la structure spirale de Sgr A Ouest (rouge) avec une résolution de* $3,4'' \times 2,9''$*. Un ensemble de régions HII est aussi visible à l'est de la coquille. (b) Image radio de* 4×4 *pc du gaz ionisé de Sgr A Ouest (orange, au centre) à 1,2 cm superposée à la distribution de l'émission de nuages HCN (forme rose diffuse). La majorité du gaz ionisé regroupé en trois bras se trouve à l'intérieur de la cavité moléculaire. (c) Image radio de* 2×2 *pc, obtenue à 2 cm, de Sgr A Ouest et Sgr A* (ellipse rouge au centre de l'image). La minicavité se trouve au sud-ouest de Sgr A*, au centre de la minispirale.*

19.2.2 Sgr A Ouest et la cavité moléculaire

Les deux parsecs centraux sont occupés par la région Sgr A Ouest dont des images sont données sur les figures 19.5(b) et 19.5(c). Du gaz ionisé est structuré en une série de filaments curvilignes partant approximativement de Sgr A*, avec un aspect de spirale à trois bras et tournant autour du trou noir avec une vitesse de 150 km/s : le nom de **minispirale** a été donné à cette structure. Ces filaments correspondent probablement à la frontière, ionisée, entre un domaine de haute densité et un domaine de basse densité [185].

Une zone sphérique de 0,08 pc de diamètre et très proche de Sgr A*, dans laquelle l'émission continuum radio est absente, apparaît sur la figure 19.5(c), au sud-ouest du trou noir. Elle est appelée la **minicavité**. Elle pourrait être due à un flux de matière collimaté en provenance du trou noir [130], ou à un vent stellaire émis par l'amas d'étoiles IRS 13 situé au centre de cette cavité.

Enfin, à plus grande échelle (~ 3 pc) la minispirale se trouve dans une **cavité moléculaire** relativement pauvre en gaz neutre ($300\,\mathrm{cm}^{-3}$ [185]) entourée par un anneau ou une coquille de gaz moléculaire dense ($10^5\,\mathrm{cm}^{-3}$) comme le montre la figure 19.5(b).

19.2.3 Sgr A*, le trou noir supermassif

La source Sgr A* a d'abord été détectée en radio dans les années 1950. Une dizaine d'année plus tard, il a été établi que Sgr A* se situe au centre dynamique de la Voie Lactée. L'hypothèse selon laquelle cette émission pourrait être due à un trou noir a été proposée dès les années 1970 et est maintenant couramment admise. Une revue détaillée de cette source a été rédigée par

Melia & Falcke [133]. Les quatre dernières années ont amené des résultats très prometteurs pour l'étude de cette source dont le signal a été vu en infrarouge, en X avec le satellite Chandra, et peut-être en γ. Nous détaillons maintenant les principaux résultats.

Position, masse et mouvement propre de Sgr A*

La **position** exacte de Sgr A* est un facteur prépondérant afin d'interpréter sa nature. Cette position a été déterminée précisément grâce aux observations radio [196] :

$$\alpha(2000) = 17^h45^m40.0383^s \pm 0.0007^s \quad (19.1)$$

$$\delta(2000) = -29°00'28.069'' \pm 0.014'' \quad (19.2)$$

soit, en coordonnées galactiques :

$$l = -0,0560° \qquad b = -0,0461 \quad (19.3)$$

Le **mouvement propre** de la source radio Sgr A* a été mesuré par comparaison de sa position avec celles de sources extragalactiques sur une période de 8 ans [165]. Les vitesses obtenues sont compatibles avec une source fixe : $-18 \pm 7\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ vers l'est galactique et $-0,4 \pm 0,9\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ vers le nord galactique. Ces résultats confirment que Sgr A* est située au centre dynamique de la galaxie.

Récemment, Shödel et al [177] ainsi que Ghez et al [75] ont analysé 10 ans d'observations en infrarouge à haute résolution de l'amas d'étoiles situé au Centre Galactique. Ces données comprennent plus de quarante étoiles. L'observation du mouvement accéléré de sept étoiles à moins de 1,2" de Sgr A* et qui sont passées par leur périastre permet de contraindre la masse contenue à l'intérieur de ces orbites très excentriques (figure 19.6(a)). Les deux étoiles passant au plus près du centre de masse sont S2, dont le périastre est de 120 ua[13], et S0-16, dont le périastre est de 45 ua (600 fois le rayon de Schwarzschild du trou noir).

La **masse** centrale est estimée à $(3,7 \pm 0,2) \times 10^6\,M_\odot$, confinée dans un rayon de 45 ua. Une incertitude supplémentaire de 19% sur cette mesure provient de l'incertitude de 0,5 kpc sur la distance du Centre Galactique. Le centre gravitationnel des orbites correspond à la position de la source radio Sgr A* à 1,3 mas près[14], c'est-à-dire à 10 ua près. Le mouvement propre du centre de masse est de $60 \pm 20\,\mathrm{km/s}$, statistiquement compatible avec une position fixe. Ces résultats confirment la présence d'un trou noir supermassif au centre dynamique de la Voie Lactée.

Taille et forme de Sgr A*

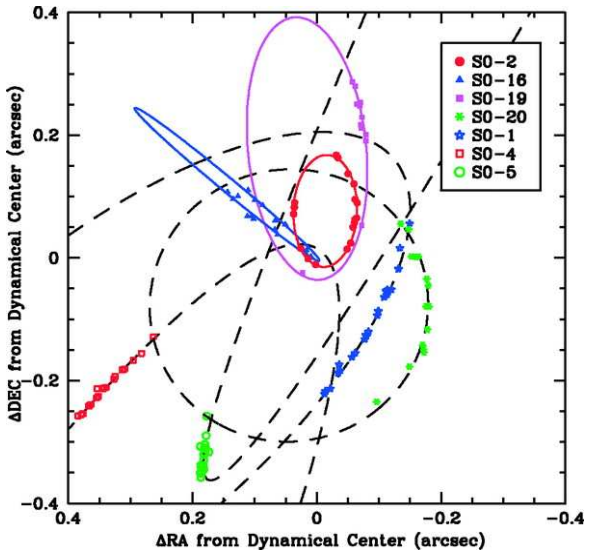
La taille exacte de Sgr A* n'est toujours pas connue. En effet, le milieu interstellaire situé sur la ligne de visée vers le Centre Galactique diffuse la lumière et élargit donc les images obtenues. Cet effet produit en radio une taille observée qui varie en λ^2 en fonction de la longueur d'onde λ. La taille mesurée pour Sgr A* est donnée, entre 7 mm et 30 cm, par [120] :

$$\theta_{minor} = (0,76 \pm 0,05)\,\mathrm{mas}\,(\lambda/\mathrm{cm})^2 \qquad \theta_{major} = (1.43 \pm 0,02)\,\mathrm{mas}\,(\lambda/\mathrm{cm})^2 \quad (19.4)$$

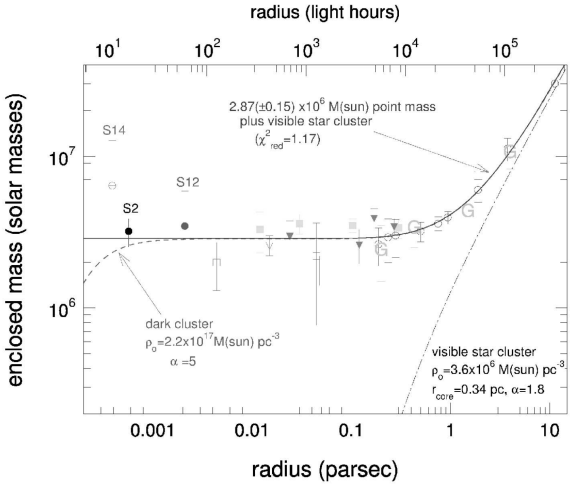
La limite supérieure la plus forte sur la taille intrinsèque de Sgr A*, inférieure à 0,01 mas ($\sim 0,8$ ua), provient des observations radio à 1,4 et 3 mm. Cette taille représente 11 fois le rayon de Schwarzschild pour un trou noir de mass $3 \times 10^6\,M_\odot$.

[13] 1 ua = 149 597 870 m, demi-grand axe de l'orbite de la Terre autour du Soleil.

[14] mas : milli-seconde d'arc.



(a) Mouvement de 7 étoiles autour du Centre Galactique.



(b) Masse contenue à l'intérieur d'une sphère centrée sur Sgr A* en fonction de son rayon.

FIG. *19.6:* ***Dynamique stellaire au CG et contrainte sur le profile de masse.*** *(a) Mouvement de 7 étoiles autour du Centre Galactique et ajustement de leurs orbites [75]. Les mouvements propres ont été mesurés entre 1995 et 2003 avec les télescopes Keck, et leurs incertitudes sont inférieures à la taille des symboles. Les trajectoires sont tracées dans le référentiel dans lequel le centre de masse est au repos. Les lignes indiquent les orbites ajustées. (b) Masse contenue à l'intérieur d'une sphère centrée sur Sgr A* en fonction de son rayon [177] (en supposant une distance de 8 kpc). S0-16 n'était pas visible dans ces données. Les cercles à courte distance indiquent les masses déduites des orbites des étoiles S2, S12 et S14. A plus grande distance, les masses estimées dépendent de la modélisation de l'amas d'étoiles (triangles, rectanges, cercles). Ces différentes estimations sont compatibles. La courbe continue indique le meilleure ajustement des données : c'est la somme d'une masse ponctuelle centrale de* $(2,87 \pm 0,15) \times 10^6\, M_\odot$ *et d'un amas d'étoiles dont la densité suit une loi de puissance en* $(r/r_0)^{-1,8}$ *de densité centrale* $3,6 \times 10^6\, M_\odot.\mathrm{pc}^{-3}$ *et de rayon de coeur* $r_0 = 0,34$ *pc. La courbe pointillée indique la somme de cet amas d'étoiles visibles et d'un hypothétique amas très compact (formé d'étoiles à neutrons ou de trous noirs par exemple [125]). Dans l'analyse de [75], l'orbite de l'étoile S0-16 exclut ce scénario.*

Les premières détections de Sgr A* en infrarouge été publiées en 2002 puis en 2004 aux longueurs d'onde de $3,8\,\mu$m et de $4,8\,\mu$m [47]. Lors des premières observations, les étoiles S2 et S0-16 étaient à leur périastre et ne permettaient pas d'avoir un signal propre. Ces étoiles se sont maintenant éloignées et l'identification de la source n'est plus ambigüe. Une source infrarouge non résolue est située à moins de 0.03" de Sgr A* (0,001 pc) [73]. Sa variabilité (voir paragraphe suivant) est en faveur d'une émission en provenance de Sgr A*.

A plus haute énergie, une source X (CXOGC J174540.0 − 290027), compatible à $0,27'' \pm 0,18''$ près avec la source radio Sgr A*, a été détectée par le satellite Chandra [23] en 2003. Cette source apparaît étendue à un niveau de $0,61'' \pm 0,07''$ (∼0,03 pc). L'origine de cette extension n'est pas claire : elle pourrait être associée à un disque d'accrétion autour du trou noir, mais aussi à des collisions des vents émis par les étoiles du parsec central.

Spectre et variabilité

Les contraintes principales concernant la modélisation de l'émission en provenance du trou noir Sgr A* sont son spectre en énergie et sa variabilité. Le spectre, mesuré en radio, infrarouge et rayons X, est donné sur la figure 19.7[15]. Le spectre radio semble avoir deux composantes, avec une coupure autour de 50 GHz (6 mm). La dépendance spectrale est $F_\nu \propto \nu^{0.2}$ pour $\nu < 50$ GHz et il existe un excès submillimétrique pour des fréquences supérieures, décrit par $F_\nu \propto \nu^{0.8}$ jusqu'à $\sim 10^3$ GHz ($300\,\mu$m). Le spectre est fortement coupé au niveau de l'infrarouge. Le spectre mesuré en rayons X [23, 78] lors de l'état de repos de Sgr A* est compatible avec une loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = 2,7^{+1,3}_{-0,9}$. Les points obtenus par le satellite INTEGRAL sont aussi indiqués : du fait de la résolution angulaire du détecteur, ces points donnent une limite supérieure sur le flux du trou noir à quelques dizaines de keV.

Sgr A* apparaît variable de la radio jusqu'au rayonement X. En radio, l'amplitude des variations peut atteindre un facteur 2 pour les sursauts les plus forts [199, 66] et le degrés de variabilité semble augmenter avec la fréquence d'observation. Les variations les plus fortes apparaitraient sur une échelle d'une centaine de jours et une période de 106 jours est suggérée par [199]. En radio, la variation la plus rapide a été observée à 15 GHz, avec une amplitude de 20% en une heure. Les variations à l'échelle de 100 jours pourraient être liées à un disque d'accrétion en orbite autour du trou noir. Dans ce cas, le disque serait à 1 000 rayons de Schwarzschild du trou noir ([67], p.312). Ces variations peuvent aussi s'interpréter dans le cadre de signaux quasi-périodiques liés à la précession du disque d'accrétion autour de l'axe de rotation du trou noir [119]. Ils permettraient alors de contraindre sa vitesse de rotation.

Dans le domaine infrarouge, trois types de variations sont observées [47] : sur des échelle de temps d'une trentaine de minutes, il existe des variations de flux d'un facteur ∼1,5 ; à l'échelle de 24 heures, le flux peut varier d'un facteur ∼5 ; et à l'échelle d'une année, le flux de l'état 'bas' [16] peut varier d'un facteur 2,5 à 4,5. Lors des sursauts de ∼30 minutes, une sous-période de 17 minutes a été observée [73] et pourrait correspondre à la période de rotation du trou noir. De plus, la position de la source infrarouge pendant les sursauts est décalée de 40 ± 10 mas par rapport à la position mesurée pendant les états bas. Ce décalage systématique pourrait être expliqué par la présence de deux sources d'émission infrarouge [48] : la source 'basse' serait émise à ∼300 ua du trou noir, probablement associée à un jet, et les sursauts seraient associés à la matière accrétée à l'horizon du trou noir.

[15] La luminosité de la source peut-être obtenue en supposant que l'émission est isotrope : $L = F \times 4\pi d^2 \sim F \times 7,7 \times 10^{45}\,\mathrm{erg.s^{-1}}$, avec F le flux en $\mathrm{erg.s^{-1}.cm^{-2}}$ et d la distance de Sgr A*.

[16] Nous appelons état bas un état hors sursaut. Il peut cependant varier sur de longues durées.

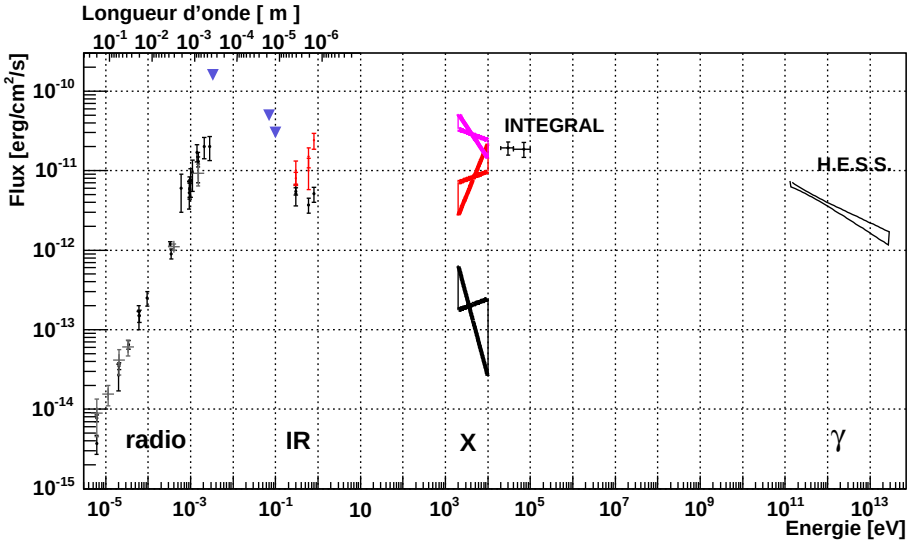


FIG. *19.7:* ***Spectre multi-longueurs d'onde de Sgr A*.*** *Les données et les références sont regroupées dans l'annexe D. Les triangles indiquent des limites supérieures. En radio, les barres d'erreurs des points gris indiquent l'amplitude maximale des variations de flux observées. En infrarouge (IR) et en X, les mesures lors des périodes de sursauts sont en rouge. Les points d'INTEGRAL et de H.E.S.S. (voir chapitre 20) sont des limites supérieures car Sgr A* n'est pas résolu.*

Dans le domaine des rayons X, la variabilité de Sgr A* a été observée par Chandra [22] et XMM-Newton [78, 158] lors de trois sursauts lors desquels le flux est multiplié par un facteur ~ 100. La durée typique de ces sursauts est de $\sim$10 ks, mais des structures de quelques dizaines de minutes sont observées, limitant la zone d'émission à une vingtaine de rayons de Schwarzschild. Deux situations ont été observées concernant la forme du spectre dont l'indice spectral Γ peut varier par rappport à sa valeur de 2,7 dans l'état bas : lors des sursauts observés par et Baganoff et al [22] et Goldwurm et al [78], le spectre s'est durci jusqu'à $\Gamma \sim 0,9$, alors que lors du sursaut observé par Porquet et al [158], le spectre est resté mou à $\Gamma \sim 2,5$. Ces différentes situations suggèrent que les mécanismes à l'origine de ces sursauts en X seraient différents. D'autres sursauts rapides et d'amplitude un facteur $\sim$5 sont relativement fréquents et arrivent approximativement une fois par jour.

Pour la première fois, Sgr A* a été observé simultanément en infrarouge et en X le 19-20 juin 2003 [61]. Un sursaut de faible intensité, corrélé dans les deux longueurs d'onde, a été détecté, mais il existe aussi des sursauts orphelins, c'est-à-dire observés dans un seul domaine de longueurs d'onde. D'autres observations multi-longueurs d'onde seront nécessaires afin de contraindre les corrélations et le spectre de Sgr A* dans les états "bas" et lors des sursauts.

Dans le domaine des X durs, le satellite INTEGRAL a observé une augmentation du flux d'un facteur 12 en 40 minutes en provenance de la source compatible avec la région Sgr A. Cette variabilité suggère une émission en provenance du trou noir Sgr A*.

Polarisation

Les mesures de polarisation de l'émission en provenance de Sgr A* ajoutent des contraintes concernant la compréhension de l'environnement du trou noir, en particulier d'un disque d'accrétion.

Une polarisation circulaire a été mesurée à des fréquences inférieures à 10 GHz, à un niveau de quelques 0,1% [41]. Cette polarisation, stable à l'échelle de quelques dizaines d'années, est variable sur quelques jours. La polarisation linéaire en direction de Sgr A* est faible en-deça de 100 GHz (limites supérieures $\sim 0,5\%$), et augmente brusquement : elle est de $\sim 10\%$ [41] à 150 GHz et de $\sim 7,2\%$ à 230 GHz [42]. La direction de cette polarisation tourne de $\sim 90°$ quand la fréquence augmente, entre les domaines millimétriques et sub-millimétriques [15]. Ce rayonnement synchrotron polarisé pourrait être dû à un disque d'accrétion autour du trou noir, incliné de $\sim 30°$ par rapport à la ligne de visée [43]. De plus, ces mesures impliqueraient un taux d'accrétion très faible par le trou noir, inférieur à $\sim 10^{-7}\,\mathrm{M}_\odot$/an [42].

19.2.4 Un trou noir de masse intermédiaire ?

Les observations de la source IRS 13E à grande résolution angulaire entre 1 et 3,5 μm, située 3,6" au sud-ouest de Sgr A*, ont montré que cette source est un amas d'étoiles dont six ont été résolues. Ces étoiles semblent liés gravitationnellement et leur mouvement suggère la présence d'un trou noir de masse intermédiaire $\sim 1\,300\,M_\odot$ au centre de l'amas [124].

19.3 Observations du Centre Galactique en γ

Un signal en provenance de la région du Centre Galactique a été détecté par le satellite EGRET et deux expériences d'imagerie Cherenkov : CANGAROO-II [188] a annoncé une détection en juillet 2003 puis Whipple [105] a marginalement confirmé ce résultat, Les résolutions angulaires de ces expériences ne permettent pas de situer le signal précisément.

19.3.1 Observations en γ de 100 MeV à 10 GeV

Au dessus de 100 MeV, une source non identifiée, $3EG1746-2851$, a été détectée par le satellite EGRET. Plusieurs analyses sur différents lots de données ont reconstruit la position de cette source avec une incertitude de rayon $\sim$8' à 90% de niveau de confiance (catalogues 3EG [84] et GeV [107]). Une analyse utilisant tous les événements et l'évolution de la résolution angulaire avec l'énergie a obtenu une position plus précise, à l=0,19°,b=-0,08° ($r \sim 5'$) [92, 157]. Cette position est décalée de plus de 0,2° par rapport au trou noir Sgr A*. Cette source est donc incompatible avec le Centre Galactique avec un niveau de confiance de plus de 99,9%, mais pourrait correspondre à un flux γ émis au niveau de l'arc radio. Les positions reconstruites par les différentes analyses sont montrées sur la figure 19.8. Elles seront comparées à la position observée par H.E.S.S. dans le chapitre suivant.

19.3.2 Observations en γ au-delà de 100 GeV

Un signal en provenance du Centre Galactique a été observé par deux expériences d'imagerie Cherenkov, Whipple [105] et CANGAROO-II [188]. Leurs résultats ont été publiés au printemps 2004.

Le Centre Galactique a été observé par CANGAROO-II et a été vu à un niveau de $10\,\sigma$ en 67 heures d'observation en 2001 (13 nuits, du 12 au 24 juillet) et 2002 (20 nuits, du 4 juillet au 11 août). Cette région du ciel étant brillante, les seuils de déclenchement ont été augmentés, limitant le taux de déclenchement à 6 Hz (au lieu de 17 Hz avec les seuils habituels). La source

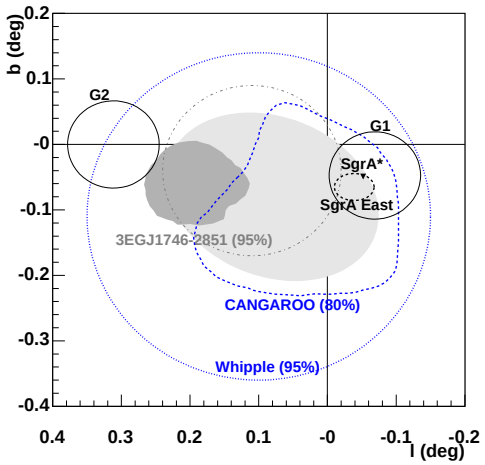


FIG. *19.8:* ***Carte du ciel de la région autour du Centre Galactique en coordonnées galactiques.*** *Les contours pointillé et tireté indiquent les régions de confiance observées par Whipple (95%) et CANGAROO-II respectivement. Pour CANGAROO-II, la courbe est l'isocontour de significativité à 80% du maximum. Les contours à 95% sur la position de la source observée par EGRET sont aussi représentés : la ligne points-tirets donne la position du catalogue GeV ; la région ombrée claire donne la position du troisième catalogue d'EGRET ; la région ombrée sombre donne la position de l'analyse décrite dans [92]. Certains objets de cette région sont aussi montrés : Sgr A* (triangle), Sgr A Est (ellipse pointillée). Enfin, les positions de deux sources détectées par INTEGRAL sont montrées par une ligne continue fine :* $1E1743.1-2843$ *(G2), et la source compatible avec Sgr A* (G1).*

vue par CANGAROO-II est ponctuelle pour la résolution angulaire du détecteur de 0,32°, et son spectre est très mou, avec un indice spectral $\Gamma = 4,6 \pm 0,5$. Le flux est compatible avec un flux constant.

Le Centre Galactique a aussi eté observé durant 26 heures par le télescope Whipple entre 1995 et 2003. à un angle zénithal moyen de 61°. Un signal marginal, à un niveau de $3,7 \pm 0,13\,\sigma$, a été détecté, correspondant à un flux intégré au dessus de 2,8 TeV de $(1,6 \pm 0,5_{stat} \pm 0,3_{syst}) \times 10^{-12}\,\mathrm{cm}^{-2}.\mathrm{s}^{-1}$. Aucune indication de variabilité n'est trouvée. Avec la résolution angulaire de Whipple, 0,3° RMS, la taille de la source est compatible avec une source ponctuelle. Le contour à 95% de niveau de confiance sur la position de la source a un rayon de 15' et contient le trou noir Sgr A*.

La figure 19.8 résume les différentes positions des sources détectées à haute énergie.

Chapitre 20

Les observations du Centre Galactique avec H.E.S.S.

Au Centre Galactique, de nombreuses sources sont observées dans d'autres domaines de longeurs d'onde que le rayonnement γ. Elles sont susceptibles d'émettre à haute énergie, en particulier le trou noir central supermassif Sgr A*ou le reste de supernova Sgr A Est. L'interaction des rayons cosmiques avec le milieu dense du Centre Galactique pourrait aussi être responsable d'une émission γ. Enfin, une émission liée à l'annihilation de matière noire est aussi envisagée. Ces interprétations sont discutées dans les chapitres suivants.

Dans ce chapitre, nous analysons les observations du Centre Galactique prises par H.E.S.S. en 2004 avec quatre télescopes. Les données des années précédentes, avec deux télescopes, sont compatibles mais moins contraignantes et sont décrites dans [4]. L'analyse de ces mêmes données avec le modèle semi-analytique présenté à la section 13.5 est donnée dans les proceedings de la Conférence International Gamma-Ray Astronomy Symposium [171].

20.1 Les observations en direction du Centre Galactique en 2004

Le Centre Galactique a été observé par H.E.S.S. avec les quatre télescopes entre mars et septembre 2004. Dans le même temps, des observations systématiques du plan galactique entre -30° et +30° en longitude et ±3° en latitude ont été réalisées [13]. Les données analysées dans cette thèse regroupent toutes les acquisitions dont la direction de pointé se trouve à moins de 1,5° de la position (0,0) en coordonnées galactiques et qui passent les critères de sélection suivants :

- condition de déclenchement de 2,5 pixels au dessus de 4 photo-électrons et multiplicité de deux télescopes (parmi quatre),
- taux de déclenchement corrigé (au zénith) supérieur à 250 Hz, avec des variations inférieures à 10% au cours de la prise de données (les variations sont inférieures à 3% pour toutes les observations, sauf une à 6%),
- variation des taux de déclenchement de chaque télescope inférieure à 10%,
- variation de la température mesurée par les radiomètres inférieure à 10%,
- fraction de pixels non-opérationnels par caméra inférieure à 10%.

Le lot de données sélectionnées a une durée, corrigée du temps mort, de 35 heures.

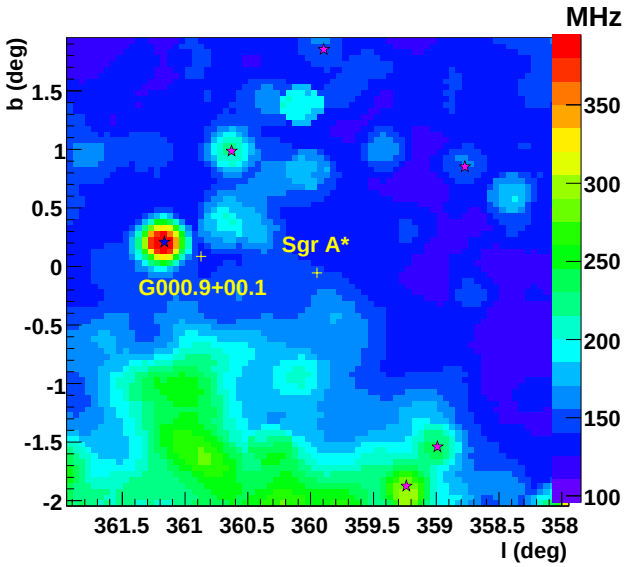


FIG. *20.1:* ***Carte du NSB en coordonnées galactiques dans la région du Centre Galactique.*** *Le NSB est estimé avec la largeur du piédestal (section 11.1). L'échelle de couleur est donnée en MHz. Les positions des sources γ Sgr A* et G0.9+0.1 sont indiquées, ainsi que celles des étoiles les plus brillantes.*

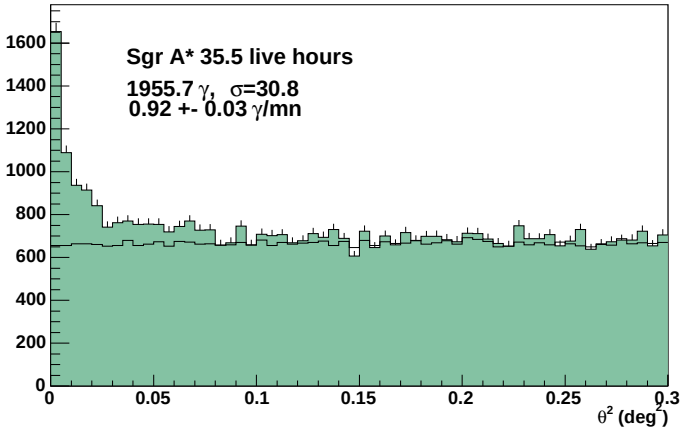
L'analyse par modèle semi-analytique d'images est utilisée avec les critères de sélection standard, incluant une coupure inférieure de 60 photo-électrons sur l'amplitude totale de l'image de façon à limiter les effets du fort gradient de NSB présent dans cette région (figure 20.1). Afin d'étudier la morphologie de la source, une coupure additionnelle a été utilisée : l'erreur sur la direction d'arrivée des γ reconstruits doit être inférieure à 5.10^{-4} radians ($\sim 0,03°$). Cette coupure permet d'améliorer la résolution angulaire de l'analyse : elle passe de 0,14° à 0,08° (rayon contenant 68% des événements).

20.2 Signal mesuré en direction du Centre Galactique en 2004

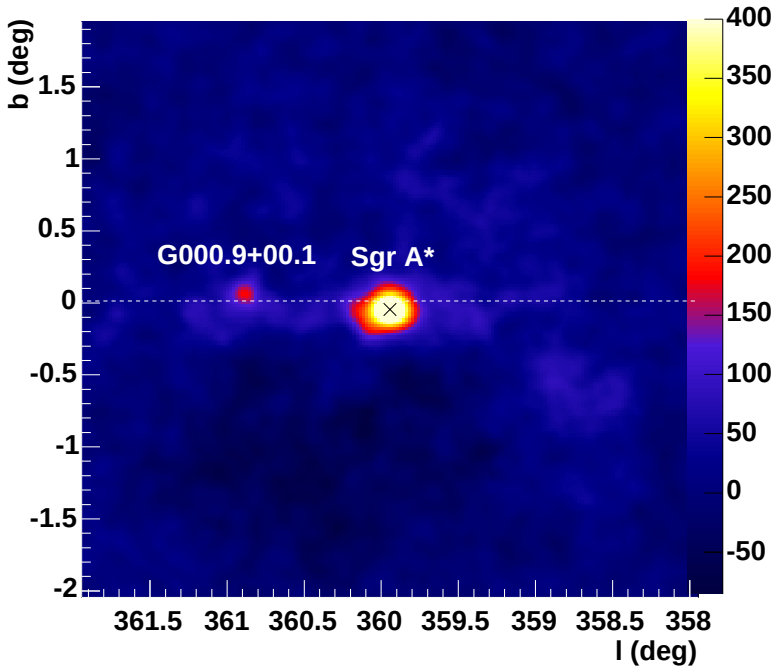
La distribution en θ^2 reconstruite autour de la position de Sgr A* (l=-0,0560°, b=-0,0461°) est donnée sur la figure 20.2, ainsi que la carte des γ reconstruits sur le ciel. Deux sources de γ de très haute énergie sont clairement visibles : l'une est le Centre Galactique avec une significativité de $30\,\sigma$, la seconde correspond au reste de supernova G $0.9 + 0.1$ [10], détectée à $12\,\sigma$.

20.3 Spectre en énergie du Centre Galactique

Le spectre de la source au Centre Galactique est reconstruit avec la technique de maximum de vraisemblance présenté au chapitre 14 et le résultat est donné sur la figure 20.3(a). Les

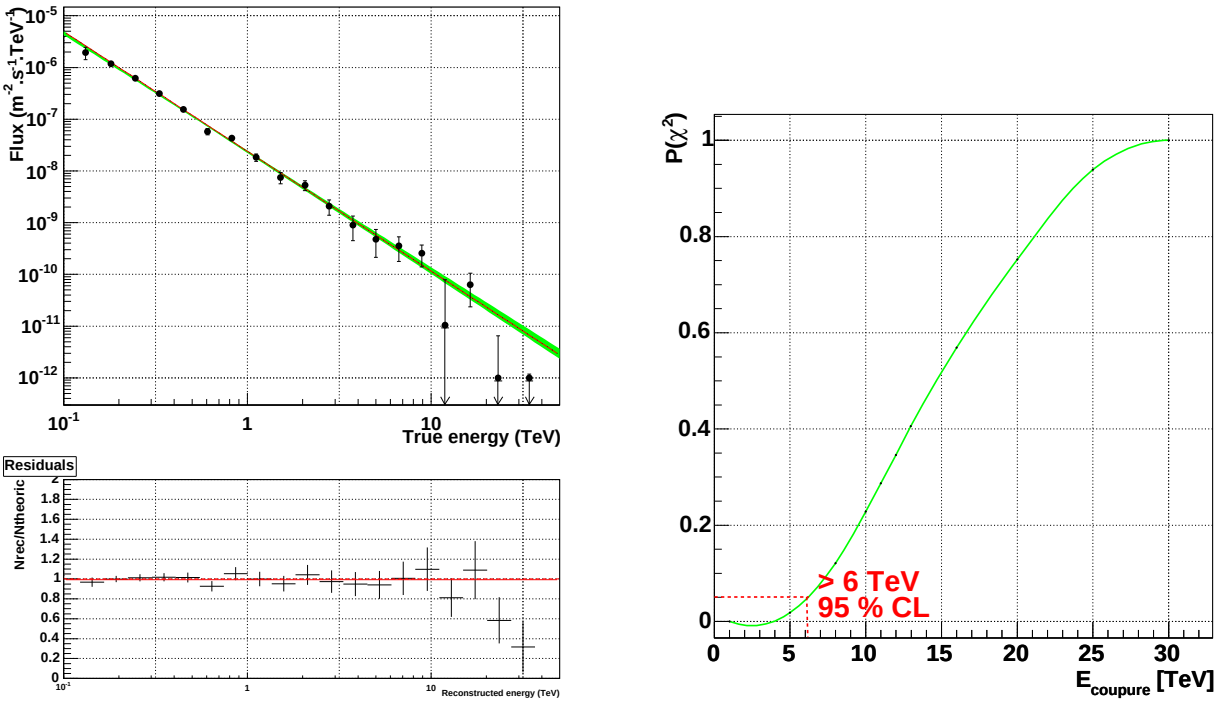


(a) Distribution des θ^2.



(b) Carte d'excès (nombre de γ).

FIG. *20.2:* ***Signal en provenance du Centre Galactique vu par H.E.S.S. en 2004.*** *(a) Distribution en θ^2 centrée sur la position du trou noir Sgr A*. (b) Carte du nombre de γ observés, en coordonnées galactiques. La carte a été convoluée par la PSF de l'analyse utilisée, pour un spectre en loi de puissance d'indice spectral 2,3 (voir section suivante). Le plan galactique est représenté par une ligne pointillée. Les positions de Sgr A* et du reste de supernova* $\mathrm{G}\,0.9+0.1$ *sont indiquées.*



(a) Spectre du Centre Galactique en loi de puissance. (b) Recherche d'une coupure spectrale exponentielle.

FIG. *20.3:* ***Spectre en énergie de la source au Centre Galactique mesuré en 2004.*** *(a) Spectre ajusté par une loi de puissance. Les résidus donnés en bas sont centrés autour de 1. Les limites supérieures sont données avec un niveau de confiance de 68,27%. (b) Probabilité, en fonction de l'énergie de coupure, du rapport de vraisemblance (équivalent à un χ^2 à un degré de liberté) entre l'ajustement par une loi de puissance pure et l'ajustement obtenu en fixant l'énergie de coupure. Le spectre en loi de puissance correspond à une énergie de coupure infinie.*

données sont bien ajustées par un spectre en loi de puissance d'indice spectral

$$\Gamma = 2,3 \pm 0,05_{stat} \pm 0,05_{syst}$$

et un flux intégré au dessus de 1 TeV de

$$\Phi(> 1TeV) = (0,18 \pm 0,01_{stat} \pm 0,04_{syst}).10^{-11}\mathrm{cm}^{-2}.\mathrm{s}^{-1}$$

Les erreurs statistiques, de 2% sur l'indice spectral et de 20% sur le flux, sont les erreurs estimées dans la section 14.1.2. Le spectre est compatible avec le spectre mesuré en 2003. Une coupure exponentielle a été recherchée dans le spectre (équation 14.3). Pour différentes énergies de coupure, le spectre ajusté est comparé par un rapport de vraisemblance au spectre en loi de puissance. La probabilité de la présence d'une telle coupure en fonction de son énergie est donnée sur la figure 20.3(b), le spectre en loi de puissance correspondant à une énergie de coupure infinie. Cette courbe montre qu'il n'y a pas d'indication de courbure dans les données, et on en déduit une limite inférieure de 6 TeV, à 95% de niveau de confiance, sur l'énergie de coupure exponentielle.

Type	$\Phi(>1\text{TeV})$ $[10^{-12}\,\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$	χ^2/dof	$\mathcal{P}$	μ	σ	χ^2/dof
par nuit (2003)	1.96 ± 0.20	9.203/14	81.8%	0.07 ± 0.20	0.78 ± 0.14	1.923/6
par nuit (2004)	1.88 ± 0.09	15.28/27	96.5%	0.03 ± 0.16	0.73 ± 0.10	11.94/6
par nuit (2 ans)	1.90 ± 0.08	24.6/42	98.5%	0.09 ± 0.11	0.75 ± 0.08	6.906/7
28 minutes (2004)	1.85 ± 0.08	82.22/80	41.0%	0.11 ± 0.12	1.02 ± 0.09	12.55/12
10 minutes (2004)	1.88 ± 0.05	227.4/242	74.1%	0.10 ± 0.06	0.98 ± 0.05	12.57/11

TAB. *20.1:* ***Paramètres des ajustements des courbes de lumière du Centre Galactique à différentes échelles de temps.*** *Le flux intégré au dessus de 1 TeV, le χ^2/dof et la probabilité correspondante sont données. Les paramètres des ajustements gaussiens des distributions du flux réduit sont leurs moyennes μ et leur variance σ. Le χ^2/dof est aussi donné.*

20.4 Variabilité du Centre Galactique

Le flux du Centre Galactique intégré au dessus de 1 TeV est donné par nuit sur la figure 20.4(a) pour les années 2003 et 2004. Les courbes de lumière calculées sur des durées de 28 et 10 minutes en 2004 sont montrées sur les figures 20.4(b) et 20.4(c). Des erreurs systématiques de 15% ont été prises en compte. Les courbes de lumière ont été ajustées par une constante dont les paramètres sont donnés dans la table 20.1. La source apparaît stable avec des niveaux de confiance entre 41% et 99%. Afin de rechercher des indications de variabilité temporelle, la distribution en flux réduit Φ_r a été construite pour chaque courbe :

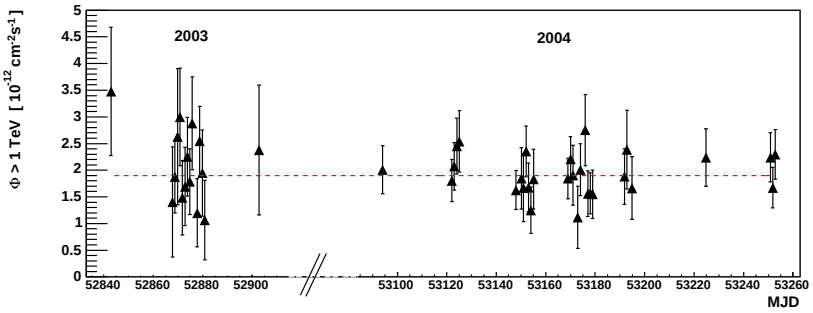
$$\Phi_r = \frac{\Phi(>1\text{TeV}) - \bar{\Phi}(>1\text{TeV})}{\Delta\Phi}$$

où $\bar{\Phi}(>1\text{TeV})$ est le flux intégré moyen au dessus de 1 TeV et $\Delta\Phi$ l'incertitude sur le flux, incluant les erreurs systématiques. Les distributions, dont les moyennes et largeurs sont données dans la table 20.1, sont compatibles avec des gaussiennes normales : les variations des courbes de lumière sont donc compatibles avec des fluctuations statistiques et systématiques sur des échelles temporelles allant de l'année à une dizaine de minutes.

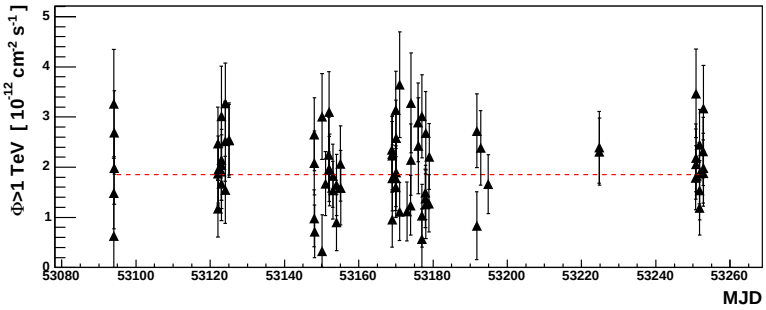
20.5 Position et extension du Centre Galactique

La position de la source est reconstruite en la supposant ponctuelle. Les contours de confiance (statistiques) sont donnés figure 20.5. La position la plus probable se trouve à $3'' \pm 12''_{stat} \pm 20''_{syst}$ de la position de la source radio Sgr A*.

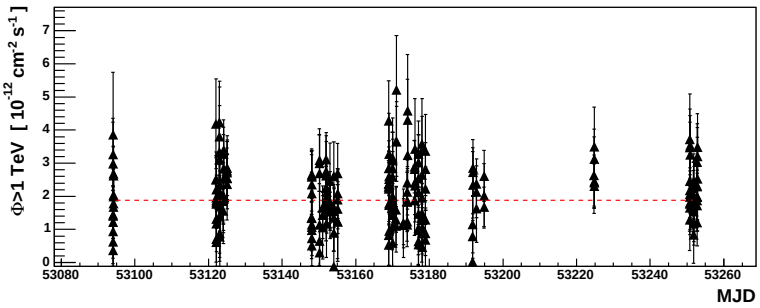
La morphologie de la source est contrainte à partir de la distribution en θ^2 en supposant que la luminosité de la source est invariante par rotation autour de la position de Sgr A*. Une morphologie gaussienne est supposée. Lors de l'ajustement, les deux paramètres libres sont la normalisation et la variance. Les résidus de l'ajustement ainsi que le profil du χ^2 sont donnés sur la figure 20.6. Une forme gaussienne (et donc étendue) est plus probable qu'une source ponctuelle à un niveau de $3,5\,\sigma$. La taille la plus probable est $0,029° \pm 0,005°_{stat}$ ou $1,7' \pm 0,3'_{stat}$, ce qui représente $4,3 \pm 0,7$ pc à la distance du Centre Galactique (8,5 kpc). Cependant, les résidus ne sont pas centrés autour de 1, ce qui indique que la source n'a pas de symétrie axiale et/ou qu'il existe une émission diffuse autour de la source. En effet, la source



(a) Flux quotidien moyen en 2003 et 2004.



(b) Flux moyen par acquisition en 2004.



(c) Flux moyen par 10 minutes 2004.

FIG. *20.4:* ***Courbes de lumière du Centre Galactique.*** *Le flux intégré au dessus de 1 TeV est donné en fonction du temps en jours juliens modifiés. (a) Flux moyenné par nuit en 2003 et 2004. (b) Flux moyenné par acquisition (28 minutes) en 2004. (c) Flux moyenneé par 10 minutes en 2004. La droite pointillée indique l'ajustement par un flux constant Les paramètres sont donnés dans la table 20.1.*

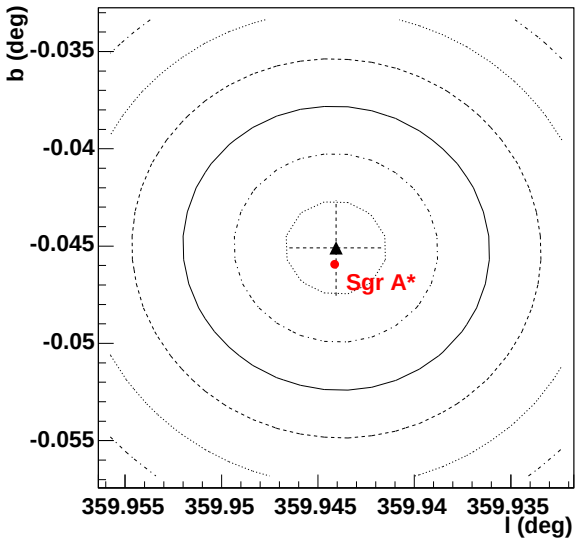


FIG. *20.5:* ***Ajustement de la position de la source du Centre Galactique en coordonnées galactiques en la supposant ponctuelle.*** *Le triangle noir indique la position la plus probable et la taille de la croix en pointillés représente les erreurs statistiques. Les contours indiquent les niveaux de confiance par pas de* $1\,\sigma$*. La position du trou noir Sgr A* est marquée par un cercle rouge.*

apparaît plus allongée dans la direction du plan galactique et il semblerait y avoir une émission diffuse γ le long du plan galactique : ce point est en cours d'analyse.

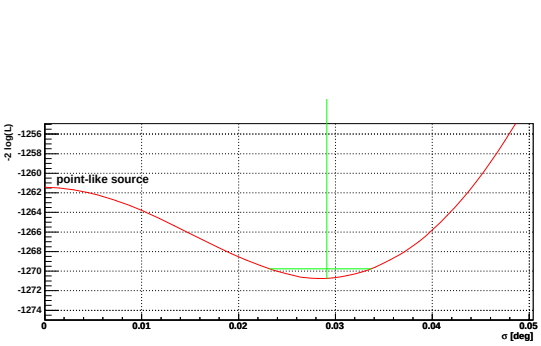
Afin d'étudier l'asymétrie du signal observé, la région du ciel, centré sur Sgr A*, a été divisée suivant les diagonales comme indiqué sur la figure 20.7(a). Une forme gaussienne a été ajustée sur les distributions en θ^2 obtenues dans le plan et hors du plan galactique. La source apparaît alors ponctuelle perpendiculairement au plan galactique, avec une taille inférieure à 1,5' à 95% de niveau de confiance. En revanche, elle apparaît étendue le long du plan galactique, à un niveau de $2,2'^{+0,7'}_{-0,8'}$ (erreurs à 95% CL).

L'extension de la source γ observée, indiquée sur la figure 20.7(b), est compatible avec une émission en provenance du trou noir central Sgr A* ou du reste de supernova Sgr A Est. Une contribution en provenance du nuage moléculaire M-0.02-0.07 (figure 19.4) n'est pas exclue.

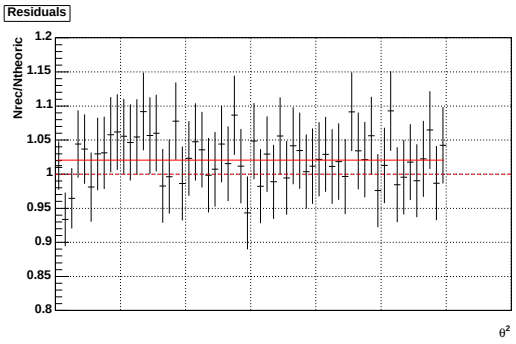
20.6 Comparaison avec les autres expériences γ

20.6.1 Position et extension

Les positions de la source γ détectée à haute énergie par les expériences Whipple, CANGAROO-II et H.E.S.S. sont comparées sur la figure 20.8. Les sources vues par INTEGRAL et la source EGRET sont aussi montrées. L'amélioration de la résolution angulaire de H.E.S.S. par rapport aux imageurs Cherenkov précédents est nettement visible : la position de la source est contrainte à moins de 35" du centre dynamique de la galaxie. De plus, la position de la source EGRET [92] est clairement décalée de 0,2° par rapport à la source de très haute énergie : la source $3EG1746-2851$ et la source γ sont donc distinctes, avec un niveau de confiance supérieur à 99,9%. Enfin, les positions des sources observées par H.E.S.S. et INTEGRAL autour de Sgr A*

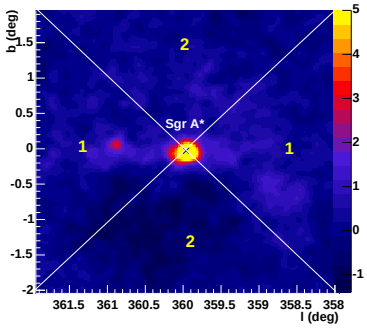


(a) Profil de χ^2.

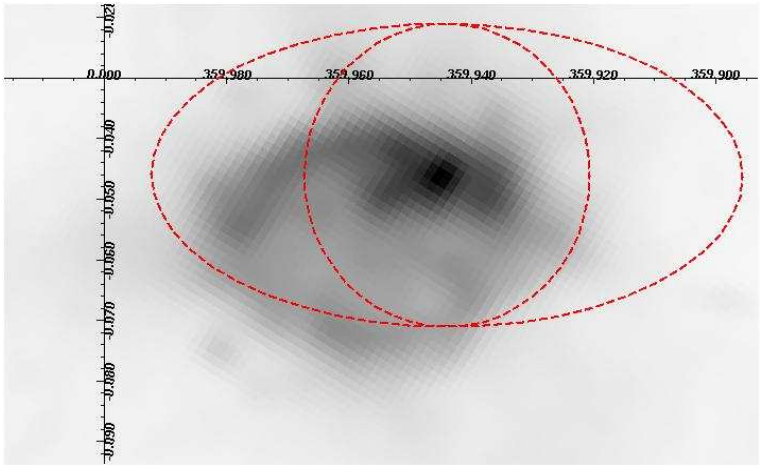


(b) Résidus de l'ajustement.

FIG. *20.6:* ***Ajustement de la morphologie de la source du Centre Galactique par une gaussienne.*** *(a) Evolution du χ^2 en fonction de la largeur σ de la gaussienne. (b) Résidus de l'ajustement : rapport du nombre de γ mesuré au nombre de γ prédit pour l'ajustement gaussien le plus probable, par intervalle en θ^2. La valeur moyenne attendue des résidus, 1, est indiquée par une ligne rouge pointillée. La valeur moyenne ajustée est indiquée par une ligne rouge continue et vaut 1,02.*



(a) Division du plan.



(b) Extension de la source γ au Centre Galactique.

FIG. *20.7:* ***Extension de la source γ au CG et candidats potentiels.*** *(a) Schéma indiquant les zones utilisées pour quantifier l'asymétrie de la source centrale : région 1 dans le plan galactique, région 2 hors du plan galactique. (b) Extension de la source γ au Centre Galactique et candidats potentiels observés en radio à 20 cm [197]. La carte est en coordonnées galactiques. La coquille de Sgr A Est et la source radio ponctuelle Sgr A* sont clairement visibles. Les ellipses rouges indiquent l'extension de la source observée par H.E.S.S. en la supposant centrée sur Sgr A* : limite supérieure perpendiculairement au plan galactique, et contours à 95% de niveau de confiance le long du plan galactique.*

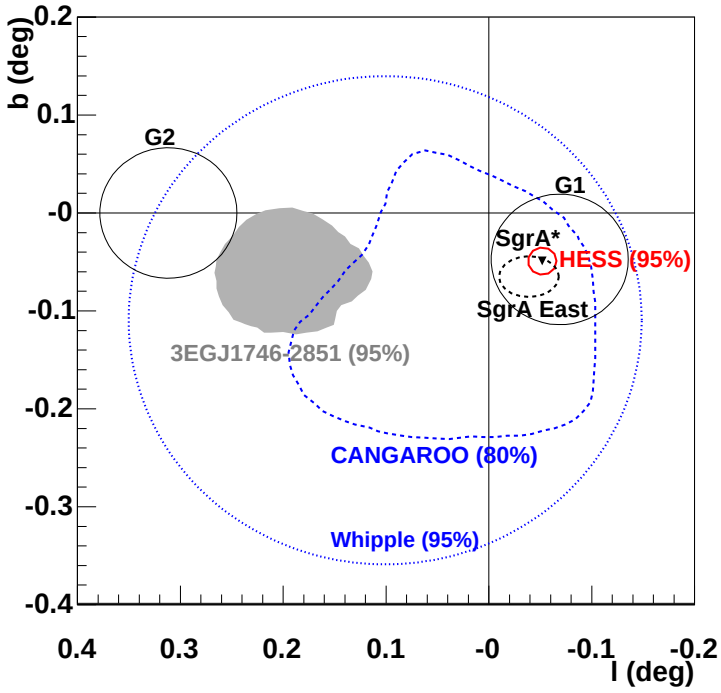


FIG. *20.8:* ***Carte du ciel de la région autour du Centre Galactique en coordonnées galactiques.*** *Mêmes données que pour la figure 19.8, avec le contour de confiance à 95% sur la position du signal observé par H.E.S.S. indiqué par un cercle rouge continu.*

sont compatibles.

20.6.2 Spectre en énergie

Les spectres obtenus par CANGAROO-II et H.E.S.S. sont incompatibles. Les mesures n'ayant pas été réalisées les mêmes années (2001-2002 pour CANGAROO et 2003-2004 pour H.E.S.S.), ces résultats pourraient indiquer une variabilité spectrale de la source. Cependant, aucune des expériences n'a détecté de variabilité dans ses données. La comparaison des observations effectuées en 2003 et 2004 par les deux expériences devrait permettre de vérifier la qualité des résultats et de conclure quant à une possible variation spectrale de la source ou à un effet systématique (erreur d'étalonnage ou de calibration en énergie). Il faut noter que les résultats présentés dans cette thèse ont été confrontés à d'autres analyses de la collaboration H.E.S.S., incluant des chaînes d'étalonnage et de simulations indépendantes et une analyse d'image fondée sur les paramètres de Hillas. L'accord entre les différentes analyses renforce la fiabilité des résultats présentés[1].
Le spectre mesuré par H.E.S.S. a été placé sur les spectres multi-longueurs d'onde de Sgr A* (figure 19.7) et de Sgr A Est (figure 21.3).

[1]Il existait aussi un décaccord concernant le reste de supernova SN 1006, H.E.S.S. obtenant des limites supérieures inférieures au flux annoncé par CANGAROO-II. L'expérience CANGAROO-III a confirmé en mai 2005 (Workshop Cerenkov 2005, Palaiseau) la non détection de cette source.

Chapitre 21

Une émission astrophysique

Le signal γ observé par H.E.S.S. est situé dans un rayon de $\sim$4 pc autour du trou noir supermassif Sgr A*. En plus du trou noir, nous avons vu dans le chapitre 19 que cette région contient d'autres candidats astrophysiques à l'émission de très haute énergie, en particulier le reste de supernova Sgr A Est et le nuage moléculaire M-0.02-0.07. Nous passons rapidement en revue les principaux modèles proposés pour expliquer l'émission multi-longueurs d'onde de Sgr A* et de Sgr A Est.

21.1 Le trou noir supermassif, Sgr A*

21.1.1 Accrétion et luminosité d'Eddington

Les objets compacts capturent la matière gravitationnellement par le processus d'accrétion. Lorsque une particule de masse m tombe à la surface d'un astre compact de masse M et de rayon R, elle gagne une énergie donnée par :

$$E = \frac{GMm}{R} = \frac{1}{2}mc^2\frac{R_s}{R} \tag{21.1}$$

où $R_s = \frac{2GM}{c^2}$ est le rayon de Schwarzschild de l'objet. Le rendement maximal de la conversion masse/énergie est donc de 50% lorsque toute la masse des particules tombant jusqu'à l'horizon du trou noir ($R = R_s$) est rayonnée. Pour un objet accrétant la matière à un taux $\dot{M} = dM/dt$, la puissance maximale émise est alors :

$$L = \frac{1}{2}\dot{M}c^2\frac{R_s}{R} \tag{21.2}$$

et le gain d'énergie de masse est alors de $\dot{M}c^2$. Le rendement du processus d'accrétion est donc définit par $\frac{1}{2}\frac{R_s}{R}$: il atteind des valeurs très élevées ($>$10%) pour des astres denses, surpassant alors d'un ordre de grandeur l'efficacité des réactions nucléaires.

Lorsque la matière accrétée se rapproche du centre du disque d'accrétion, la pression et la quantité de rayonnement augmentent : la température du disque peut atteindre 10^5 K et il émet alors thermiquement en rayons X. A ces températures, le disque d'accrétion est constitué d'un plasma d'ions et d'électrons. Cependant, la pression de rayonnement limite l'efficacité du processus d'accrétion en repoussant la matière accrétée. Le rayonnement émis interagit sur les électrons à une distance r par diffusion Thompson, produisant une force répulsive :

$$F = \frac{L\sigma_T}{4\pi r^2 c} \tag{21.3}$$

où σ_T est la section efficace de diffusion Thompson. Cette force est communiquée aux ions par attraction Coulombienne et s'oppose ainsi à l'attraction gravitationnelle de l'objet compact. L'évolution de cette force et de la force gravitationnelle évoluent en $1/r^2$: il existe donc une luminosité critique à laquelle la pression de rayonnement repousse la matière accrétée. Cette luminosité est appelée luminosité d'Eddington est vaut, dans le cas d'une accrétion sphérique :

$$L_{Eddington} = \frac{4\pi G M m_p c}{\sigma_T} \sim 1,3 \times 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \quad \mathrm{erg\,s^{-1}} \tag{21.4}$$

Il s'établit en fait un équilibre et la luminosité du trou noir est voisine de la luminosité d'Eddington. En effet, un accroissement du taux d'accrétion provoque une augmentation de la luminosité qui ralentit le taux d'accrétion.

Dans le cas général, la géométrie de l'accrétion n'est pas sphérique et dépend du rapport entre les mécanismes de refroidissement et de chauffage du la matière, du moment angulaire du gaz accrété et des conditions aux limites du flux d'accrétion. Les prédictions de la géométrie de l'accrétion et du spectre du rayonnement émis sont basées sur des équations magnéto-hydrodynamiques à trois dimensions et dépendantes du temps.

La luminosité bolométrique du trou noir supermassif Sgr A* situé au Centre Galactique, $10^{36}\,\mathrm{erg\,s^{-1}}$, est un facteur 3×10^{-9} en-dessous de sa luminosité d'Eddington ($L_{Edd} \sim 4 \times 10^{44}\,\mathrm{erg\,s^{-1}}$). Les modèles invoqués pour expliquer une si faible émission sont fondés sur des processus d'accrétion radiativement inefficaces. Actuellement, les modèles décrivent le spectre et la variabilité mesurés du rayonnement radio jusqu'au rayonnement X. Des processus différents sont invoqués pour expliquer l'émission de très haute énergie.

21.1.2 Du rayonnement radio au rayonnement X

Les divers modèles d'émission de Sgr A* cherchent à expliquer plusieurs contraintes, les principales étant les suivantes :

- le spectre et la variabilité du rayonnement radio à l'émission X,
- l'extension de la source en X, à un niveau de 1". Cette extension de 0,04 pc ($10^5\,R_s$) correspondrait au rayon de Bondi[1] du trou noir : l'émission X proviendrait alors du disque d'accrétion. Les mesures indiquent une densité de $130\,\mathrm{cm^{-3}}$ et une température de 2 keV [23].
- les mesures de polarisation [42] indiquant en particulier la densité de gaz proche du trou noir : $\dot{M} < 10^{-7}\,\mathrm{M_\odot/an}$

Afin d'expliquer la faible luminosité bolométrique de Sgr A*, les modèles décrivent des processus d'accrétion radiativement inefficaces. La matière accrétée dans le disque d'accrétion peut provenir des vents stellaires émis par les étoiles massives proches ou par le milieu interstellaire chaud. De ce fait, le moment angulaire initial du flux d'accrétion est faible et des modèles avec une accrétion sphérique ont été proposés [134]. Des modèles numériques plus développés, appelés RIAFs (Radiatively Inefficient Accretion Flow), prennent en compte la présence de moment angulaire dans le disque d'accrétion. Ces modèles expliquent la faible luminosité bolométrique de Sgr A* malgré l'abondance de matière à accréter : la plupart de l'énergie serait dissipée par viscosité puis stockée dans le flux d'accrétion et transportée sour l'horizon du trou noir plutôt que rayonnée.

Les modèles dans lesquels seuls des électrons thermiques sont présents dans le disque d'accrétion [142] expliquent le spectre radio et sub-millimétrique (émission synchrotron des régions

[1] Rayon de Bondi : rayon en-deça duquel l'attraction gravitationnelle est dominée par celle du trou noir.

internes du disque) et l'émission X (Bremsstrahlung thermique des électrons du disque de 10^3 à $10^4\,R_s$). Cependant, ils sous-estiment d'un ordre de grandeur le flux à très basse fréquence. Afin de corriger ce défaut, les hypothèses proposées introduisent des électrons non thermiques, soit dans le flux d'accrétion comme dans le modèle RIAF décrit dans la suite, soit dans un jet [68, 194]. Ce jet se formerait à partir du disque [68, 194], à un rayon de $\sim 2\,R_s$ et des particules y seraient accélérées dans une zone allant jusqu'à $\sim 10\,R_s$. Ces deux types de modèles ont une géométrie différente mais les principes et les mécanismes d'émission des divers populations de particules sont similaires.

Yuan et al [195] ont proposé un modèle RIAF dans lequel le flux d'accrétion est chaud, visqueux, quasi-sphérique et en rotation. Il suppose la présence d'un disque d'accrétion autour du trou noir mais pas de jet. La turbulence du flux d'accrétion chauffe directement les électrons et les ions du plasma, induisant une population thermique d'électrons, décrite par une distribution en énergie de Maxwell. Une partie des électrons peuvent être accélérés par des processus de turbulence magnéto-hydro-dynamique, reconnection de lignes de champs magnétiques ou chocs dans le disque. Cette population d'électrons non thermiques est décrite par un spectre en loi de puissance.

Emission du trou noir au repos

En supposant que 1,5% des électrons sont non thermiques selon une loi de puissance d'indice $\sim$-3,5 et que le champ magnétique dans la partie interne du disque d'accrétion ($\lesssim 10\,R_s$) est de $\sim$ 20 G, ce modèle permet de décrire le spectre d'émission du trou noir au repos (figure 21.1(a)) :

- le rayonnement radio de basse-fréquence est dû à l'émission synchrotron auto-absorbé des électrons non thermiques du flux d'accrétion,
- le rayonnement infrarouge provient de l'émission synchrotron optiquement fin des électrons non thermiques,
- l'excès sub-millimétrique correspond à l'émission synchrotron des électrons thermiques dans la partie interne du disque d'accrétion,
- le rayonnement X provient du Bremsstrahlung thermique, émis par les parties externes du disque d'accrétion, à la transition entre le milieu ambiant et le flux d'accrétion. Ceci est compatible avec l'extension observée en X.

De plus, ce modèle fournit des ordres de grandeurs acceptables concernant les mesures de polarisation du rayonnement radio.

Emission lors des sursauts X

Plusieurs processus pourraient expliquer les sursauts observés en X, pendant lesquels le flux augmente d'un à deux ordres de grandeur en quelques dizaines de minutes.

A priori, ces sursauts ne sont pas liés à une modification du taux d'accrétion car des sursauts de grande amplitude seraient alors observés dans le domaine radio. L'hypothèse proposée est qu'une partie de l'énergie magnétique contenue dans le disque soit convertie en énergie thermique et accélère une partie des particules du disque. L'échelle de variabilité de $\sim$1 heure indique que ces processus se produiraient dans les régions internes du disque dans lesquelles le champ magnétique est de l'ordre de 20 G.

Dans le cas où l'accélération des électrons par de tels processus est efficace jusqu'à de grands facteur de Lorentz $\gamma \sim 10^5$, l'émission synchrotron de tels électrons induit un sursaut en X (figure 21.1(b)). Pour cela, il suffit que 5,5% des électrons soient non thermiques avec un

indice spectral de ∼1. Le spectre X prédit durant le sursaut est alors dur. L'énergie maximale de l'émission synchrotron dépent de l'accélération maximale des électrons.

Si l'accélération des électrons est peu efficace, l'émission synchrotron ne permet pas d'expliquer le flux mesuré en X. Des électrons de $\gamma \sim 10^3$ peuvent réagir par diffusion Inverse-Compton sur les photons synchrotron, produisant le sursaut X. Dans cette hypothèse, 50% des électrons doivent être accélérés selon un spectre très dur (d'indice spectral de 0,5) dans une petite région de l'ordre de $2,5\,R_s$. De tels électrons émettraient un rayonnement synchrotron dans le domaine sub-millimimétrique, avec des variations de flux de $\lesssim 5$. On s'attend donc à de fortes corrélations entre les sursauts X et sub-millimétriques dans cette hypothèse.

Les mêmes types de processus sont invoqués pour expliquer les sursauts X dans le cadre des modèles avec un disque d'accrétion et un jet [126].

Il faut noter que ces modèles décrivent les sursauts de grande amplitude avec un spectre dur, mais rappelons que des sursauts de faible amplitude (<5) apparaissent ∼1,2 fois par jour, et qu'un sursaut de grande amplitude a été observé avec un spectre mou.

Autres modèles Nayakshin et al [147] ont proposé que les sursauts X sont émis par des ondes de chocs autour des étoiles lorsqu'elles traversent le disque d'accrétion. La fréquence des sursauts serait alors compatible avec les mesures, quelques uns par jour, ainsi que leur durée de ∼ 1h. Ce modèle prédit des sursauts simultanés en infrarouge proche, mais pas en radio. De plus, pour les sursauts de faible amplitude, la raie d'émission Kα du fer devrait être observable, permettant de confirmer ou d'infirmer ce processus.

21.1.3 Un exemple d'émission de très haute énergie

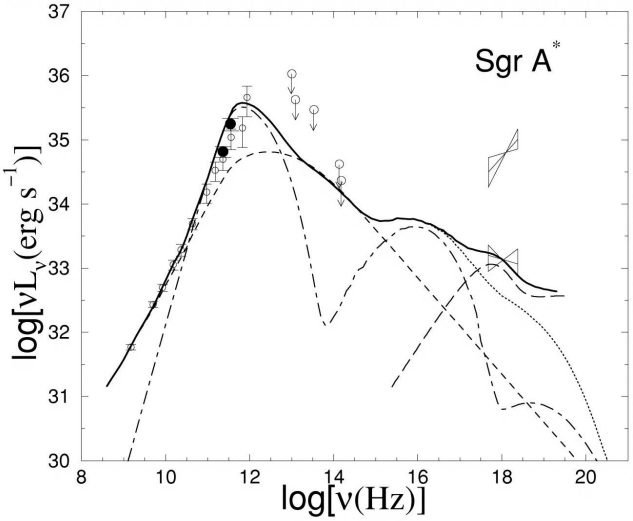
Les modèles proposés précédemment ne prédisent pas d'émission γ de très haute énergie. Plusieurs processus d'émission de γ de ∼100 GeV par le trou noir Sgr A* sont décrits par Aharonian & Neronov [14].

Les γ de très haute énergie émis par les trous noirs sont généralement absorbés à la source par production de paires $e^{\pm}$ avec les photons ambiants ou avec le champ magnétique intense[2]. Du fait de sa très faible luminosité bolométrique, Sgr A* est transparent aux γ : l'absorption des γ par les photons infrarouges ne devient significative qu'au-delà d'une dizaine de TeV. De plus, la source est transparente aux γ d'énergie inférieure à 10 TeV si le champ magnétique est inférieur à 10^5 G.

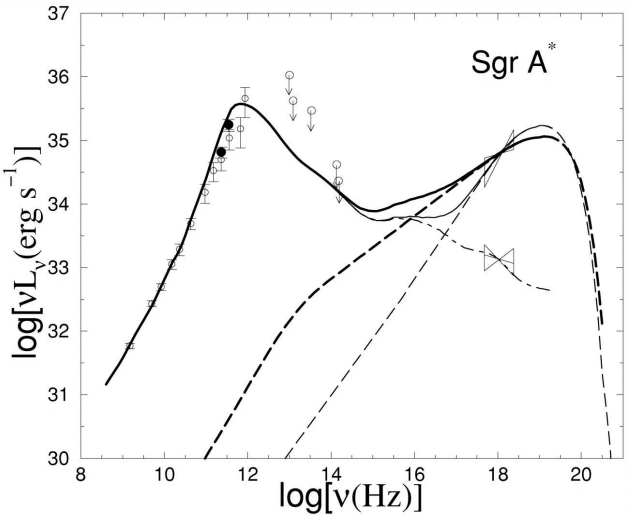
Si l'émission γ observée par H.E.S.S. est associée au trou noir Sgr A*, ceci implique que des particules ultra-relativistes (protons et/ou électrons) sont accélérées à de très hautes énergies au voisinage du trou noir. La présence de telles particules influerait aussi sur le spectre à basse énergie.

Une émission de très haute énergie pourrait être liée à des interactions photo-mésons [14] entre des protons et des photons ambiants. Ces interactions engendrent en particulier des pions, qui se désintègrent en γ, neutrinos et électrons, et des neutrons. Les photons les plus abondants, dans l'infrarouge et le millimétrique, interagissent efficacement avec des protons de $\sim 10^{18}$ eV. Pour accélérer les protons à de si hautes énergies, un fort champ magnétique, $\sim 10^4$ G, doit être présent dans une région compacte de quelques R_s. Malgré la très faible luminosité de Sgr A* (en infrarouge, $L_{mm} \sim 10^{36}\,\mathrm{erg\,s^{-1}}$), sa petite taille permettrait que la densité de photons infrarouges soit suffisament élevée ($N_{IR} \sim 10^{13}\,\mathrm{cm^{-3}}$) pour que les collisions avec des

[2] L'émission γ des noyaux actifs de galaxie proviendrait des jets de particules et non pas du trou noir lui-même.



(a) Etat de repos



(b) Sursaut X

FIG. *21.1:* ***Modélisation du spectre de Sgr A* de la radio aux X [195].*** *(a) Etat de repos. Courbe point-tiret : émission synchrotron et Inverse-Compton des électrons thermiques. Courbe tiretée : émission synchrotron des électrons non-thermiques. Courbe pointillée : émission synchrotron et Inverse-Compton totale. Courbe à longs tirets : émission Bremsstrahlung des régions externes du disque d'accrétion. Courbe continue : total. (b) Modèle synchrotron pour les sursauts X. Courbe point-tiret : émission dans l'état de repos. Courbe pointillée épaisse : émission synchrotron des électrons accélérés (non thermiques). Courbe continue épaisse : émission totale lors du sursaut. (Les courbes fines sont équivalentes, mais avec des paramètres différents).*

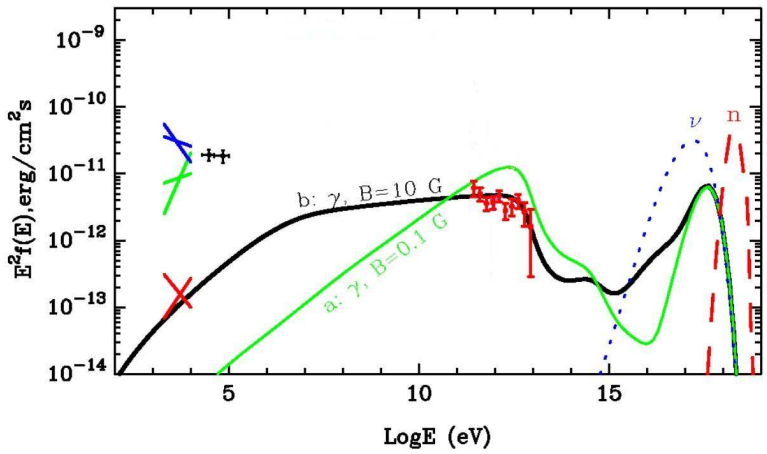


FIG. *21.2:* ***Modélisation du spectre de Sgr A* à très haute énergie [14] par des interactions entre des protons d'ultra-haute énergie et des photons et le champ magnétique du milieu ambiant.*** *Spectre γ (courbes continues), neutrons (courbe tiretée) et neutrinos (courbe pointillée). Les données X, INTEGRAL et H.E.S.S. sont indiquées. Deux hypothèses concernant le champ magnétique dans la région d'émission infrarouge sont montrées, (a) B=0,1 G. (b) B=10 G.*

protons soient significatives. Le spectre prédit pour un tel scénario est donné sur la figure 21.2. Les protons accélérés jusqu'à 10^{18} eV dans un champ magnétique régulier proche du trou noir ($R \sim R_s$) se propagent à travers la source d'émission infrarouge de rayon $\sim 10\,R_s$. Le flux en X dépend fortement du champ magnétique dans la région d'interaction. Le champ magnétique doit être inférieur à 10 G pour que le flux prédit en X ne dépasse pas le flux mesuré par Chandra dans l'état de repos du trou noir.

Une caractéristique de ce scénario est que l'émission de γ du TeV est accompagnée d'émission de neutrons et de neutrinos (et peut-être de γ) d'ultra-haute énergie. En particulier, il sera très important d'observer le flux de neutrons en provenance du Centre Galactique avec le détecteur Pierre Auger.

21.1.4 Perspectives

De nombreux modèles sont actuellement proposés afin d'expliquer les mécanismes d'émission de Sgr A* au repos ou lors des sursauts. Du point de vue théorique, certains points restent à étudier, en particulier la compatibilité entre le champ magnétique du flux d'accrétion et le champ magnétique cohérent permettant d'expliquer la polarisation linéaire et l'émission sub-millimétrique. De plus, la géométrie de Centre Galactique reste mal connue : la présence d'un disque d'accrétion semble nécessaire pour expliquer les observations, mais a-t-on besoin d'un jet ? De même, après l'observation d'un signal dans la région centrale avec INTEGRAL et H.E.S.S., les modèles vont devoir être étendus à des énergies plus élevées [21].

Des observations simultanées en radio, sub-millimétrique, infrarouge et X sont nécessaires pour contraindre l'origine des différentes émissions. En particulier, si l'émission est dominée par les jets, une variation dans le sub-millimétrique devrait conduire à une variation en radio, par exemple lors de la propagation de chocs dans le jet. Par contre, si l'émission est dominée par le flux d'accrétion, des sursauts X dûs à la turbulence locale du flux seraient isolés, alors que des sursauts dûs à des variations du taux d'accrétion induiraient des variations en radio puis

Source	Indice spectral	Luminosité (10^{34}erg/s)	Distance (kpc)	Taille (pc)
Crabe	$2,58 \pm 0,04$	8,8	2	<0,9
G0.9+0.1	$2.29 \pm 0,10$	4,0	8,5	<
MSH 15-5-2	$2,27 \pm 0,03$	10,0	5	$3 \times 8,7$
HESS J1745-290	$2,29 \pm 0,05$	12,0	8,5	$5,4 \times 3,7$

TAB. *21.1:* ***Caractéristiques spectrales des trois plérions observés au TeV par H.E.S.S. et de la source située au Centre Galactique, HESS J1745-290.*** *La luminosité est donnée dans le domaine 0,2-10 TeV.*

en sub-millimétrique. De plus, la position et la taille de la source à différentes longueurs d'onde lors des états de repos et des sursauts permettraient aussi de contraindre sa géométrie.

21.2 Le reste de supernova, Sgr A Est

21.2.1 Une émission de type plérion ?

Nous avons vu section 19.2.1 que Sgr A Est est vraisemblablement un reste de supernova de type morphologie mixte, avec une émission radio non thermique située sur la coquille et une émission X à l'intérieur. Une émission de très haute énergie pourrait donc provenir de l'interaction des particules accélérées dans la coquille avec le milieu ambiant, et/ou d'un vent d'électrons de type plérion.

La table 21.1 indique la forme du spectre et la luminosité des trois plérions détectés par H.E.S.S.. Le spectre de ces sources est compatible avec une loi de puissance non courbée d'indice spectral entre 2,3 et 2,6, et leur luminosité dans le domaine de 200 GeV à 10 TeV est de l'ordre de 10×10^{34} erg s^{-1}. Les valeurs obtenues pour la source située au Centre Galactique sont très similaires et pourraient donc indiquer que Sgr A Est est à l'origine du signal de très haute énergie.

Son spectre en énergie, mesuré en radio et en X, est montré sur la figure 21.3 avec les mesures réalisées récemment pas INTEGRAL et H.E.S.S.. La résolution des ces instruments ne permet pas de séparer les différentes sources potentielles de haute énergie du Centre Galactique. Ces données doivent donc être considérées comme des limites supérieures pour l'émission de Sgr A Est.

L'ajustement d'une émission synchrotron sur les données radio permettent d'estimer le champ magnétique de Sgr A Est à $\sim 10^{-5}$ G [131]. Dans l'hypothèse où le spectre synchrotron s'étend jusqu'au domaine des X durs observé par INTEGRAL, on en déduit que l'énergie maximale des électrons est supérieure à ∼300 TeV. Ces électrons peuvent émettre un rayonnement de freinage jusqu'à une centaine de TeV, mais le flux dépend de la densité du milieu. Cette émission pourrait être importante au niveau de la coquille, et en particulier au niveau de son interaction avec le nuage moléculaire M-0.02-0.07. La densité stellaire étant élevée dans la région centrale de la galaxie, la diffusion Inverse-Compton de ces électrons sur les photons infrarouges et visibles, d'énergie $\sim$ 1 eV, ainsi que sur les photons synchrotron, permettrait aussi d'émettre des γ dans le domaine du TeV.

Melia et al. ont proposé des modèles d'émission pour Sgr A Est en intégrant les observations radio, des limites supérieures en X et les observations d'EGRET. Il est important de rappeler que la compatibilité entre la source EGRET et le reste de supernova Sgr A Est est exclue à plus

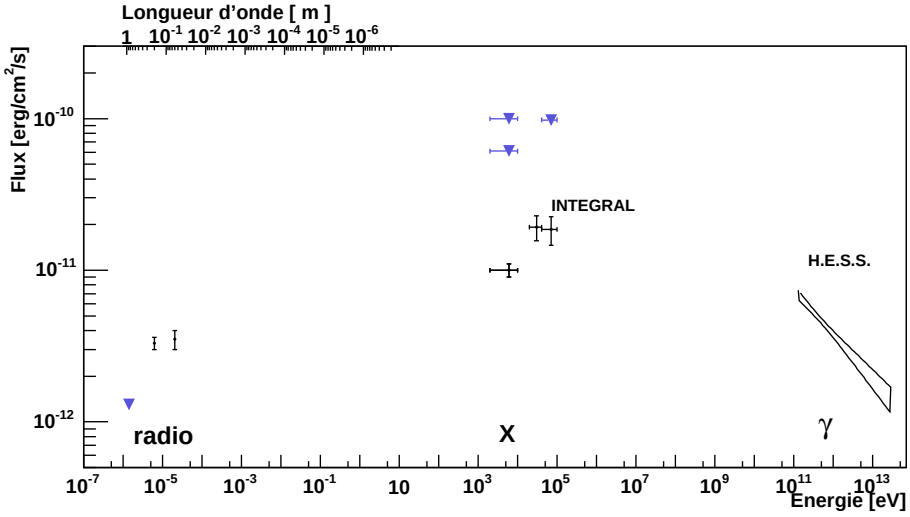


FIG. *21.3:* ***Spectre multi-longueur d'onde de Sgr A Est.*** *L'annexe D regroupe les références. Les triangles indiquent des limites supérieures (en général des mesures réalisées sur des champs de vue plus grand que Sgr A Est). Les mesures d'INTEGRAL et H.E.S.S. sont aussi des limites supérieures car Sgr A Est n'est pas résolue.*

de 95% de niveau de confiance. Ces modèles proposent que l'émission de haute énergie serait due à des processus Inverse-Compton [132] ou à des désintégrations de π^0 [131].

21.3 Conclusions

Le nombre de sources astrophysiques et de modèles permettant d'expliquer l'émission γ de très haute énergie observée par H.E.S.S. au Centre Galactique est très important. Nous avons décrit quelques possibilités proposées dans la littérature pour une émission en provenance du trou noir supermassif Sgr A* ou du reste de supernova Sgr A Est, mais d'autres candidats sont évoqués. En particulier, citons l'interaction de rayons cosmiques avec le milieu dense du Centre Galactique ou l'interaction des vents stellaires des amas d'étoiles massives situés autour du trou noir. De plus, des sources transitoires sont observées régulièrement en rayons X : elles pourraient conduire à une émission variable à haute énergie. Enfin, des résultats récents de Chandra semblent indiquer la présence d'un pulsar situé à quelques secondes d'arc de Sgr A* [141], ajoutant un candidat pour l'émission au TeV.

Face à ces nombreuses possibilités, des contraintes supplémentaires seront nécessaires afin de mieux cerner les processus d'émission γ. Les observations de H.E.S.S. permettront d'affiner la position, la forme et le spectre de la source, mais des observations simultanées dans différents domaines d'énergie seront aussi nécessaires. En particulier, dans le cas de variabilité temporelle du signal γ, seules de telles campagnes d'observation permettront de distinguer une variation en provenance du trou noir ou de sources transitoires en autres.

Chapitre 22

Les contraintes sur l'hypothèse d'un signal de matière noire

Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'émission γ de très haute énergie observée par H.E.S.S. pourrait être associée à des sources astrophysiques, en particulier Sgr A* ou Sgr A Est. Des observations supplémentaires sont cependant nécessaires afin de développer et contraindre les modèles.

Une autre source possible de γ est l'annihilation de matière noire comme nous l'avons décrit dans les chapitres 17 et 18. Du fait de sa proximité et de sa position au centre du halo de matière noire galactique, le Centre Galactique est souvent cité comme le meilleur candidat à la détection indirecte de matière noire. Cette interprétation est donc maintenant détaillée, autour de deux hypothèses. Dans un premier temps, nous allons supposer que tout le signal provient d'annihilation de neutralinos ou de particules de Kaluza-Klein. Nous verrons que cette hypothèse n'est pas acceptable, et nous supposerons alors que le signal d'annihilation est dominé par le signal en provenance d'une source astrohpysique. Nous en déduirons des limites supérieures sur le produit $< \sigma v >$.

22.1 Hypothèse 1 : annihilation de matière noire seulement

Dans cette section, nous analysons les résultats des observations du Centre Galactique avec H.E.S.S. en 2004 en supposant que le signal provient d'annihilation de particules de matière noire.

Cette hypothèse est peu plausible du fait de l'extension longitudinale de la source détectée (voir section 20.5). En effet, on s'attend a priori à un halo à symétrie sphérique dans la région centrale de la galaxie. Cependant, la forme du halo étant très mal connue, nous ne prenons pas en compte cet argument et nous étudions l'autre observable contraignant les signaux indirects de matière noire, la forme spectrale.

22.1.1 Contraintes spectrales

Le spectre du Centre Galactique est donné sur la figure 20.3(a) : il suit une loi de puissance d'indice 2,3 et une éventuelle coupure exponentielle serait supérieure à 6 TeV à 95% de niveau de confiance. Dans l'hypothèse où le signal ne provient que d'annihilation de matière noire, les données impliquent donc que la masse de ces particules doit être supérieure à

p_1	p_2	p_3	p_4
0.73	7.8	1.5	2.10^{-4}

TAB. *22.1:* ***Paramètres utilisés pour décrire le spectre d'annihilation des neutralinos [96].***

Particules	Masses testées [TeV]
Neutralino χ	1 - 3 - 5 - 8 - 10 - 11 - 12 - 13 - 16 - 20 - 25 - 30
Kaluza-Klein $B^{(1)}$	0,4 - 0,5 - 0,8 - 1 - 5 - 10 - 20

TAB. *22.2:* ***Masses de neutralinos et de bosons de Kaluza-Klein testées.***

6 TeV (95% CL)[1]. Cependant, des contraintes plus fortes peuvent être obtenues en comparant les spectres γ d'annihilation dans le cadre de modèles précis. Nous nous intéressons à deux candidats, les neutralinos et les bosons de Kaluza-Klein.

Etude des neutralinos, χ

Dans le cas d'annihilation de neutralinos massifs, les voies dominantes sont en paires de W^+W^-, Z^0Z^0 and $q\bar{q}$. Les simulations PYTHIA montrent que le spectre γ d'annihilation peut alors être approché par :

$$\frac{dN}{dE} = \frac{p_1}{m_\chi} \times \frac{e^{-p_2 E/m_\chi}}{(E/m_\chi)^{p_3} + p_4} \quad \text{si} \quad E \leq m_\chi \tag{22.1}$$

$$= 0 \quad \text{si} \quad E > m_\chi \tag{22.2}$$

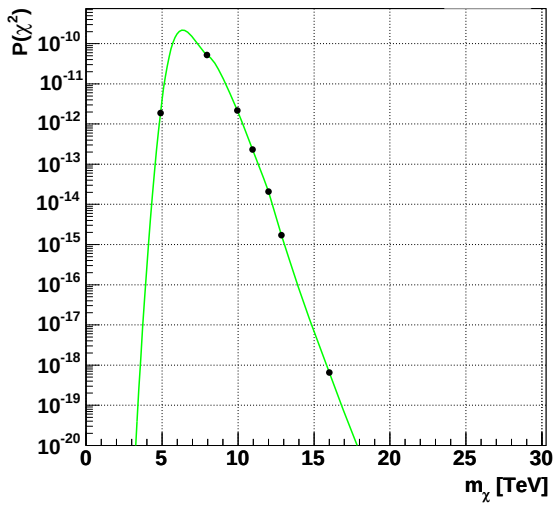
avec les valeurs des paramètres données dans la table 22.1. Ce spectre suit une loi de puissance d'indice spectral 1,5 avec une coupure exponentielle dont l'énergie caractéristique est donnée par m_χ/p_2.

L'ajustement de cette forme spectrale sur les données, à différentes masses de neutralinos (données dans la table 22.2), est comparée par un rapport de vraisemblance au spectre en loi de puissance ajusté dans la section 20.3. La probabilité du χ^2 équivalent, donnée en fonction de m_χ sur la figure 22.1(a), est toujours inférieure à 10^{-10} : cette forme spectrale est donc exclue à plus de $8\,\sigma$ par les données.

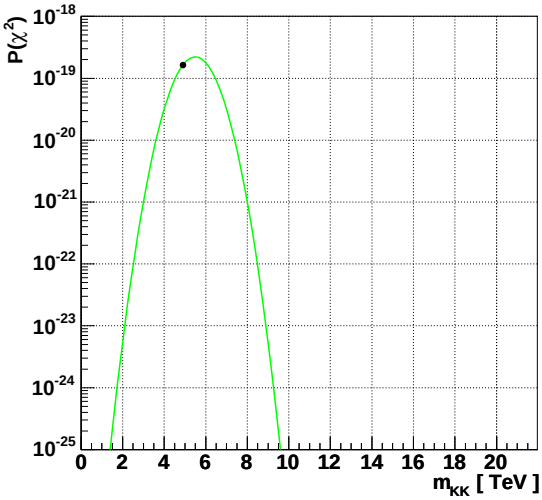
Etude des bosons de Kaluza-Klein, $B^{(1)}$

Dans le cas d'annihilation de bosons de Kaluza-Klein, les voies dominantes sont en paires de fermions chargés. La forme spectrale a été décrite dans la section 18.3.1 et est comparée de la même façon au spectre en loi de puissance. La probabilité du χ^2 équivalent, donnée en fonction de $m_{B^{(1)}}$ sur la figure 22.1(b), est toujours inférieure à 10^{-18} : cette forme spectrale est donc exclue à plus de $10\,\sigma$ par les données. Les masses de $B^{(1)}$ testées sont données dans la table 22.2.

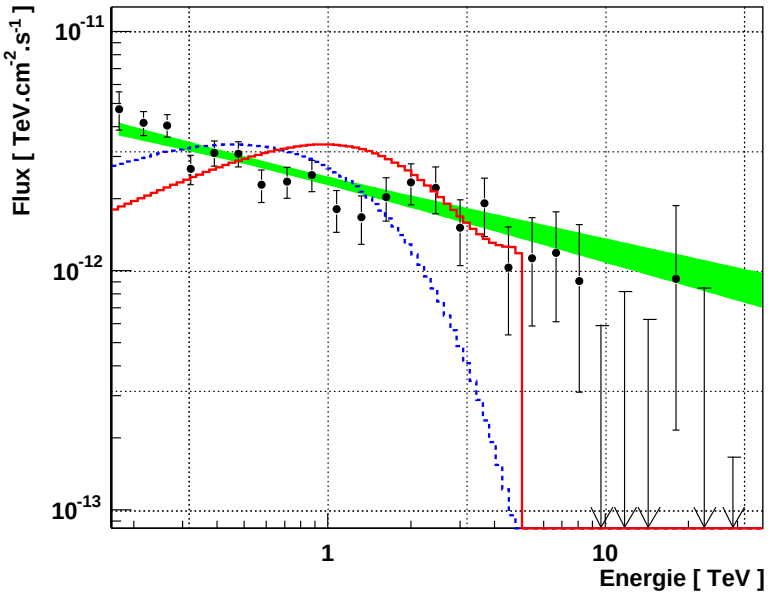
[1]Des particules massives de plus de quelques TeV ne pourront pas être détectées au futur accélérateur de particules, le LHC.



(a) Neutralinos.



(b) Kaluza-Klein.



(c) Comparaison des spectres d'annihilations de matière noire avec les données.

FIG. *22.1:* ***Comparaison des spectres d'annihilation de matière noire avec les données.*** *Probabilité de l'ajustement des données par spectre d'annihilations des neutralinos (a) ou des bosons de Kaluza-Klein (b) en fonction de la masse des particules. (c) Spectre en energie ajusté dans l'hypothèse d'une loi de puissance (zone verte et points), comparé aux spectres d'annihilation d'un neutralino de 7 TeV (courbe pointillée bleue, meilleur ajustement) et d'un boson de Kaluza-Klein de 5 TeV (courbe continue rouge).*

Conclusion

L'extension de la source observée au Centre Galactique n'est pas en faveur d'un signal d'annihilation de matière noire. Cependant, nous avons testé deux hypothèses spectrales en supposant que tout le signal provient d'annihilations de neutralinos ou de bosons de Kaluza-Klein. Les formes des spectres d'annihilations sont incompatibles avec les données à plus de $8\,\sigma$, excluant ces hypothèses (figure 22.1(c)). Nous nous intéressons dans la suite à un cas dans lequel les contraintes concernant le spectre sont relâchées.

22.2 Hypothèse 2 : matière noire et fond astrophysique

Il est très probable que le signal en provenance du Centre Galactique soit une superposition de plusieurs sources parmi les candidats exposés au chapitre précédent, Sgr A* et Sgr A Est par exemple. Dans le domaine en énergie observé par H.E.S.S., les mécanismes classiques d'accélération de particules et d'émission de γ engendrent généralement des spectres en loi de puissance. Nous allons donc supposer que le signal est la superposition d'une composante astrophysique dont le spectre est en loi de puissance et d'une composante d'annihilation de matière noire. Le fait de relâcher les contraintes spectrales nous empêche de contraindre la forme du halo et la masse des WIMPs. Nous allons donc supposer que le halo est de type NFW. Le spectre étant compatible avec une loi de puissance (section 20.3), nous estimons, pour une masse de WIMP donnée, la fraction maximale du signal provenant de l'annihilation de matière noire. Ceci se traduit par une limite supérieure sur le produit $< \sigma v >$ des WIMPs (proportionnel à leur taux d'annihilation).

22.2.1 Contraintes sur le produit $< \sigma v >$ des WIMPs

Pour différentes masses de particules entre 200 GeV et 8 TeV, le spectre du Centre Galactique est ajusté par la somme d'un spectre en loi de puissance et d'un spectre d'annihilation de matière noire (le seuil en énergie de l'analyse spectrale est de 125 GeV). Nous utilisons comme forme du spectre d'annihilation de neutralinos l'expression donnée par l'équation 22.1 ; la forme décrite dans la section 18.3.1 est utilisée pour le spectre d'annihilation des bosons de Kaluza-Klein.

Pour toutes les masses testées, le spectre étant compatible avec une loi de puissance pure, une fraction maximale d'annihilation de matière noire est dérivée. Pour cela, pour une masse fixée, m_{DM}, la normalisation N_{DM} du spectre de matière noire est balayée et deux paramètres sont ajustés : la normalisation du spectre en loi de puissance Φ_0 et son indice spectral Γ. On construit alors un profil de χ^2 à partir du rapport de vraisemblance entre ce spectre et le spectre en loi de puissance pure ($N_{DM} = 0$) et on en déduit une limite supérieure sur N_{DM}, à 95% de niveau de confiance.

La normalisation de la composante matière noire est définie par :

$$N_{DM} \;=\; F_0 \times \frac{< \sigma v >}{< \sigma v >_{ref}} \times \left(\frac{1\,TeV}{m_{DM}}\right)^2 \times \bar{J}(\Delta\Omega) \times \Delta\Omega \qquad (22.3)$$

(les paramètres sont décrits page 186). A partir de la limite sur N_{DM} et d'une hypothèse sur la forme du halo de matière noire (qui fixe la valeur de $\bar{J}(\Delta\Omega) \times \Delta\Omega$), on déduit une limite supérieure sur $< \sigma v >$. Les résultats dans le cadre des modèles MSSM et des modèles de Kaluza-Klein sont donnés sur la figure 22.2 pour un profil NFW et un champ de vue de 2.10^{-5} sr. Ces

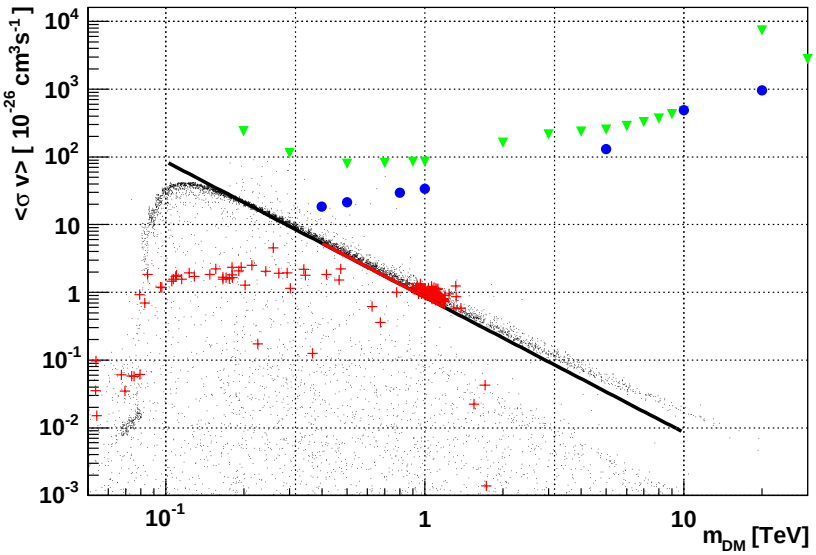


FIG. *22.2:* ***Limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur le produit*** $< \sigma v >$ ***des neutralinos (triangles) et des bosons de Kaluza-Klein (ronds) en fonction de leur masse*** m_{DM}. *Les points proviennent d'un balayage des paramètres de modèles MSSM, les points rouges sont les points compatibles avec les contraintes cosmologiques sur la densité relique,* $0,094 < \Omega_\chi h^2 < 0,129$. *Les prédictions dans le cadre des modèles de Kaluza-Klein suivent la courbe noire, la partie rouge est compatible avec les contraintes cosmologiques.*

limites peuvent être directement normalisées pour des formes de halo différentes à partir des valeurs de $\bar{J}$ données dans la table 17.1.

Les limites supérieures sont de l'ordre de 10^{-25} à $10^{-24}\,\mathrm{cm}^3.\mathrm{s}^{-1}$, un à deux ordres de grandeur au dessus des prédictions des modèles compatibles avec les contraintes cosmologiques. Il n'est donc pas possible de contraindre le taux d'annihilation des WIMPs dans le cadre de l'hypothèse où leur signal γ d'annihilation est dominé par une source astrophysique conventionnelle. De plus, les incertitudes sur la forme et la densité du halo de matière noire se traduisent par des incertitudes de ± 2 ordres de grandeurs sur ces limites supérieures (les limites seraient par exemple réduites d'un facteur 500 pour un profil de Moore, excluant la plupart des modèles). Avec la sensibilité de la première phase de H.E.S.S., et dans l'hypothèse d'un halo de NFW, il faudrait environ 4 000 heures d'observation pour commencer à contraindre les modèles, soit 80 ans pour les durées d'observation typiques de 50 heures par an. Avec la seconde phase de H.E.S.S., la sensiblité devrait être améliorée d'un facteur 5 au dessus de 100 GeV, réduisant la durée d'observation nécessaire pour contraindre les modèles à cinq années, durée de vie typique de l'expérience H.E.S.S..

22.3 Conclusion

Nous avons montré que le signal γ de très haute énergie en provenance du Centre Galactique ne provient pas en totalité d'annihilation de particules de matière noire, en particulier de neutralinos massifs ou de bosons de Kaluza-Klein. En effet, la forme du spectre en loi de puissance permet d'exclure ces candidats à plus de 99,9% de niveau de confiance. Dans le cadre

général de cette hypothèse, on dérive une limite inférieure de 6 TeV (95% CL) sur la masse des WIMPs.

Dans l'hypothèse où le signal d'annihilation de matière noire est dominé par le signal d'une source astrophysique dont le spectre est en loi de puissance, des limites supérieures sur le produit $< \sigma v >$ des particules de matière noire ont été obtenues. Cependant, ces limites ne permettent pas de contraindre les modèles considérés, en particulier à cause des incertitudes sur la densité de matière noire dans la région observée. L'amélioration des ces contraintes nécessiterait de contraindre la forme du halo de matière noire grâce à une meilleure résolution angulaire permettant de séparer les sources astrophysiques d'une possible émission liée au halo. Une augmentation de la sensibilité, qui sera possible avec la seconde phase de H.E.S.S., permettra de baisser ces limites d'un facteur ~ 10 dans le cadre d'une hypothèse sur le profil de matière noire.

Conclusion

Les quatre imageurs à effet Cherenkov atmosphérique de l'expérience H.E.S.S. sont opérationnels depuis décembre 2003. Les performances du détecteur sont en accord avec les prédictions, faisant de H.E.S.S. le premier instrument en fonctionnement de sa génération et le plus sensible actuellement dans le domaine d'énergie supérieure à 100 GeV.

L'étalonnage du détecteur a été développé et automatisé dans le cadre de cette thèse. Les résultats montrent que l'instrument est bien maîtrisé et l'évolution des paramètres (piédestaux, gains, corrections d'inhomogénéité de collection de lumière) au cours du temps et avec la température est contrôlée. La comparaison des paramètres entre deux chaînes d'étalonnage indépendantes et avec une analyse des anneaux de muons dans les caméras a permis d'estimer les erreurs systématiques : l'erreur sur l'amplitude totale de l'image est de 5%. Ces systématiques sont satisfaisantes devant la résolution en énergie du détecteur, de $\sim$15%.

Différentes méthodes d'analyse sont utilisées dans la collaboration H.E.S.S. afin de contrôler les erreurs systématiques des résultats. Elles sélectionnent les images de gerbes électromagnétiques noyées dans le fond dominant des images de gerbes hadroniques initiées par les rayons cosmiques de haute énergie. Une analyse par modèle semi-analytique d'image, décrivant le développement des gerbes électromagnétiques dans l'atmosphère, a été utilisée dans cette thèse. Les performances de cette analyse (acceptance, résolutions en énergie et angulaire) ont été estimées sur des simulations puis contrôlées sur des observations de la Nébuleuse du Crabe à divers positions dans le champ de vue : elles sont stables jusqu'à 2° du centre et la sensibilité du détecteur à ce niveau est réduite d'un facteur 0,5 par rapport au centre. Des méthodes de reconstruction du spectre en énergie et de la morphologie des sources, fondées sur un maximum de vraisemblance, ont été mises en place puis appliquées aux données de la Nébuleuse du Crabe. Le spectre obtenu en ajustant une loi de puissance conduit à un indice spectral et à un flux compatibles avec les résultats des expériences antérieures, et ce quelle que soit la position du la Nébuleuse du Crabe dans le champ de vue. La surface effective du détecteur et les résolutions angulaire et en énergie sont donc bien reproduites par les simulations. Avec la résolution angulaire de H.E.S.S. de 6', la Nébuleuse du Crabe apparaît ponctuelle. Les erreurs systématiques sur la position reconstruite sont importantes, de l'ordre de 30" mais des études sont en cours pour trouver leur origine, avec pour objectif de les réduire à moins de 10".

Le Centre Galactique est une région contenant de nombreux candidats d'émission à haute énergie, en particulier des restes de supernovae, le trou noir supermassif Sgr A* et de nombreux nuages moléculaires, sans oublier une potentielle annihilation de matière noire dans un

halo dense autour de Sgr A*. De grandes avancées ont été réalisées ces dix dernières années concernant le trou noir qui est maintenant étudié en radio, en infrarouge et en rayons X. Dans le domaine des γ mous, INTEGRAL a observé un signal variable compatible avec la position du trou noir. A haute énergie, un signal en direction de Sgr A a été détecté à un niveau de plus de $30\,\sigma$ avec H.E.S.S. en 2004. La position de la source est compatible avec Sgr A* et le reste de supernova Sgr A Est. La source apparaît étendue le long du plan galactique, à un niveau de $1,5' \times 2,2'$, pour une résolution angulaire de 6'. Son spectre suit une loi de puissance d'indice spectral 2,3 de 125 GeV à $\sim$30 TeV et une limite inférieure de 6 TeV (95% CL) sur une possible coupure exponentielle est déterminée. Le flux γ est compatible avec une source stable entre 2003 et 2004, et jusqu'à des échelles temporelles de quelques dizaines de minutes. L'extension de cette source correspond à la taille du reste de supernova Sgr A Est, et sa stabilité n'est actuellement pas en faveur d'une émission en provenance du trou noir Sgr A*. Cependant, la réduction des erreurs systématiques concernant la position de la source et les futures observations du Centre Galactique, en particulier des observations multi-longueurs d'onde avec les satellites INTEGRAL et XMM-Newton, vont permettre d'étudier en détail les interprétations astrophysiques du signal γ.

L'interprétation du signal en terme d'annihilations de particules de matière noire au Centre Galactique a été étudiée lors de cette thèse dans le cadre de modèles supersymétriques et de modèles de Kaluza-Klein à dimension supplémentaire universelle. Le spectre d'annihilation en provenance du Centre Galactique est prédit et deux contraintes sont étudiées : la distribution angulaire des événements reconstruits donne des informations sur la forme du halo et le spectre en énergie permet de balayer les modèles de WIMPs. En supposant que la source est invariante par rotation, la forme du halo au Centre Galactique est compatible avec un profil de type NFW, mais les spectres typiques d'annihilation de neutralinos ou de bosons de Kaluza-Klein sont exclus par les données à plus de 99% de niveau de confiance. Le signal γ ne provient donc pas exclusivement d'annihilations de matière noire dans le cadre de ces modèles. Il apparaît en général difficile qu'un spectre d'annihilation de matière noire soit compatible avec une loi de puissance sur deux décades en énergie. Dans une seconde hypothèse, le signal d'annihilation de matière noire est dominé par le signal en provenance d'une source astrophysique dont le spectre est en loi de puissance. En supposant que halo de matière noire est de type NFW, des limites supérieures sur le produit $< \sigma v >$ des particules en fonction de leur masse sont données : elles sont de l'ordre de $5 \times 10^{-25}\,\mathrm{cm}^3.\mathrm{s}^{-1}$. Elles restent un ordre de grandeur au-dessus des prédictions théoriques obtenues avec DarkSusy ($\sim 3 \times 10^{-26}\,\mathrm{cm}^3.\mathrm{s}^{-1}$) et ne permettent donc pas d'exclure certains modèles.

Dans le cadre de la matière noire distribuée selon un profil de NFW et dominée par un fond astrophysique, les modèles MSSM ne peuvent pas être contraints avec la première phase de H.E.S.S.[2]. La sensibilité de la seconde phase de H.E.S.S. au-dessus de 100 GeV sera améliorée d'un facteur 5, réduisant le temps d'observations nécessaire à quatre ans, ce qui est raisonnable pour une expérience d'astronomie γ. Cependant, compte tenu des faibles contraintes actuelles sur les halos de matière noire au Centre Galactique et de la présence d'un signal astrophysique, le signal γ observé par H.E.S.S. ne permettra pas d'exclure des modèles supersymétriques. Il est donc important d'observer d'autres sources, potentiellement riches en matière noire mais pauvres en émission γ astrophysique. La mise en évidence d'un signal d'annihilation permettrait alors de contraindre la forme du halo et la nature des WIMPs. Dans ce cadre, la galaxie naine Sgr A Dwarf serait un candidat à étudier. Il faut noter que les expériences de détection indirecte

[2] il faudrait environ 1 siècle d'observations à raison de 40 h d'observations par an.

de matière noire ont un potentiel de détection de particules de plusieurs TeV qui ne seront pas accessibles par production dans les accélérateurs tel que le LHC. Ces différentes méthodes de détection sont donc complémentaires.

En un an de fonctionnement, l'expérience H.E.S.S. a doublé le nombre de sources connues à haute énergie, prouvant qu'une étape en sensibilité a été franchie, permettant un potentiel de détection beaucoup plus important que précédemment. Ceci permet de prévoir des avancées significatives dans le cadre du développement de nouveaux projets comme le satellite GLAST ou la seconde phase de H.E.S.S.. L'installation d'un plus grand télescope au milieu des quatre actuels permettra de couvrir le domaine en énergie allant de quelques dizaines de GeV à une centaine de TeV avec H.E.S.S.. Un recouvrement en énergie plus important sera réalisé avec le futur satellite GLAST couvrant le domaine allant de 10 MeV à 300 GeV, ou le décteur AMS-γ couvrant le domaine de 1 GeV à 1 TeV mais 10 fois moins sensible que GLAST. Les observations simultanées avec ces instruments autoriseront pour la première fois un étalonnage croisé des techniques de détection spatiales avec les techniques au sol. De plus, cette large couverture du ciel à haute énergie permettra de contraindre fortement les modèles d'émission des sources astrophysiques et d'étudier l'annihilation de matière noire sur un espace de phase plus grand. La résolution angulaire de ces détecteurs permettra de rechercher à d'autres longueurs d'onde un signal en provenance des sources détectées afin de déterminer leur nature. Enfin, il va également être nécessaire d'analyser conjointement les données du spectre électromagnétique avec les observations de nouveaux messagers. Les détecteurs Pamela et AMS-II vont être opérationnels prochainement, en 2005 et 2008 respectivement, afin d'étudier les rayons cosmiques chargés. Ils permettront, en parallèle avec les observations γ, d'apporter des contraintes complémentaires sur les sources de rayons cosmiques et la nature et la distribution de la matière noire. Les détecteurs de neutrinos, tels qu'ANTARES ou ICE CUBE, pourraient apporter des contraintes essentielles concernant la nature des particules accélérées et les processus mis en jeu dans les sources γ.

Annexe A

Détails des calculs de la génération des modèles d'image de gerbes électromagnétiques

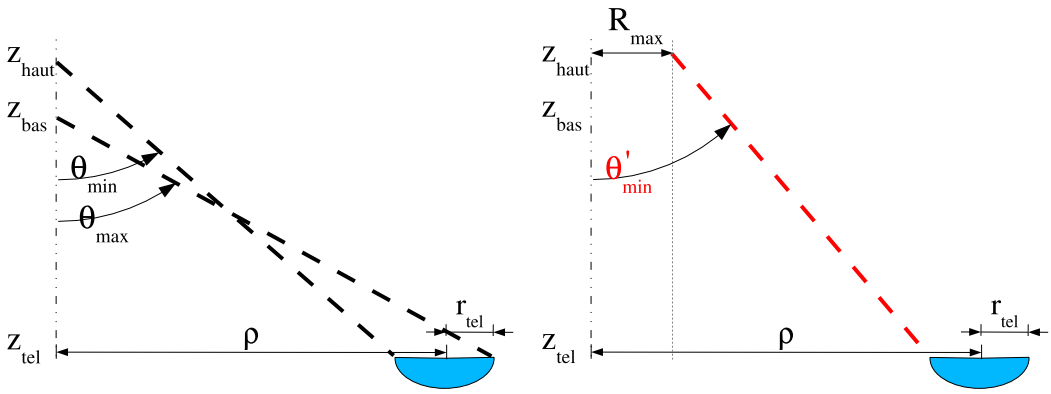
A.1 Définitions de quelques paramètres

Voici quelques notations qui seront utilisées dans toute la suite de cette annexe.
- r_{tel} : rayon du miroir des télescopes.
- Θ_{max}^{tel} : demi-ouverture du champ de vue du télescope.
- Δz : différence entre les altitudes des $e^{\pm}$ et le sol.
- ρ : paramètre d'impact (distance point d'impact du γ primaire au centre du télescope dans le plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe et contenant le télescope).
- θ : direction de propagation des $e^{\pm}$ par rapport à l'axe de la gerbe.
- R : distance des $e^{\pm}$ à l'axe de la gerbe.
- Φ : angle azimuthal de propagation des $e^{\pm}$ autour de l'axe de la gerbe.
- Θ_C : angle Cherenkov d'émission par les $e^{\pm}$.

La gerbe, d'énergie et de paramètre d'impact fixés, est divisée en tranches perpendiculaires à son axe à différentes altitudes, et la contribution de chaque tranche est estimée. Dans une tranche, le contribution d'une particule chargée avec une énergie, une direction et une position latérale par rapport à l'axe de la gerbe est estimée. Le cône de lumière Cherenkov trace un cercle sur le plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe et contenant le télescope. Plutôt que de considérer le télescope fixe par rapport à la gerbe et les $e^{\pm}$ autour, on fixe les $e^{\pm}$ sur un axe perpendiculaire à la gerbe et on autorise la rotation de la position télescope autour de l'axe de la gerbe de telle sorte que le paramètre d'impact ρ soit constant. On utilise alors l'intersection de l'anneau correspondant (entre $\rho_{min} = \rho - r_{tel}$ et $\rho_max = \rho + r_{tel}$) avec l'anneau de lumière Cherenkov pour trouver la contribution moyenne de ces $e^{\pm}$ à l'image ainsi que les positions et les temps d'arrivée des photo-électrons dans le plan focal.

A.2 Détermination de la tranche en profondeur d'atmosphère T

Le domaine d'intégration en profondeur d'atmosphère est défini de $0,001\,\mathrm{g\,cm^2}$ jusqu'à la profondeur d'atmosphère correspondant à l'altitude des télescopes. Notons que pour un modèle



(a) Gerbe filiforme. (b) Gerbe étendue.

FIG. *A.1: Schémas des angles limites pour la direction de propagation θ des particules dans une tranche en épaisseur d'atmosphère z_{bas}-z_{haut}. Le télescope est représenté par la demi-ellipse bleue. (a) L'hypothèse de gerbe filiforme est schématisée par des traits tiretés fins. (b) L'angle θ'_{min} est déterminé en prenant en compte l'extension transverse de la gerbe.*

d'atmosphère donné, la profondeur d'atmosphère correspond à une altitude z. Nous utiliserons donc indifféremment l'une ou l'autre notation dans la suite.
Dans un premier temps, on vérifie géométriquement que des photons Cherenkov émis à cette altitude peuvent atteindre le télescope, en prenant en compte la distribution spatiale des $e^{\pm}$ dans la gerbe.

La première étape consiste à supposer que la gerbe est filiforme sans prendre en compte ni l'extension de la gerbe ni l'angle Cherenkov comme indiqué sur la figure A.1 :

$$\tan\theta_{max} = \frac{\rho + r_{tel}}{z_{bas} - z_{tel}} \quad (A.1)$$

$$\tan\theta_{min} = \frac{\rho - r_{tel}}{z_{haut} - z_{tel}} \quad (A.2)$$

(A.3)

Dans le cas où $\theta_{min} < \Theta_{tel}^{max}$, des photons Cherenkov de cette tranche en altitude parviennent au télescope et cette tranche est utilisée. Sinon, il faut prendre en compte l'extension transverse de la gerbe.

On suppose que la gerbe a une extension transverse R_{max}, estimée par $R_{max} = \bar{x}^{max} + 4\sigma_x^{max}$ où $\bar{x}^{max}$ et σ_x^{max} sont calculés à partir des équations 13.9 et 13.11 à la profondeur maximale de la tranche, à l'énergie minimale (on prend l'énergie seuil d'émission Cherenkov) et à la direction de propagation des $e^{\pm}$ la plus éloignée de l'axe. Sans prendre en compte l'angle Cherenkov, pour que des photons arrivent sur le miroir et dans le champ de vue du télescope, il faut que (figure A.1) :

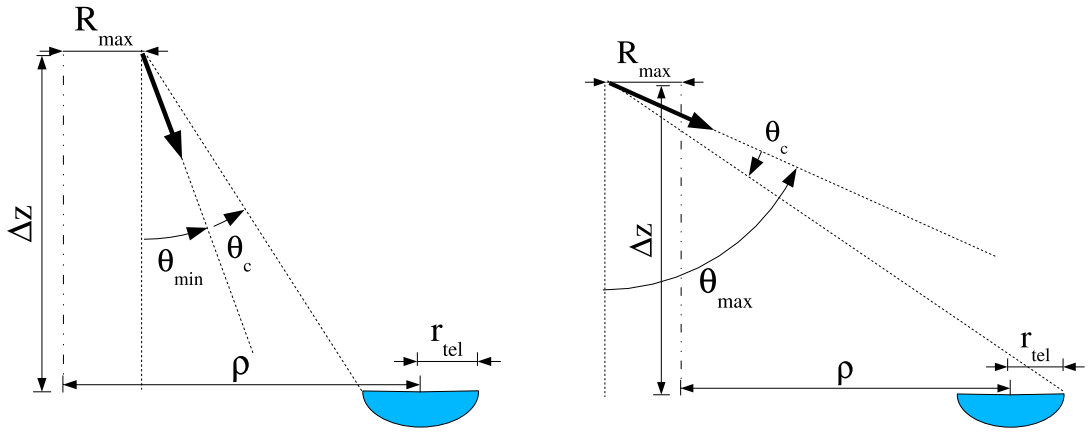
$$R_{max} + (z_{haut} - z_{tel})\tan\theta'_{min} > \rho - r_{tel} \quad (A.4)$$

$$\text{et} \quad \theta'_{min} < \Theta_{tel}^{max} \quad (A.5)$$

$$\text{ce qui implique} \quad R_{max} + (z_{haut} - z_{tel})\tan\Theta_{tel}^{max} > \rho - r_{tel} \quad (A.6)$$

La tranche en profondeur d'atmosphère est utilisée si $\theta_{min} < \Theta_{tel}^{max}$.

Dans chaque tranche en T, la profondeur moyenne $< T >$, pondérée par le profil longitudinal décrit par l'équation 13.3, est calculée. On boucle ensuite sur les énergies des $e^{\pm}$.



(a) θ_{min}. (b) θ_{max}.

FIG. *A.2: Détermination des angles limites sur la direction de propagation des $e^{\pm}$ θ. R_{max} est la distance maximale des $e^{\pm}$ par rapport à l'axe de la gerbe indiqué par la droite points-tirets.*

A.3 Détermination de la tranche en énergie des $e^{\pm}$

Le nombre moyen de particules dans la tranche en T est d'abord calculé en moyennant l'équation 13.3 entre z_{bas} et z_{haut}. Le spectre en énergie des $e^{\pm}$ présents est alors estimé avec l'équation 13.4 à l'altitude moyenne $< z >$. On détermine ensuite le seuil d'émission Cherenkov E^C_{bas} dans la partie basse de cette tranche.

On boucle alors sur des tranches en énergie allant de E^C_{bas} à l'énergie du γ primaire par pas de 0,18 en $\log_{10}(E)$. On peut alors calculer l'énergie moyenne dans chaque tranche en énergie (pondérée par le nombre de particules), puis l'angle Cherenkov Θ_C des $e^{\pm}$ à cette énergie.

Dans chaque tranche en énergie, on boucle ensuite sur la direction de propagation des $e^{\pm}$ par rapport à l'axe de la gerbe.

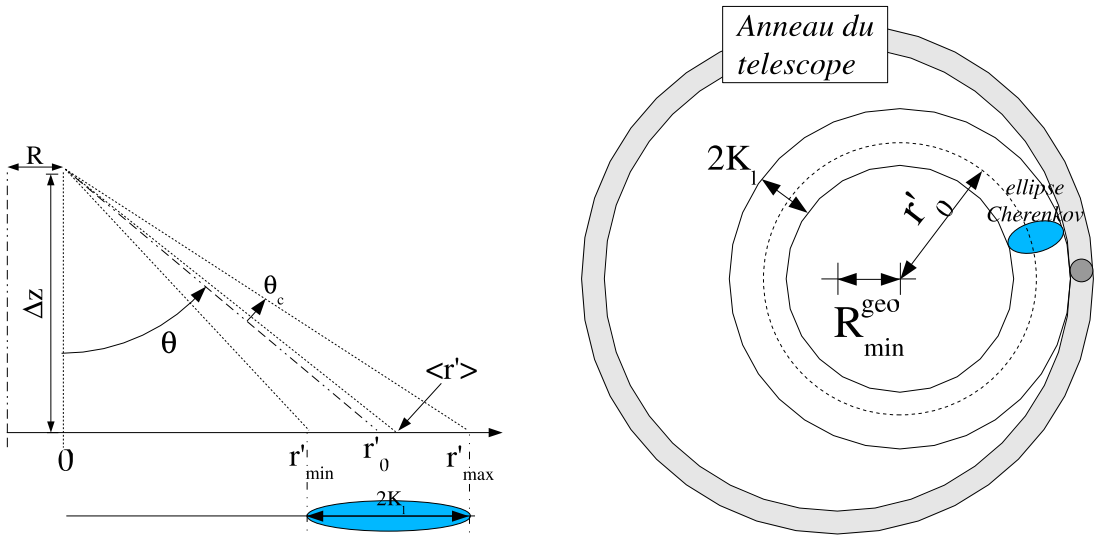
A.4 Détermination de la tranche en direction de propagation des $e^{\pm}$

A l'altitude et l'énergie de la tranche courante, on calcule la direction moyenne $< w >$ de propagation des $e^{\pm}$ par rapport à l'axe de la gerbe en utilisant l'équation 13.5. Le domaine des directions de propagation pour lesquelles des photons Cherenkov peuvent atteindre le télescope est calculé d'après la figure A.2, en prenant en compte l'extension spatiale de la gerbe et l'angle Cherenkov Θ_C.

On boucle alors entre θ_{min} et θ_{max} par pas de 1 mrad. Dans chaque tranche (T,E,θ) le nombre de particules chargées est calculé à partir de 13.8, puis on boucle sur la distance des $e^{\pm}$ par rapport à l'axe de la gerbe.

A.5 Détermination de la tranche en distance des $e^{\pm}$ à l'axe

On est maintenant dans une tranche à T, E et θ fixés. On va boucler sur la distance des $e^{\pm}$ par rapport à l'axe de la gerbe. Là encore, il faut d'abord déterminer le domaine d'intégration utile. Pour un $e^{\pm}$ de cette tranche, on cherche les distances à l'axe pour lesquelles l'anneau



(a) Définitions du rayon moyen $< r^{'} >$ et de la largeur K_l de l'ellipse Cherenkov.

(b) Détermination de R_{min}^{geo}.

FIG. *A.3: Définition des paramètres de l'ellipse Cherenkov et détermination géométrique de la borne inférieure R_{min}^{geo} d'intégration en distance des $e^{\pm}$ à l'axe de la gerbe. (a) L'axe points-tirets indique l'axe de la gerbe. (b) Le paramètre d'impact de la gerbe est au centre de la figure.*

Cherenkov peut intersecter le miroir du télescope. Pour cela, on a besoin de la taille au sol de l'anneau elliptique de lumière Cherenkov émis par un électron. Les paramètres à déterminer, rayon moyen de l'ellipse $< r^{'} >$ et largeur de l'anneau K_l, sont schématisés sur la figure A.3(a).

$< r^{'} >$ est le rayon moyen de l'anneau Cherenkov créé par tous les $e^{\pm}$ de la tranche. On note $r_{min}^{'}$ et $r_{max}^{'}$ les rayons minimal et maximal de l'ellipse Cherenkov au sol, calculés à partir de la projection au sol de la position de l'$e^{\pm}$:

$$< r^{'} > = \frac{1}{2}(r_{min}^{'} + r_{max}^{'}) \tag{A.7}$$

$$\text{où } r_{min}^{'} = \Delta z \tan(\theta - \Theta_C) = \Delta z \frac{\tan\theta - \tan\Theta_C}{1 + \tan\theta \tan\Theta_C} \tag{A.8}$$

$$\text{et } r_{max}^{'} = \Delta z \tan(\theta + \Theta_C) = \Delta z \frac{\tan\theta + \tan\Theta_C}{1 - \tan\theta \tan\Theta_C} \tag{A.9}$$

$$\tag{A.10}$$

On obtient donc :

$$< r^{'} > = \Delta z \frac{\tan\theta(1 + \tan^2\Theta_C)}{1 - \tan^2\theta \tan^2\Theta_C} \tag{A.11}$$

K_l est la largeur de l'anneau Cherenkov créé par tous les $e^{\pm}$ de la tranche. Il est définit par $K_l = r_{max}^{'} - < r^{'} >$. On obtient alors :

$$K_l = \frac{\Delta z \tan\Theta_C}{(1 - \tan^2\theta \tan^2\Theta_C)\cos^2\theta} \tag{A.12}$$

On déduit alors géométriquement la distance minimale R_{min}^{geo} à l'axe de la gerbe que doivent avoir les $e^{\pm}$ pour émettre des photons Cherenkov vers le télescope (voir schéma sur la figure A.3(b)) :

$$R_{min}^{geo} + (< r^{'} > + K_l) = \rho - r_{tel} \tag{A.13}$$

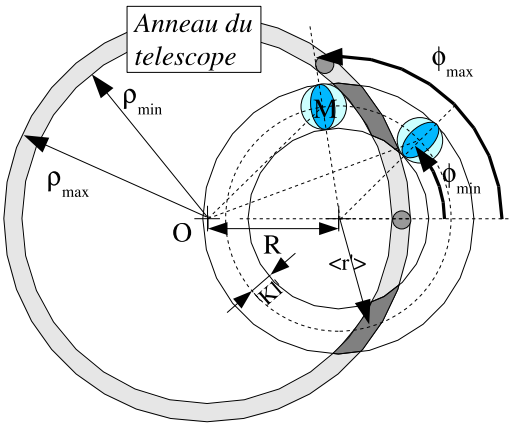


FIG. *A.4: Détermination des limites de l'angle* Φ *azimuthal de la direction de propagation des* $e^{\pm}$. $\rho_{min} = \rho - r_{tel}$ *et* $\rho_{max} = \rho + r_{tel}$. *Les zones ombrées indiquent les angles* Φ *pour lesquels l'émission Cherenkov d'un électron (T,E,*θ*,R) atteint l'anneau du télescope.*

De plus, le domaine maximal d'intégration sur R est donné par $R_{max} = \bar{x}+4\sigma_x$ et $R_{min} = \bar{x}-4\sigma_x$. La borne inférieure choisie pour R est le maximum entre R^{geo}_{min} et R_{min}.

On boucle alors sur R dans ce domaine.

A.6 Détermination de la tranche en direction azimuthale de propagation $e^{\pm}$

On est maintenant dans une tranche à T, E, θ et R fixés. On va boucler sur l'angle azimuthal Φ de la direction de propagation des $e^{\pm}$ par rapport à l'axe de la gerbe.

Nous allons d'abord déterminer le domaine utile en Φ de manière géométrique à partir de la figure A.4. Les valeurs limites dépendent de la position relative des positions de l'anneau Cherenkov et de l'anneau du télescope. L'idée est de déterminer dans quels cas l'ellipse Cherenkov intersecte l'anneau du télescope. L'ellipse Cherenkov est approchée par un cercle de rayon K_l. M est un point quelconque situé sur le cercle central de l'anneau Cherenkov. La condition est alors :

$$\rho - r_{tel} - K_l \leq OM \leq \rho + r_{tel} + K_l \tag{A.14}$$

En utilisant $OM^2 = R^2 + < r' >^2 - 2\,R\, < r' > \cos(\pi - \Phi)$, on trouve la condition équivalente :

$$\frac{(\rho_{min} - K_l)^2 - R^2 - < r' >^2}{2R\ < r' >} \leq \cos\Phi \leq \frac{(\rho_{max} + K_l)^2 - R^2 - < r' >^2}{2\,R\ < r' >} \tag{A.15}$$

On boucle alors sur l'angle Φ dans ce domaine. Dans chaque tranche (T,E,θ,R,Φ), on estime alors le nombre de particules chargées présentes à partir de l'équation 13.19, puis on génère le rayonnement Cherenkov émis par ces particules.

A.7 Détermination du rayonnement Cherenkov reçu

On est maintenant dans une tranche en (T,E,θ,R,Φ). Au sol, le rayonnement Cherenkov de ces $e^{\pm}$ est une ellipse que nous allons approcher par un cercle de rayon K_l. La position de ce

cercle est fixe. Deux boucles vont permettre de calculer le nombre moyen de photons Cherenkov reçus par le télescope et leurs positions et temps d'arrivée dans le plan focal. Dans un premier temps, on fait varier l'angle α_C donnant la **position des photons Cherenkov autour du cercle Cherenkov**. Pour chaque tranche en α_C, on fait varier la **position azimuthale du télescope** ϕ_{tel} le long de l'intersection de l'anneau du télescope avec l'arc de cercle de lumière Cherenkov correspondant. Pour chaque tranche (T,E,θ,R,Φ,α_C,ϕ_{tel}), on calcule le nombre de photons Cherenkov à partir de la fraction du cercle Cherenkov interceptée par le télescope puis on calcule leur position dans le plan focal et leur temps d'arrivée. Le temps d'arrivée prend en compte les retards dus au profil de densité de l'atmosphère entre la tranche considérée et le télescope, l'angle zénithal de propagation des photons et l'effet du montage Davies-Cotton du miroir.

Le retard temporel des photons Cherenkov dû à l'altitude d'émission est lié au profil de l'atmosphère le long de leur trajet avec leur angle zénithal de propagation Θ_z^C. Il est donné par

$$\Delta t_1 = \frac{1}{\cos\Theta_z^C} \int_{z_{e^\pm}}^{z_{tel}} \frac{n(z)}{c} dz$$

où n est l'indice de réfraction de l'atmosphère. Le retard du temps d'arrivée des photons par rapport à des photons verticaux est

$$\Delta t_2 = \frac{1}{c}\left(\frac{\Delta z}{\cos\Theta_z^C} - \Delta z\right)$$

Enfin, le retard dû à la monture Davies-Cotton dépend du paramètre d'impact r du photon par rapport au centre du miroir de focale F :

$$\Delta t_{DC} = -\frac{r^2}{2\,F\,c}$$

Le temps d'arrivée des photons de cette tranche à 7 dimensions est alors :

$$\Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2 + \Delta t_{DC}$$

A.8 Prise en compte de la résolution angulaire du miroir et du système de déclenchement

Une fois ces 7 boucles réalisées pour un γ d'énergie, angle zénithal et paramètre d'impact donnés, on connaît le développement temporel de l'image de cette gerbe dans le plan focal. Il est alors possible de prendre en compte le système de déclenchement en n'utilisant que les photons présents dans une fenêtre de 16 ns de large. La détermination de la position de la fenêtre est expliquée section 13.5.3. La résolution angulaire du miroir est simulée est calculant, pour chaque pixel, la moyenne du signal reçu dans un rayon de 2 mrad. On obtient alors l'image moyenne de la gerbe électromagnétique dans la caméra.

Annexe B

Les méthodes de reconstruction spectrale et d'étude de la morphologie : calcul de la fonction de vraisemblance

Les analyses spectrale (section 14.1) et morphologique (section 14.2) des sources reposent sur un ajustement par maximum de vraisemblance d'une hypothèse de spectre ou de forme sur les données. La construction des fonctions de vraisemblance est similaire dans les deux cas et est décrite dans cette annexe.

B.1 Définition des notations

Les deux méthodes partent d'une hypothèse sur le spectre ou la morphologie de la source. Le spectre est donné par $\left[\frac{dN}{dE}\right]^{theo}$ et la morphologie est donnée par $\left[\frac{dN}{dr^2}\right]^{theo}$. Ils sont définis par un jeu de paramètres λ qui seront ajustés en maximisant la fonction de vraisemblance.

Nous nous concentrons maintenant sur les notations correspondantes à la reconstrution spectrale. Un intervalle à trois dimensions Δ_{i_z,i_d,i_e} correspond à un intervalle en angle zénithal $[\theta_{i_z}^{min}, \theta_{i_z}^{max}]$, à un intervalle en décalage de pointé $[\phi_{i_d}^{min}, \phi_{i_d}^{max}]$ et à un intervalle en énergie reconstruite $[\widetilde{E}_{i_e}^{min}, \widetilde{E}_{i_e}^{max}]$. Dans chaque intervalle, on définit :

- n_{i_z,i_d,i_e} et p_{i_z,i_d,i_e} les nombres d'événements passant les coupures de l'analyse dans la région ON de la source et les régions OFF de contrôle du fond hadronique,
- β_{i_z,i_d} le rapport de normalisation entre le fond des deux types de régions,
- $S_{i_z,i_d,i_e} = n_{i_z,i_d,i_e} - \beta_{i_z,i_d} \times p_{i_z,i_d,i_e}$ le nombre de γ observés,
- $S_{i_z,i_o,i_e}^{theo} = t_{ON}^{i_z,i_d} \times \int_{\widetilde{E}_{i_e}^{min}}^{\widetilde{E}_{i_e}^{max}} d\widetilde{E} \int_0^\infty dE \left[\frac{dN}{dE}\right]^{theo} \times \mathcal{A}(\widehat{\theta_{i_z}}, \phi_{i_d}, E) \times Pdf(\widehat{\theta_{i_z}}, \phi_{i_d}, E, \widetilde{E})$ le nombre moyen de γ attendus, avec $t_{ON}^{i_z,i_d}$ la durée d'observation dans l'intervalle Δ_{i_z,i_d} et $\widehat{\theta_{i_z}}$ l'angle zénithal moyen défini par $cos(\widehat{\theta_{i_z}}) = \frac{1}{2}\left[cos(\theta_{i_z}^{min}) + cos(\theta_{i_z}^{max})\right]$. Cette convolution prend en compte la réponse du détecteur : $\mathcal{A}$ est la surface effective de détection des γ d'énergie vraie E, et Pdf la densité de probabilité de reconstruire un γ d'énergie vraie E à une énergie $\widetilde{E}$. En pratique, les intégrations en sur E et sur $\tilde{E}$ sont inverties, ce qui permet d'integrer la Pdf connue d'après les simulations, c'est-à-dire sur $\tilde{E}$ à E fixée.
- $\widehat{p_{i_z,i_d,i_e}}$ le nombre moyen d'événements de fond attendus dans les données OFF,
- $\widehat{n_{i_z,i_d,i_e}} = S_{i_z,i_o,i_e}^{theo} + \beta_{i_z,i_d} \times \widehat{p_{i_z,i_d,i_e}}$ le nombre moyen d'événements attendus dans les données ON,

B.2 Construction de la fonction de vraisemblance

Nous pouvons maintenant construire la fonction de vraisemblance en utilisant le fait que les nombres d'événements ON et OFF observés sont distribués selon des lois de Poisson de moyenne $\widehat{n_{i_z,i_d,i_e}}$ et $\widehat{p_{i_z,i_d,i_e}}$ respectivement :

$$\mathcal{P}(n_{i_z,i_d,i_e}) = \frac{\widehat{n_{i_z,i_d,i_e}}^{\,n_{i_z,i_d,i_e}}}{n_{i_z,i_d,i_e}!}\exp\left(-\widehat{n_{i_z,i_d,i_e}}\right) \quad \text{(B.1)}$$

$$\mathcal{P}(p_{i_z,i_d,i_e}) = \frac{\widehat{p_{i_z,i_d,i_e}}^{\,p_{i_z,i_d,i_e}}}{p_{i_z,i_d,i_e}!}\exp\left(-\widehat{p_{i_z,i_d,i_e}}\right) \quad \text{(B.2)}$$

La fonction de vraisemblance est alors le produit de chacune de ces probabilités dans tous les bins :

$$\mathcal{L}(\lambda, \widehat{p_{i_z,i_d,i_e}}) = \prod_{i_z,i_d,i_e} \left(\mathcal{P}(n_{i_z,i_d,i_e})\mathcal{P}(p_{i_z,i_d,i_e})\right) \quad \text{(B.3)}$$

où les paramètres inconnus sont les $\widehat{p_{i_z,i_d,i_e}}$ et les paramètres du spectre λ.

Les $\widehat{p_{i_z,i_d,i_e}}$ se trouvent analytiquement en maximisant $\mathcal{L}$ c'est-à-dire en résolvant les équations :

$$\frac{\partial \ln(\mathcal{L})}{\partial \widehat{p_{i_z,i_d,i_e}}} = 0. \quad \text{(B.4)}$$

Les solutions sont :

$$\widehat{p_{i_z,i_d,i_e}} = \frac{1}{2\beta_{i_z,i_d}(\beta_{i_z,i_d}+1)}\left[a_{i_z,i_d,i_e} + \sqrt{a^2_{i_z,i_d,i_e} + 4\beta_{i_z,i_d}(\beta_{i_z,i_d}+1)p_{i_z,i_d,i_e}S^{theo}_{i_z,i_o,i_e}}\right] \quad \text{(B.5)}$$

où $a_{i_z,i_d,i_e} = \beta_{i_z,i_d}(n_{i_z,i_d,i_e} + p_{i_z,i_d,i_e}) - (\beta_{i_z,i_d}+1)S^{theo}_{i_z,i_o,i_e}$

Ces expressions de $\widehat{p_{i_z,i_d,i_e}}$ sont alors injectées dans l'expression de la fonction de vraisemblance. Le logarithme de $\mathcal{L}$ s'écrit alors (les termes indépendants des paramètres à ajuster sont supprimés) :

$$\ln[\mathcal{L}(\lambda)] = \sum_{i_z,i_d,i_e} \Bigg[n_{i_z,i_d,i_e}\ln\left(S^{theo}_{i_z,i_o,i_e} + \beta_{i_z,i_d}\widehat{p_{i_z,i_d,i_e}}\right) \quad \text{(B.6)}$$

$$+ p_{i_z,i_d,i_e}\ln\left(\widehat{p_{i_z,i_d,i_e}}\right) - (\beta_{i_z,i_d}+1)\widehat{p_{i_z,i_d,i_e}} - S^{theo}_{i_z,i_o,i_e}\Bigg] \quad \text{(B.7)}$$

$\mathcal{L}$ dépend des paramètres λ du spectre à travers $S^{theo}_{i_z,i_o,i_e}$. L'ajustement des paramètres est réalisé numériquement. En fait, on minimise le χ^2 équivalent donné par $\chi^2 = -2\ln(\mathcal{L})$ en utilisant le programme MIGRAD développé par le CERN. Ce programme fournit la matrice de covariance des paramètres qui permet de tracer les contours de confiance et d'estimer l'énergie de décorrélation à laquelle l'erreur sur le flux est minimale.

Cas de la fonction de vraisemblance de l'analyse morphologique sur les distributions en θ^2 reconstruits. Pour contraindre la taille de la source, on utilise la distribution en θ^2 comme décrit section 14.2. On n'a donc des intervalles Δ_{i_t} à une seule dimension. La construction de la fonction de vraisemblance et la minimisation du χ^2 associé sont identiques

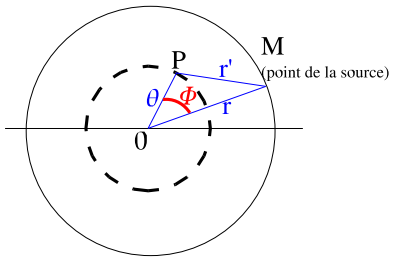


FIG. *B.1: Définition des paramètres utilisés pour prédire la distribution en θ^2 en réalisant la convolution de la luminosité de la source avec la résolution angulaire. 0 est l'origine pour la mesure des distances reconstruites θ. Pour un point M de la source, on note r sa distance au centre 0 de la source. L'angle ϕ permet de décrire tous les points à la distance θ de 0. r' est la distance entre la position réelle du point source M et la position reconstruite P.*

à la méthode spectrale. Nous décrivons maintenant le calcul du nombre de γ attendu d'après la luminosité théorique de la source $\mathcal{L}(r)$.

On suppose la source centrée en 0 et possédant une symétrie de rotation. Sa luminosité est définie comme le flux de γ attendus à la distance r de 0 (dans tout l'anneau de rayon r). La résolution angulaire $Pdf(r')$ décrit la probabilité de reconstruire un événement à une distance r' de son origine réelle. Les différentes variables sont schématisées sur la figure B.1. Pour un anneau de la source à une distance r de 0, le flux d'événements reconstruits à la distance θ de 0 est donné par :

$$F(\theta) \;=\; \mathcal{L}(r)\, r\, dr \int_0^{2\pi} Psf(r')\, \theta\, d\phi \tag{B.8}$$

où $r' = \theta^2 + r^2 - 2\theta r \cos\phi$. Le nombre attendu d'événements reconstruits entre $\theta_{i_t}^{min}$ et $\theta_{i_t}^{max}$ est alors donné en intégrant sur toutes les positions r possibles de la source et sur l'anneau en θ et en prenant en compte la durée effective d'observation :

$$S_{i_t}^{theo} \;=\; t_{ON} \int_{\theta_{i_t}^{min}}^{\theta_{i_t}^{max}} d\theta \int_0^{\infty} dr\, r\mathcal{L}(r) \int_0^{2\pi} d\phi\, Psf(r')\, \theta \tag{B.9}$$

$$\;=\; \frac{t_{ON}}{4} \int_{\theta_{i_t}^{2,min}}^{\theta_{i_t}^{2,max}} d\theta^2 \int_0^{\infty} dr^2 \mathcal{L}(r) \int_0^{2\pi} d\phi\, Psf(r') \tag{B.10}$$

B.3 Utilisation de la matrice d'erreur

La matrice d'erreur est donnée par MIGRAD à la fin de l'ajustement. C'est une matrice symétrique, inverse de la matrice des dérivées secondes de la fonction ajustée par rappport aux paramètres libres.

Calcul du contour de confiance à 1 σ du résultat de l'ajustement

L'incertitude sur le flux peut être calculée à partir de la matrice d'erreur E_{ij} et des dérivées premières de la forme spectrale $F(E) = \left[\frac{dN}{dE}\right]^{theo}$ par rapport aux paramètres ajustés (notés x_i). L'incertitude à 1σ sur le flux à l'énergie E est définie par :

$$\sigma^2(E) \;=\; \sum_{i,j} E_{ij} \times \frac{\partial F}{\partial x_i}(E) \times \frac{\partial F}{\partial x_j}(E) \tag{B.11}$$

Les contours de la région verte des spectres montrés dans cette thèse sont calculés de cette manière.

Calcul de l'énergie de décorrélation dans le cas de l'analyse spectrale

L'énergie de décorrélation E_d est l'énergie pour laquelle l'erreur sur le flux est minimale :

$$\left[\frac{\partial\sigma^2(E)}{\partial E}\right]_{E_d} = 0 \tag{B.12}$$

Dans le cas d'un spectre en loi de puissance $dN/dE = \Phi_0 \times (E/E_{ref})^{-\gamma}$, on note la matrice d'erreur E_{ij}, avec les coefficients $E_{\Phi\Phi}, E_{\Phi\gamma}, E_{\gamma\Phi}, E_{\gamma\gamma}$. Les deux paramètres Φ_0 et γ du spectre sont décorrélés à l'énergie :

$$E_d = E_{ref} \times \exp\left[\frac{E_{\Phi\gamma} \times E_{\gamma\Phi}}{2 \times \Phi_0 \times E_{\gamma\gamma}}\right] \quad \text{TeV} \tag{B.13}$$

B.4 Calcul des "points expérimentaux"

Les "points expérimentaux" sont définis à partir du spectre ajusté et non l'inverse. Ils sont donc une représentation de la qualité de l'ajustement et de la statistique disponible et non pas des points expérimentaux sur lesquels un spectre peut être ajusté. Leur position en énergie et en flux dépendent du spectre ajusté.

Notons $\left[\frac{dN}{dE}\right]^{theo}$ la forme spectrale ajustée. Le calcul des points expérimentaux $\left\{E_{i_e}^{exp}, \left[\frac{dN}{dE}\right]_{i_e}^{theo}\right\}$ est réalisé de la façon suivante.

On regroupe tout d'abord des ensembles d'intervalles en énergie reconstruite Δ_{i_e} pour former des intervalles Δ'_{i_e} tels que la significativité moyenne du signal dans ces intervalles soit de $3\,\sigma$. On estime ensuite l'énergie vraie moyenne contribuant à chaque intervalle (on utilise pour ce calcul tous les intervalles en angle zénithal Δ_{i_z} et en décalage de la source dans le champ de vue Δ_{i_o}) :

$$< E >_{\Delta'_{i_e}} = \frac{\sum_{\Delta_{i_e}\subset\Delta'_{i_e}} \left[\int_{\tilde{E}_{i_e}^{min}}^{\tilde{E}_{i_e}^{max}} d\tilde{E} \times \int_0^\infty dE \times E \times \left[\frac{dN}{dE}\right]^{theo} \times \mathcal{A}(E) \times Pdf(E,\tilde{E})\right]}{\sum_{\Delta_{i_e}\subset\Delta'_{i_e}} \left[\int_{\tilde{E}_{i_e}^{min}}^{\tilde{E}_{i_e}^{max}} d\tilde{E} \times \int_0^\infty dE \times \left[\frac{dN}{dE}\right]^{theo} \times \mathcal{A}(E) \times Pdf(E,\tilde{E})\right]} \tag{B.14}$$

Dans ce même intervalle, on calcule l'excès mesuré dans les données $N_{i'_e}^{\gamma,exp}$ et le nombre moyen de γ attendus $S_{i'_e}^{theo}$ d'après la forme spectrale ajustée, la surface effective et la résolution en énergie. Le rapport entre ces deux quantités mesure l'écart entre les données mesurées dans cet intervalle en énergie reconstruite Δ'_{i_e} et la forme spectrale ajustée. Le flux correspondant est alors :

$$F(< E >_{\Delta'_{i_e}}) = \left[\frac{dN}{dE}\right]^{theo}(< E >_{\Delta'_{i_e}}) \times \frac{N_{i'_e}^{\gamma,exp}}{S_{i'_e}^{theo}} \tag{B.15}$$

L'intervalle de confiance asymétrique sur ce flux est estimé à partir de la statistique de Feldman et Cousin. Si le flux est compatible avec 0, une limite supérieure est donnée.

Le point correspondant à cet intervalle Δ'_{i_e} est alors placé à l'énergie vraie $< E >_{\Delta'_{i_e}}$, avec le flux F et les erreurs correspondantes.

Annexe C

Spectres γ d'annihilation des particules de Kaluza-Klein

Les spectres γ d'annihilation des particules de Kaluza-Klein (section 18.3) dans les canaux en paires de fermions ont été ajustés suivant les équations données page 186 sur des simulations obtenues avec le code PYTHIA. Cette annexe regroupe les paramètres ajustés concernant les canaux en $\tau^+\tau^-$ et les canaux en paires de quarks.

Les rapports de branchement des différents canaux dépendent de l'hypercharge des particules finales, comme indiqué dans [178], page 21. Les hypercharges faibles des fermions sont données dans [162], pages 106 et 148. Dans le secteur des quarks, on définit un doublet gauche d'isospin faible et deux singulets droits d'isospin faible :

$$\begin{pmatrix} u \\ c \end{pmatrix}_L \qquad u_R \qquad d_R$$

Les hypercharges associées sont :

$$Y(q_L) = \frac{1}{3} \qquad Y(u_R) = \frac{4}{3} \qquad Y(d_R) = -\frac{2}{3}$$

Concernant les leptons, on définit un doublet gauche et un singulet droit d'isospin faible :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \qquad e_R$$

Les hypercharges associées sont :

$$Y_L = -1 \qquad Y_R = -2$$

$m_{B^{(1)}}$	a_τ	b_τ	c_τ	d_τ	e_τ
0.4 TeV	1.9813	0.247297	-0.259252	0.0355893	-5.53125
0.5 TeV	1.63902	0.120057	-0.235176	0.120433	-3.35684
0.8 TeV	1.98186	0.2466	-0.2613	0.0401	-5.517
1 TeV	1.50218	0.0575415	0.256274	-0.290648	-5.8577
5 TeV	1.70017	0.147925	-0.272528	0.140651	-3.99996
10 TeV	1.9746	0.250099	-0.318199	0.115991	-5.38094
20 TeV	1.96953	0.245985	-0.290165	0.0908851	-5.39794

TAB. *C.1: Canaux d'annihilation en $\tau^+\tau^-$ (équation 18.13)*

$m_{B^{(1)}}$	a	b	c	d	e
0.4 TeV	-1.5	-1.93076	-1.45182	0.183586	-1.39604
0.5 TeV	-1.5	-1.95925	-1.07706	-0.975467	-0.52314
0.8 TeV	-1.5	-1.9886	-0.663766	-2.33419	0.565518
1 TeV	-1.5	-1.95395	-1.17994	-0.948931	-0.368572
5 TeV	-1.5	-1.96092	-1.467	0.164735	-1.2533
10 TeV	-1.5	-1.97168	-1.42223	0.0551967	-1.03586
20 TeV	-1.5	-1.99204	-1.24187	-0.318128	-0.779776

TAB. *C.2: Canaux d'annihilation en $u\bar{u}$ (équation 18.14)*

$m_{B^{(1)}}$	a	b	c	d	e
0.4 TeV	-1.5	-2.08456	0.679175	-6.16326	3.42947
0.5 TeV	-1.5	-2.04744	0.315876	-5.40667	2.97119
0.8 TeV	-1.5	-2.03244	-0.0540052	-4.61109	2.37183
1 TeV	-1.5	-1.98145	-0.864379	-1.50992	-0.220395
5 TeV	-1.5	-2.02903	-0.330322	-3.94189	2.48343
10 TeV	-1.5	-2.05203	-0.224771	-3.57536	1.44116
20 TeV	-1.5	-2.05391	-0.397915	-2.82774	1.05103

TAB. *C.3: Canaux d'annihilation en $d\bar{d}$ (équation 18.14)*

$m_{B^{(1)}}$	a	b	c	d	e
0.4 TeV	-1.5	-2.08636	0.218516	-9.18969	7.31168
0.5 TeV	-1.5	-2.11599	0.774841	-11.2088	8.93428
0.8 TeV	-1.5	-2.12374	0.977026	-12.3094	9.69109
1 TeV	-1.5	-2.07445	-0.246963	-6.9449	4.49022
5 TeV	-1.5	-2.11518	0.385267	-9.89648	7.98788
10 TeV	-1.5	-2.08606	-0.500102	-6.50474	5.22411
20 TeV	-1.5	-2.06592	-0.726848	-6.39538	5.39555

TAB. *C.4: Canaux d'annihilation en $s\bar{s}$ (équation 18.14)*

$m_{B^{(1)}}$	a	b	c	d	e
0.4 TeV	-1.5	-1.80805	-2.8275	-2.21474	2.14037
0.5 TeV	-1.5	-1.89422	-1.6138	-5.90145	5.05513
0.8 TeV	-1.5	-1.85945	-2.20815	-4.3684	4.14754
1 TeV	-1.5	-1.82502	-2.8348	-2.06672	2.11294
5 TeV	-1.5	-1.83326	-2.91311	-2.42613	2.89359
10 TeV	-1.5	-1.86893	-2.54769	-3.20296	3.21074
20 TeV	-1.5	-1.87495	-2.63924	-2.61854	2.84939

TAB. *C.5: Canaux d'annihilation en $c\bar{c}$ (équation 18.14)*

$m_{B^{(1)}}$	a	b	c	d	e
0.4 TeV	-1.5	-1.86459	-2.72932	-5.33222	4.9577
0.5 TeV	-1.5	-1.88803	-2.2764	-7.18762	6.79743
0.8 TeV	-1.5	-1.89099	-2.4912	-6.25943	5.75318
1 TeV	-1.5	-1.97623	-1.04374	-11.3281	9.95879
5 TeV	-1.5	-1.86571	-3.22114	-4.41186	4.7733
10 TeV	-1.5	-1.85412	-3.35406	-4.67371	5.30939
20 TeV	-1.5	-1.83817	-3.62435	-3.83286	4.75866

TAB. *C.6: Canaux d'annihilation en $b\bar{b}$ (équation 18.14)*

$m_{B^{(1)}}$	a	b	c	d	e
0.4 TeV	-1.5	-1.93345	-5.82417	1.52194	0.88053
0.5 TeV	-1.5	-1.77723	-8.25833	9.05816	-4.3201
0.8 TeV	-1.5	-1.83567	-7.40896	6.77134	-2.59941
1 TeV	-1.5	-1.84399	-7.42903	7.00772	-2.86911
5 TeV	-1.5	-1.83665	-7.91606	8.7988	-3.62965
10 TeV	-1.5	-1.77883	-8.93407	12.1173	-6.23934
20 TeV	-1.5	-1.80827	-8.65948	11.5968	-5.71937

TAB. *C.7: Canaux d'annihilation en $t\bar{t}$ (équation 18.14)*

Annexe D

Données multi-longueurs d'onde de Sgr A* et Sgr A Est

Cette annexe regroupe les données multi-longueurs d'onde utilisées pour constuire les spectres en énergie de Sgr A* et Sgr A Est donnés sur les figures 19.7 et 21.3. Des données supplémentaires, décrivant les variabilité spectrale de Sgr A* en radio[1], sont données dans [198, 60].

D.1 Données spectrales de Sgr A*

D.1.1 Données radio et sub-millimétriques

Voir table D.1.

D.1.2 Données infrarouges

Les flux mesurés pendant des sursauts sont notées ^{f}.

λ (μm)	ν	E (eV)	S (Jy) (Jy)	ΔS	S' (erg.s^{-1}.cm^{-2})	ΔS'	référence
3,76	80 THz	0,3	0,0064	0,0019	$5,1 \times 10^{-12}$	$1,5 \times 10^{-12}$	[73]
3,76	80 THz	0,3	0,0069	0,0007	$5,5 \times 10^{-12}$	$5,6 \times 10^{-13}$	[74]
2,16	139 THz	0,6	0,0027	0,0006	$3,7 \times 10^{-12}$	$0,8 \times 10^{-12}$	[73]
1,65	182 THz	0,8	0,0028	0,0006	$5,1 \times 10^{-12}$	$1,1 \times 10^{-12}$	[73]
3,76	80 THz	0,3	$0,0126^f$	0,004	$1,0 \times 10^{-11}$	$3,2 \times 10^{-12}$	[73]
3,76	80 THz	0,3	$0,01035^f$	0,0019	$0,8 \times 10^{-11}$	$1,5 \times 10^{-12}$	[74]
2,16	139 THz	0,6	$0,0105^f$	0,003	$1,5 \times 10^{-11}$	$4,2 \times 10^{-12}$	[73]
2,16	139 THz	0,6	$0,0073^f$	0,003	$1,0 \times 10^{-11}$	$4,2 \times 10^{-12}$	[73]
1,65	182 THz	0,8	$0,013^f$	0,003	$2,4 \times 10^{-11}$	$5,5 \times 10^{-12}$	[73]

D.1.3 Données X

Etat de repos de Sgr A* Le spectre de Sgr A* au repos a été mesuré en 1999 avec le satellite Chandra [23] puis confirmé par XMM-Newton [78]. Une loi de puissance absorbée est compatible avec les données, avec un indice spectral $\Gamma = 2,7^{+1,3}_{-0,9}$ et un densité de colonne de

[1] 1 Jy = $10^{-26}\, W.m^{-2}.Hz^{-1}$

λ (μm)	ν	E (eV)	S (Jy)	ΔS	S' (erg.s^{-1}.cm^{-2})	ΔS'	référence
3 750	80 GHz	$0,33 \times 10^{-3}$	1,45	0,1	$1,2 \times 10^{-12}$	$8,0 \times 10^{-14}$	[202]
1 350	222 GHz	$0,92 \times 10^{-3}$	2,4	-	$5,3 \times 10^{-12}$		[202]
1 300	230 GHz	$0,95 \times 10^{-3}$	3,3	0,3	$7,6 \times 10^{-12}$	$6,9 \times 10^{-13}$	[202]
800	374 GHz	$1,5 \times 10^{-3}$	1,7-3,2		$(6,4-12) \times 10^{-12}$		[202]
800	374 GHz	$1,5 \times 10^{-3}$	3,5	0,5	$1,3 \times 10^{-11}$	$1,9 \times 10^{-12}$	[202]
600	500 GHz	$2,1 \times 10^{-3}$	4,0	1,2	$2,0 \times 10^{-11}$	$6,0 \times 10^{-12}$	[202]
450	666 GHz	$2,8 \times 10^{-3}$	3,0	1,0	$2,0 \times 10^{-11}$	$6,7 \times 10^{-12}$	[202]
200 000	1,5 GHz	$6,1 \times 10^{-6}$	0,25	-	$3,7 \times 10^{-15}$		[200]
60 000	5 GHz	$0,02 \times 10^{-3}$	0,55	-	$2,7 \times 10^{-14}$		[200]
3 500	86 GHz	$0,35 \times 10^{-3}$	1,05	0,15	$9,0 \times 10^{-13}$	$1,3 \times 10^{-13}$	[200]
1 300	230 GHz	$0,95 \times 10^{-3}$	2,5	0,6	$5,8 \times 10^{-12}$	$1,4 \times 10^{-12}$	[200]
20 000	15 GHz	$0,06 \times 10^{-3}$	1,15	0,01	$1,7 \times 10^{-13}$	$1,5 \times 10^{-15}$	[201]
1 300	230 GHz	$0,95 \times 10^{-3}$	2,6	0,6	$6,0 \times 10^{-12}$	$1,4 \times 10^{-12}$	[201]
870	345 GHz	$1,4 \times 10^{-3}$	4,8	1,2	$1,7 \times 10^{-11}$	$4,1 \times 10^{-12}$	[201]
350	857 GHz	$3,5 \times 10^{-3}$	<18,5		$< 1,6 \times 10^{-10}$		[201]
18	17 THz	0,07	<0,3		$< 5,0 \times 10^{-11}$		[201]
13-8	23-37 THz	0,10-0,15	<0,1		$< 3 \times 10^{-11}$		[201]
200 000	1,5 GHz	$6,2 \times 10^{-6}$	0,513	0,049	$7,7 \times 10^{-15}$	7.3×10^{-16}	[199]
60 000	5,0 GHz	$20,7 \times 10^{-6}$	0,710	0,072	$3,5 \times 10^{-14}$	$3,6 \times 10^{-15}$	[199]
36 000	8,3 GHz	$34,4 \times 10^{-6}$	0,783	0,099	$6,5 \times 10^{-14}$	$8,2 \times 10^{-15}$	[199]
20 000	15,0 GHz	$62,0 \times 10^{-6}$	0,99	0,18	$1,5 \times 10^{-13}$	$2,7 \times 10^{-14}$	[199]
13 000	23,1 GHz	$95,3 \times 10^{-6}$	1,10	0,23	$2,5 \times 10^{-13}$	$5,3 \times 10^{-14}$	[199]
3 000	100 GHz	$0,4 \times 10^{-3}$	1,0	-	$1,0 \times 10^{-12}$		[57]
2 000	150 GHz	$0,6 \times 10^{-3}$	4,0	-	$6,0 \times 10^{-12}$		[57]
1 300	231 GHz	$1,0 \times 10^{-3}$	3,3	-	$7,6 \times 10^{-12}$		[57]
1 100	272 GHz	$1,1 \times 10^{-3}$	3,5	-	$9,5 \times 10^{-12}$		[57]
800	375 GHz	$1,5 \times 10^{-3}$	3,1	-	$1,2 \times 10^{-11}$		[57]
200 000	1,5 GHz	$6,2 \times 10^{-6}$	0,30-0,90		$(4,5-13,4) \times 10^{-15}$		[198]
110 000	2,7 GHz	$11,3 \times 10^{-6}$	0,405-0,734		$(1,1-2,0) \times 10^{-14}$		[198]
60 000	5,0 GHz	$20,7 \times 10^{-6}$	0,55-1,13		$(2,7-5,6) \times 10^{-14}$		[198]
37 000	8,1 GHz	$33,5 \times 10^{-6}$	0,577-0,910		$(4,7-7,4) \times 10^{-14}$		[198]

TAB. *D.1: Données radio et sub-millimétriques de Sgr A*.*

l'hydrogène moléculaire (qui absorbe les X sur la ligne de visée) $N_H = 9,8^{+4,4}_{-3,0} \times 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-2}$. Le flux observé dans la bande 2-10 keV est alors de $F_X = 1,3^{+0,4}_{-0,2} \times 10^{-13}\,\mathrm{ergs.cm^{-s}.s^{-1}}$, et la luminosité, corrigée de l'abosrption, est de $L_X = 2,4^{+3,0}_{-0,6} \times 10^{33}\,\mathrm{ergs.s^{-1}}$. La normalisation du spectre à 1 keV est donnée par $3,5^{+25,3}_{-2,9} \times 10^{-4}\,\mathrm{cm^{-2}.s^{-1}.keV^{-1}}$.

Sursauts de Sgr A* en X Trois sursauts X de Sgr A* ont été observés par Chandra et XMM-Newton. Le tableau suivant résume les caractéristiques de ces sursauts :

Date	N_H ($10^{22}\,\mathrm{cm}^{-2}$)	Γ	L_X ($10^{35}\,\mathrm{erg\,s}^{-1}$)	durée	référence
26/10/2000	$5,3^{+0,9}_{-1,1}$	$1,3^{+0,5}_{-0,6}$	$1,0 \pm 0,1$	10 ks	Chandra [22]
04/09/2001	9,8 (fixée)	$0,9 \pm 0,5$	$\sim 0,6$	>900 s	XMM-Newton [78]
03/10/2002	20 ± 3	$2,5 \pm 0,3$	$3,6^{+0,3}_{-0,4}$	2,7 ks	XMM-Newton [158]

D.2 Données spectrales de Sgr A Est

D.2.1 Données radio

λ (cm)	ν	E (eV)	S (Jy)	ΔS	S' ($10^{-12}\,\mathrm{erg.s^{-1}.cm^{-2}}$)	ΔS'	référence
90	333 MHz	$1,4 \times 10^{-6}$	<361,5+14.9		$< 1,3$		[109]
20	1,5 GHz	$6,2 \times 10^{-6}$	222	20	3,3	0,30	[152]
6	5,0 GHz	$20,6 \times 10^{-6}$	70	10	3,5	0,50	[152]

D.2.2 Données X

Le spectre de Sgr A Est a été analysé dans les données de Chandra [123]. Le flux mesuré dans le bande 2-10 keV est de $F_X = 5 \times 10^{-12}\,\mathrm{erg.s^{-1}.cm^{-2}}$ et la luminosité, corrigée de l'absorption, est de $L_X = 8 \times 10^{34}\,\mathrm{erg.s^{-1}}$. Ce résultat a été confirmé par XMM-Newton [175].

Des expériences antérieures n'avaient pas une résolution spatiale suffisante pour résoudre Sgr A Est et ne fournissent donc que des limites supérieures sur le flux de Sgr A Est (SIGMA [46], OSSE [161], ASCA [106] et BeppoSAX [179]). Ces limites sont compatibles avec la mesure obtenue par Chandra et XMM-Newton.

Annexe E

Notations

- AGN : noyau actif de galaxie (Active Galactic Nucleus).
- ARS : Analogic Ring Sampler, mémoire analogique circulaire.
- CMB : fond de rayonnement micro-onde cosmologique (Cosmic Microwave Background).
- cPCI : Compact Peripheral Component Interface.
- CPU : Central Processing Unit.
- DCI : courant d'anode (Dark Current Intensity).
- FPGA : Field Programmable Gate Arrays.
- FIFO : First In First Out.
- GPS : Global Positionning System.
- GRB : sursaut γ (Gamma-Ray Burst).
- GUT : Grand Unified Theory.
- HT : haute tension.
- HVI : courant de pont (High Voltage Intensity).
- KK : Kaluza-Klein.
- ΛCDM : type de modèles cosmologiques avec une constante cosmologique Λ non nulle et de la matière noire froide (Λ Cold Dark Matter).
- LED : diode électro-luminescente (Light Emitting Diode).
- LKP : particule de Kaluza-Klein la plus légère (Lightest Kaluza-Klein Particle).
- LSB : galaxie à faible luminosité de surface (Low Surface Brightness).
- LSP : particule sypersymétrique la plus légère (Lightest Supersymmetric Particle).
- MSSM : Modèle Standard Sypersymétrique Minimal (Minimal Supersymetric Standard Model).
- NSB : bruit de fond du ciel (Night Sky Background).
- PM : photomultiplicateur.
- PSF : image d'une source ponctuelle (Point Spread Function).
- QCD : chromodynamique quantique (Quantum ChromoDynamics).
- SUSY : SUperSYmétrique.
- WIMP : particule massive interagissant faiblement (Weackly Interacting Massive Particle).

Acronymes des expériences citées :

- AGASA : Akeno Giant Air Shower Array.
- AGILE : Astrorivelatore Gamma ad Immagini L'Eggero.
- AMS : Anti-Matter Spectrometer.

- BATSE : Burst And Transient Source Experiment.
- CACTUS : Converted Atmospheric Cherenkov Telescope Using Solar-2.
- CANGAROO : Collaboration of Australia and Nippon (Japan) for a GAmma Ray Observatory in the Outback.
- CAT : Cherenkov Array at Themis.
- CELESTE : CErenkov Low Energy Sampling and Timing Experiment.
- CGRO : Compton γ-ray Observatory.
- EDELWEISS : Expérience pour DEtecter Les WIMPs En Site Souterrain.
- EGRET : Energetic γ-ray Experiment Telescope.
- GLAST : γ-ray Large Area Space Telescepe.
- HEGRA : High Energy Gamma-Ray Astronomy.
- H.E.S.S. : High Energy Stereoscopic System.
- IBIS : Imager on Board the INTEGRAL Satellite.
- INTEGRAL : International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory.
- ISGRI : INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager.
- LEP : Large Electron-Positron collider.
- LHC : Large Hadron Collider.
- SDSS : Sloan Digital Sky Survey.
- SPI : SPectrometer on INTEGRAL.
- STACEE : Solar Tower Atmospheric Cherenkov Effect Experiment.
- XMM-Newton : X-ray Multi-Mirror - Newton.
- WIMP : Weackly Interacting Massive Particle.
- WMAP : Wilkinson Microwave Anisotropy Probe.
- 2dFGRS : 2dF Galaxy Redshift Survey.

Bibliographie

Signification des sigles

Attention : certaines références vers des Letters ne contiennent pas le L devant le numéro de page

A&A	Astronomy and Astrophysics
AJ	Astronomical Journal
ApJ	Astrophysical Journal
ApJL	Astrophysical Journal Letters
ApJS	Astrophysical Journal Supplement Series
ARA&A	Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics
Astropart. Phys.	Astroparticle Physics
CUP	Cambridge University Press
MNRAS	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
NIM	Nuclear Instruments and Methods
PASJ	Publication of Astronomical Society of Japan
Phys. Rep.	Physics Reports
Phys. Rev.	Physical Review
Phys. Rev. Lett.	Physical Review Letters

[1] Aharonian, F.A., et al., ApJ **539**, 371 (2000).

[2] Aharonian, F.A., et al. (HEGRA collaboration), A&A **384**, 23 (2002).

[3] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collaboration), Astropart. Phys. **22**, 109 (2004).

[4] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collaboration), A&A **425**, 13 (2004).

[5] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collaboration),A&A en presse (2005).

[6] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collaboration), A&A **432**, 9 (2005).

[7] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collaboration), A&A **430**, 865 (2005).

[8] Aharonian et al. (H.E.S.S. collaboration), A&A **436**, L17 (2005).

[9] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collaboration), Nature **432**, 75 (2004).

[10] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collaboration), A&A **432**, 25 (2005).

[11] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collaboration), A&A **435**, 17 (2005).

[12] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collaboration), Science **309**, (2005).

[13] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collaboration), Science **307**, 1938 (2005).

[14] Aharonian, F.A., Neronov, A., ApJ **619**, 306 (2005).

[15] Aitken, D.K., et al., ApJ **534**, L173 (2000).

[16] Anantharamaiah, K.R., et al., MNRAS **249**, 262 (1991).

[17] Appelquist, T., Cheng, H.C. & Dobrescu B.A., Phys. Rev. **D64**, 035002 (2001).

[18] Armstrong, P., et al., Experimental Astronomy **9**, 51 (1999).

[19] Aschenbach, B., et al., astroph/0007256.

[20] Atkins, R., et al., ApJ **583**, 824 (2003).

[21] Atoyan, A. & Dermer, C.D., ApJ **617**, L123 (2004).

[22] Baganoff, F.K., et al., Nature **413**, 45 (2001).

[23] Baganoff, F.K., et al., ApJ **591**, 891 (2003).

[24] Baltz, E.A. & Hooper, D., hep-ph/0411053.

[25] Barrau, A., Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier, Grenoble I (1998).

[26] Beilicke, M., et al. (H.E.S.S. collaboration), AIP Conf.Proc. **745**, 347 (2005).

[27] Beilicke, M., et al. (H.E.S.S. collaboration), Proceedings of 22th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics (2004).

[28] Beilicke, M., et al., 3rd Conf. on Frontier Science : Physics and Astrophysics in Space, Villa Mondragone (2004).

[29] Bélanger, G., et al., ApJ **601**, 163 (2004).

[30] Bennett, C.L., et al., ApJS **148**, 1 (2003).

[31] Bennett, C.L., et al., ApJ **583**, 1 (2003).

[32] Berge D., et al. (H.E.S.S. collaboration), 22th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics (2004).

[33] Bergström, L., Ullio, P. & Buckley, J.H., Astropart. Phys. **9**, 137 (1998).

[34] Bergström, L., et al., astro-ph/0410359.

[35] Bernlöhr, K., Note interne de H.E.S.S. (1999).

[36] Bernlöhr, K., Note interne de H.E.S.S. (2002).

[37] Bertone, G., Servant, G. & Sigl, G., hep-ph/0211342.

[38] Bertone, G., Hooper, D., Silk, J., Phys. Rep. **405**, 279 (2004).

[39] de Blok, W.J.G., et al., AJ **122**, 2396 (2001).

[40] de Blok, W.J.G., & Bosma, A., A&A **385**, 816 (2002).

[41] Bower, G.C, Galactic Center Newsletter **11**, 4 (2000) (eds. A. Cotera, H. Falcke, & S. Markoff).

[42] Bower, G.C., et al., ApJ **588**, 331 (2003).

[43] Bromley, B.C., Melia, F. & Liu, S., ApJ **555**, L83 (2001).

[44] Cheng, H.S., et al., hep-ph/0204342.

[45] Cheng, H.S., et al., hep-ph/0207125.

[46] Churazov, E., et al., ApJS **92**, 381 (1994).

[47] Clénet, Y., et al., A&A **424**, 21 (2004).

[48] Clénet, Y., et al., Proceedings de la Société Française d'Astronomie et d'Astrophysique, Paris (2004)

[49] Cole, S., et al., en presse à MNRAS, astroph/0501174.

[50] Colless, M., et al., MNRAS **328**, 1039 (2001).

[51] Cornils, R., Note interne de H.E.S.S. (2003).

[52] Cornils, R., et al., Astropart. Phys. **20**, 129 (2003).

[53] Cornils, R., et al., Proceedings of 28th ICRC, Tsukuba, Japan (2003).

[54] Cowan, G., *Statistical Data Analysis*, Oxford University Press, New York (1998) ISBN 0 19 850155 2.

[55] Crocker, R.M., et al., ApJ **622**, 892 (2005).

[56] Daum, A., et al., Astropart. Phys. **8**, 1 (1997).

[57] Dent, W.R.F., Matthews, R., Wade, R. & Duncan, W.D., ApJ **410**, 650 (1993).

[58] Djannati-Ataï, A., et al., A&A **350**, 17 (1999).

[59] Djannati-Ataï, A., et al., A&A **391**, 25 (2002).

[60] Duschl, W.J. & Lesch, H., A&A **286**, 431 (1994).

[61] Eckart, A., et al., A&A **427**, 1 (2004).

[62] Einsenstein, D.J., et al., en presse à ApJ, astroph/0501171.

[63] Elfahem, S., et al., Note interne de H.E.S.S. (1998).

[64] Ellis, J., et al., Nucl. Phys. **B238**, 453 (1984).

[65] Englmaier, P. & Gerhard, O., MNRAS **304**, 512 (1999).

[66] Falcke, H., *The Central Parsecs of the Galaxy*, ASP Conference Series, Vol. 186. Edited by Heino Falcke, Angela Cotera, Wolfgang J. Duschl, Fulvio Melia, and Marcia J. Rieke. ISBN : 1-58381-012-9, 1999, p. 113.

[67] Falcke, H., *The Galactic Black Hole*, Institute of Physics (IoP) (2003) (ISBN 0 7503 083 7 0).

[68] Falcke, H. & Markoff, S., A&A **362**, 113 (2000).

[69] Falk, T., Olive, K.A., Srednicki, K., Phys. Lett. **B229**, 248 (1994).

[70] Fixsen, D.J., et al., ApJ **473**, 576 (1996).

[71] Fornengo, N., Pieri, S. & Scopel, S., hep-ph/0407342.

[72] Funk, S., et al., Astropart. Phys. **22**, 285 (2004).

[73] Genzel, R., et al., Nature **425**, 934 (2003).

[74] Ghez, A.M., et al., ApJ **601**, L159 (2004).

[75] Ghez, A.M., et al., ApJ **620**, 744 (2005).

[76] Gillessen, S., Note interne de H.E.S.S. (2002).

[77] Goldwurm, A., et al., Proceedings of the Fourth INTEGRAL Workshop, Alicante, Spain (2000).

[78] Goldwurm, A., et al., ApJ **584**, 751 (2003).

[79] Gondolo, P. & Silk, J., Phys. Rev. Lett. **83**, 1719 (1999).

[80] Gondolo, P., Edsjö, J., Ullio,P., Bergström, L., Schelke M. & Baltz, E.A., JCAP **0407**, 008 (2004).

[81] Guy, J., Toussenel, F. & Nayman, P., Note interne de H.E.S.S. (2002).

[82] Guy, J., Thèse de doctorat de l'Université Paris VI (2003).

[83] Haller, G.M. & Wooley, B.A., SLAC-PUB-6402 (1993).

[84] Hartman, R.C., et al., ApJS **123**, 79 (1999).

[85] Hayashi, E., MNRAS **355**, 794 (2004).

[86] Hayashi, E. et al., en presse à ApJ, astroph/0408132.

[87] Hayashida, N., et al., ApJ **10**, 303 (1999).

[88] Hillas, M., Nucl. Phys. **8**, 1461-1473 (1982).

[89] Hillas, A.M., Proceedings of 19th ICRC, La Jollan (1985).

[90] Hillas, A.M., et al., ApJ **503**, 744 (1998).

[91] Hinshaw, G., et al., ApJS **148**, 135 (2003).

[92] Hooper, D. & Dingus, B., Phys. Rev. **D70**, (2004).

[93] Hooper, D. & Dingus, B., 4th COSPAR Scientific Assembly of the Second World Space Congress Houston, TX, USA (2002).

[94] Hooper, D. et al., Journal of Cosmology and Astroparticle Physics **09**, 002 (2004).

[95] Horns, D. et al. (H.E.S.S. collaboration), AIP Conf.Proc. **745**, 468 (2005).

[96] Horns, D., Phys. Lett. **B625**, 225 (2005).

[97] Hunter, S.D., et al., ApJ **481**, 205 (1997).

[98] Iacoucci, L., Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique (1998).

[99] Jing,Y.P. & Suto,Y., ApJ **529**, 69 (2000).

[100] Jing,Y.P.& Suto,Y., ApJ **574**, 538 (2002).

[101] Jungman, G., Kamionkowski, M., Griest, K., Phys. Rep. **267**, 195 (1996).

[102] Koch, A., Kohnle, A., Note interne de H.E.S.S. (2001).

[103] Kohnle, A., Note interne de H.E.S.S. (2000).

[104] Konopelko, A., Proceedings of Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector-IV (1995).

[105] Kosack, K., et al., ApJ **608**, L97 (2004).

[106] Koyama, K. et al., PASJ **48**, 249 (1996).

[107] Lamb, R.C., Macomb, D.J., ApJ **488**, 872 (1997).

[108] Lang, C.C., Galactic Center Newsletter **14**, 5 (2002) (eds. A. Cotera, H. Falcke, & S. Markoff).

[109] LaRosa, T.N., et al., AJ **199**, 207 (2000).

[110] Launhardt, R., et al., A&A **384**, 112 (2002).

[111] Le Bohec, S., Thèse de l'Université Paris XI (1996).

[112] Le Bohec, S., et al., NIM **A 416**, 425 (1998).

[113] Le Gallou, R., Réunion de collaboration H.E.S.S., Windhoek, Septembre 2004.

[114] Lemoine-Goumard, M., Note interne de H.E.S.S., 2004.

[115] Lemoine-Goumard & M., Degrange, B., Note interne de H.E.S.S., 2005.

[116] Leroy, N., Note interne de H.E.S.S., 2002.

[117] Leroy, N., Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique (2004).

[118] Li, T. & Ma, Y., ApJ **272**, 317 (1983).

[119] Liu, S. & Melia, F., ApJ **573**, 23 (2002).

[120] Lo, K.Y., et al., ApJ **508**, 61 (1999).

[121] Longair, M.S., *High Energy Astropysics*, Volume 1, CUP, New York (1992).

[122] Longair, M.S., *High Energy Astropysics*, Volume 2, CUP, New York (1992).

[123] Maeda, Y., et al., ApJ **570**, 671 (2002).

[124] Maillard, J.P., et al., A&A **423**, 155 (2004).

[125] Maoz, E., ApJ **498**, 181 (1998).

[126] Markoff, S., Falcke, H., Yuan, F. & Biermann, P.L., A&A **379**, L13 (2001).

[127] Marscher, A.P., et al., Nature **417**, 625 (2002).

[128] Masterson, C., et al., AIP Conf.Proc **745**, 617 (2005).

[129] Mayet, F., Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier, Grenoble I (2001).

[130] Melia, F., Coker, R.F. & Yusef-Zadeh, F., ApJL **460**, 33 (1996).

[131] Melia, F., Fatuzzo, M., Yusef-Zadeh, F. & Markoff, S., ApJ **508**, L65 (1998).

[132] Melia, F., Yusef-Zadeh, F. & Fatuzzo, M., ApJ **508**, 676 (1998).

[133] Melia. F. & Falcke, H., ARA&A **39**, 309 (2001).

[134] Melia, F., ApJ **426**, 577 (1994).

[135] Merritt, D., Phys. Rev. Lett. **92**, 201304 (2004).

[136] Mezger, P.G., et al., A&A **209**, 337 (1989).

[137] Mirabel, I.F., et al., Nature **371**, 46 (1994).

[138] Moore, B., et al., MNRAS **310**, 1147 (1999).

[139] Moskalenko, I.V., et al., *Cosmic Gamma-Ray Sources*, astroph/0402243.

[140] Muno, M.P., et al., ApJ **589**, 225 (2003).

[141] Discussion avec M.P. Muno lors du 5^{eme} Workshop de l'APC *High Eenergy Phenomena in the Galactic Centre*, Paris (2005).

[142] Narayan, R., et al., ApJ **492**, 554 (1998).

[143] Naurois, M., Thèse de doctorat de l'Université Paris VI (2000).

[144] Navarro, J.F., Frenk, C.S., White, S.D.M., ApJ **490**, 493 (1997).

[145] Navarro, J.F., International Astronomical Union Symposium no. 220 (2003), Sidney, Australie (astroph/0311361).

[146] Navarro, J.F., et al., MNRAS **355**, 794 (2004).

[147] Nayakshin, S., Cuadra, J. & Sunyaev, R., A&A **413**, 173 (2004).

[148] Nayakshin, S., A&A **429**, L33 (2005).

[149] Neshpor, Yu.I, et al., Astronomy Report **44**, 641 (2000).

[150] Peacock, J.A., *Cosmological Physics*, CUP (2001).

[151] Peacock, J.A., et al., Nature **410**, 169 (2001).

[152] Pedlar, A., et al., ApJ **342**, 769 (1989).

[153] *Photomultiplier tubes : Principles and applications*, Réédité par E. Flyckt & C. Marmonier (septembre 2002), Photonis, Brive, France (disponible à l'URL http ://www.photonis.com/Photomultiplier/AppBook.htm).

[154] Piron, F., Thèse de l'Université Paris XI Orsay (2000).

[155] Pohl, M., Proceedings de "The Universe viewed in Gamma-rays" (2002).

[156] Pohl, M., et al., A&A **409**, 581 (2003).

[157] Pohl, M., astro-ph/0412603.

[158] Porquet, D., et al., A&A **407**, L17 (2003).

[159] Porter, T.A., et al., J. Phy. **G 23**, 1765 (1997).

[160] Power, C. et al., MNRAS **338**, 14 (2003).

[161] Purcell, W.R., ApJ **491**, 725 (1997).

[162] Quigg, C., *Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions*, Frontiers in Physics 56, Editor David Pines (1983).

[163] Randall, L. & Sundrum, R., Phys. Rev. Lett. **83**, 3370 (1999).

[164] Reid, M.J., ARA&A **31**, 345 (1993).

[165] Reid, M.J. & Brunthaler, A., ApJ **616**, 872 (2004).

[166] Revnivtsev, M.G., et al., A&A **425**, L49 (2004).

[167] Revnivtsev, M.G., et al., Astronomy Letters **30**, 382 (2004).

[168] Rho, J., ApJ **503**, 167 (1998).

[169] Rolland, L., Rapport de stage de D.E.A., 2002.

[170] Rolland, L., Note interne de H.E.S.S. (2003).

[171] Rolland, L., (H.E.S.S. collaboration), AIP Conf.Proc. **745**, 397 (2005).

[172] Rolland, L. & de Naurois, M., AIP Conf.Proc. **745**, 715 (2005).

[173] Rowell, G.P., A&A **410**, 389-396 (2003).

[174] Sakano, M., et al., Proceedings of the Workshop on Galaxies and Clusters of Galaxies, Shuzenji, Japan (2002) (astroph/0212464).

[175] Sakano, M. et al., MNRAS **350**, 129 (2004).

[176] Schlenker, S., et al. (H.E.S.S. collaboration), AIP Conf.Proc. **745**, 341 (2005).

[177] Schödel, R., et al., ApJ **596**, 1015 (2003).

[178] Servant, G. & Tait, T.M., New J. Phys. **B650**, 391 (2003).

[179] Sidoli, L. et al., Proceedings of the Conférence X-RAY ASTRONOMY : *Stellar Endpoints,AGN, and the Diffuse X-ray Background*, (2001).

[180] Silk, J., *Particle Physics and Cosmology : The Interface*, NATO Sciences Series II, vol.188, Edited by D. Kazakov & G. Smadja (2005).

[181] Sodin, L.G., A&A **21**, 423 (1995).

[182] Spergel, D.N., et al., ApJS **485**, 175 (2003).
[183] Swaters, R.A., et al., ApJ **583**, 732 (2003).
[184] Tavernet, J.P., Note interne de H.E.S.S., (2002).
[185] Telescop, C.M., et al., ApJ **456**, 541 (1996).
[186] Thompson, D.J., et al., ApJS **101**, 259 (1995).
[187] Toussenel, F., Vincent, P., Note interne de H.E.S.S. (2002).
[188] Tsuchiya, K., et al., ApJ **606**, L115 (2004).
[189] Ullio, P., Zhao, H & Kamionkowski, M., Phys. Rev. **D66**, (123502) (2002).
[190] Vincent, P., et al., Proceedings of 28th ICRC, Tsukuba, Japan (2003).
[191] Wang, Q.D., et al., Nature **415**, 148 (2002).
[192] Williams, O.R., INTEGRAL Manual (2004) http ://www.rssd.esa.int/Integral/AO3/
[193] York, D.G., et al., AJ **120**, 1579 (2000).
[194] Yuan, F., Markoff, S. & Falcke, H., A&A **383**, 854 (2002).
[195] Yuan, F., Quataert, E. & Narayan, R., ApJ **598**, 301 (2003).
[196] Yusef-Zadeh, F., et al., ApJ **518**, 33 (1999).
[197] Yusef-Zadeh, F., et al., ApJS **155**, 421 (2004).
[198] Zhao, J.H., Ekers, R.D., Goss, W.M. & Lo, K.Y., IAUS **136**, 535 (1989).
[199] Zhao, J.H., Bower, G.C & Goss, W.M., ApJ **547**, L29 (2001).
[200] Zylka, R. & Mezger, P.G., A&A **190**, L25 (1988).
[201] Zylka, R., Mezger, P.G. & Lesch, H., A&A **261**, 119 (1992).
[202] Zylka, R., et al., A&A **297**, 83 (1995).
[203] http ://swift.gsfc.nasa.gov/docs/swift/swiftsc.html
[204] http ://www-glast.slac.stanford.edu/software/IS/glast_lat_performance.htm
[205] http ://antares.in2p3.fr
[206] http ://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/∼bernlohr/HESS/Gamsberg/
[207] Page créée par D.J. Eisenstein, http ://cmb.as.arizona.edu/∼eisenste/acousticpeak/
[208] http ://www.physto.se/∼edsjo/darksusy/
[209] http ://www.aoc.nrao.edu/∼gcnews/gcnews/Vol.14/article.shtml

Table des figures

1 Les différents domaines d'énergie des photons en astrophysique 12

1.1 Spectre multi-longueurs d'onde de la nébuleuse du Crabe 18
1.2 Troisième catalogue d'EGRET 22
1.3 Ciel γ de haute énergie 23

2.1 Principe de l'imagerie Cherenkov atmosphérique 29
2.2 Sensibilités des détecteurs d'astronomie γ 30

3.1 Visibilité du ciel 36
3.2 Photographie du site avec les 4 télescopes 37
3.3 Position des télescopes et des infrastructures sur le site 37

4.1 Structure des télescopes, montage Davies-Coton 40
4.2 Effet de l'ombre des montures sur la surface effective des miroirs 41
4.3 Principe de l'alignement des miroirs 42
4.4 PSF à 2 dimensions et évolution hors axe 43

5.1 Caméra de H.E.S.S. 46
5.2 Réflectivité des cônes de Winston 47
5.3 Efficacité quantique des PMs 48
5.4 Synoptique de l'électronique d'une caméra 49
5.5 Synoptique de l'électronique d'une carte analogique 50
5.6 Signal en sortie d'un PM 51
5.7 Lecture d'une ARS 51
5.8 Positions des ARSs dans un tiroir. 52
5.9 Synoptique du module de gestion de la caméra 54

6.1 Logique de déclenchement d'une caméra 58
6.2 Taux de déclenchement du système en fonction des différents seuils 60
6.3 Distribution du temps mort 61
6.4 Taux de déclenchement en fonction de l'angle zénithal 62
6.5 Distribution longeur/intensité des images en monotélescope et stéréoscopie . . . 63

7.1 Température du radiomètre : vs θ_z et evolution au cours d'une acquisition . . . 67
7.2 Des ADCs aux gammas : schéma 70

8.1 Evolution de la charge dans la voie de haut gain en pas d'ADC en fonction de N_d 72
8.2 Echantillons dans les voies de haut et de bas gain 73
8.3 Piédestaux électroniques : distributions de charge 75

8.4 Piédestaux versus température . . . 76
8.5 Pentes des corrélations des piédestaux avec la température . . . 77
8.6 Piédestal à différentes valeur de NSB . . . 78
8.7 Evolution du piédestal avec l'amplitude maximale en photo-électrons utilisées pour le rejet des événements Cherenkov . . . 79
8.8 Variations des températures en 2 minutes dans les données . . . 79
8.9 Distribution des pas d'ADC lors de l'étalonnage du grand gain . . . 83
8.10 Distinction des événements piédestaux et flat-field . . . 86
8.11 Evolution du gain des caméras en 2004, γ_e^{ADC} . . . 87
8.12 Evolution du rapport des gains des caméras en 2004, HG/BG . . . 88
8.13 Evolution du coefficient de flat-field en 2004, FF . . . 88

9.1 Distribution des pas d'ADC avec des ARS instables . . . 90
9.2 Rapport logarithmique HG sur BG pour la détection des ARSs instables . . . 93
9.3 Distribution de la fraction de voies non opérationnelles . . . 95

11.1 Evolution du NSB avec la largeur du piédestal d'après des simulations . . . 102
11.2 Courants noirs des PMs . . . 103
11.3 Evolution du HVI avec la haute tension . . . 104
11.4 Mesure du DCI . . . 105
11.5 Distribution du DCI . . . 106
11.6 Corrélations du DCI avec la température . . . 107
11.7 Comparaison des estimations du NSB . . . 108

12.1 Images de muons dans les caméras de H.E.S.S. . . . 110
12.2 Schéma de la géométrie de de l'émission Cherenkov d'un muon . . . 111
12.3 Efficacité de collection de lumière estimée avec les muons au cours du temps . . 113
12.4 Comparaison des coefficients de flat-field obtenus par les muons et les LEDs . . 114

13.1 Images de gerbes électromagnétiques et hadroniques vues par H.E.S.S. . . . 121
13.2 Régions OFF utilisées pour estimer le fond hadronique . . . 124
13.3 Définition de θ et distribution en $dN/d\theta^2$ . . . 125
13.4 Définition des paramètres de Hillas . . . 126
13.5 Distributions des paramètres de Hillas renormalisés . . . 127
13.6 Développement longitudinal des gerbes électromagnétiques . . . 129
13.7 Spectre en énergie des particules chargées dans une gerbe électromagnétique . . 130
13.8 Evolution de $< w >$ en fonction de l'énergie des particules chargées . . . 131
13.9 Distribution de w autour de sa valeur moyenne . . . 132
13.10 Définition de x et y dans le modèle de gerbe électromagnétique . . . 132
13.11 Prise en compte du déclenchement dans l'analyse par modèle . . . 135
13.12 Images de gerbe γ prédite par le modèle semi-analytique . . . 136
13.13 Distributions du facteur de qualité de l'ajustement de l'anlayse par modèle . . 138
13.14 Images simulées et ajustement par le modèle semi-analytique . . . 138
13.15 Surface de collection de l'analyse par modèle . . . 139
13.16 Distributions de la différence $\ln \tilde{E} - \ln E$ . . . 141
13.17 Résolution et biais en énergie de l'analyse par modèle . . . 142
13.18 Résolution angulaire de l'analyse par modèle . . . 142

14.1 Seuil en énergie : résolution en énergie et variation en fonction de θ_z 145
14.2 Distributions des paramètres spectraux reconstruits sur les simulations 147
14.3 Prédiction de la distribution en θ^2 152

15.1 Dispersion relative de la température du ciel mesurée par les radiomètres . . . 156
15.2 Evolution du taux de déclenchement au cours de 2 acquisitions 157
15.3 Moyenne et dispersion relative de l'évolution du taux de déclenchement 157

16.1 Cartes de significativité mesurées en direction de la Nébuleuse du Crabe 160
16.2 Spectre du Crabe 162
16.3 Reconstruction de la position et de l'extension du Crabe 163

17.1 Profils de densité de halos ΛCDM simulés 171
17.2 Dépendance radiale de la pente logarithmique des profils de halos ΛCDM . . . 172
17.3 Extrapolations des profils de halos de matière noire 173
17.4 Courbes de rotation de la galaxie UGC 4325 : désaccord entre deux analyses . . 174
17.5 Image d'un halo galactique simulé 175

18.1 Corrections radiatives à la masse du Higg 178
18.2 Force des constantes de couplages en fonction de l'énergie 179
18.3 Annihilation de neutralinos en bosons de jauge et en paires de γ 183
18.4 Densité relique en fonction de la masse de $B^{(1)}$ 185
18.5 Canaux d'annihilation des $B^{(1)}$ conduisant à des fermions 186
18.6 Spectre d'annihilation d'un $B^{(1)}$ de 800 GeV en γ 187

19.1 Carte du Centre Galactique observé par le VLA à 90 cm 191
19.2 Carte du CG observé par Chandra et XMM-Newton en rayons X 193
19.3 Carte du CG observé par INTEGRAL/IBIS entre 18 et 60 keV 194
19.4 Schéma du complexe Sgr A 196
19.5 Images de Sgr A Est et Sgr A Ouest en radio 197
19.6 Dynamique stellaire au CG et contrainte sur le profile de masse 199
19.7 Spectre multi-longueurs d'onde de Sgr A* 201
19.8 Comparaison des données de haute énergie au CG 203

20.1 NSB dans le champ du vue du CG 206
20.2 Signal en provenance du CG vu par H.E.S.S. en 2004 207
20.3 Spectre du Centre Galactique mesuré en 2004 208
20.4 Courbes de lumière du CG 210
20.5 Ajustement de la position de la source au Centre Galactique 211
20.6 Ajustement de la morphologie de la source du Centre Galactique par une gaussienne 212
20.7 Extension de la source γ au CG et candidats potentiels 212
20.8 Comparaison des données de haute énergie au CG, avec H.E.S.S. 213

21.1 Modélisation du spectre de Sgr A* de la radio aux X 219
21.2 Modélisation du spectre de Sgr A* à très haute énergie 220
21.3 Spectre multi-longueurs d'onde de Sgr A Est 222

22.1 Comparaison des spectres d'annihilation de matière noire avec les données . . . 225

22.2 Contraintes sur le produit $< \sigma v >$ des WIMPs 227

A.1 Angles limites dans une tranche en profondeur d'atmosphère. 234
A.2 Angles limites sur la direction de propagation des $e^{\pm}$ θ 235
A.3 Paramètres de l'ellipse Cherenkov et détermination de R^{geo}_{min} 236
A.4 Détermination des limites de l'angle Φ azimuthal de direction des $e^{\pm}$. 237

B.1 Prédiction de la distribution en θ^2. 241

Liste des tableaux

1.1 Liste des sources vues par H.E.S.S. en avril 2005 24

4.1 Spécifications de la structure mécanique d'un télescope 39
4.2 Mesures de la PSF 42

10.1 Comparaison des piédestaux entre les deux chaînes d'étalonnage de H.E.S.S. . . 98
10.2 Comparaison des deux chaînes d'étalonnage de H.E.S.S. 99

11.1 Décalage du DCI en fonction du NSB 106

14.1 Reconstruction de spectres simulés 148

16.1 Spectre du Crabe à différentes positions dans le champ de vue 161
16.2 Position et extension du Crabe à différentes positions dans le champ de vue . . 163

17.1 Paramétrisation des profils de densités des halos de matière noire 170

18.1 Particules du modèle standard et leur superpartenaires du MSSM 181
18.2 Balayage des paramètres effectués pour l'étude phénomoénologique de SUSY . . 182
18.3 Rapports d'embranchement de l'annihilation de la LKP $B^{(1)}$ 186

20.1 Paramètres des ajustements des courbes de lumière du CG 209

21.1 Caractéristiques spectrales des plérions observés au TeV 221

22.1 Paramètres utilisés pour décrire le spectre d'annihilation des neutralinos 224
22.2 Masses de neutralinos et de bosons de Kaluza-Klein testées 224

C.1 Canaux d'annihilation en $\tau^+\tau^-$ 244
C.2 Canaux d'annihilation en $u\bar{u}$ 244
C.3 Canaux d'annihilation en $d\bar{d}$ 244
C.4 Canaux d'annihilation en $s\bar{s}$ 244
C.5 Canaux d'annihilation en $c\bar{c}$ 245
C.6 Canaux d'annihilation en $b\bar{b}$ 245
C.7 Canaux d'annihilation en $t\bar{t}$ 245

D.1 Données radio et sub-millimétriques de Sgr A* 248

Résumé

L'expérience H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) est constituée de quatre imageurs Cherenkov atmosphériques dédiés à l'observation de sources astrophysiques de l'hémisphère austral émettant des photons au-delà de 100 GeV. Cette thèse présente le fonctionnement de cet instrument ainsi que toute la chaîne d'analyse associée. Les méthodes d'étalonnage du système sont détaillées et les erreurs systématiques sur l'amplitude des images sont estimées. Ensuite, une méthode d'analyse des données, basée sur un modèle semi-analytique de développement des gerbes électromagnétiques dans l'atmosphère, est expliquée. Des méthodes de reconstruction du spectre en énergie et de la morphologie des sources de γ haute énergie sont présentées puis appliquées à la Nébuleuse du Crabe. Les erreurs systématiques associées à l'analyse spectrale sont estimées.

Cette chaîne d'analyse est ensuite utilisée pour étudier l'émission du Centre Galactique au-delà de 100 GeV. Les différentes observations menées en 2003 et 2004 ont mis en évidence un signal dont l'origine n'est pas encore connue. Le spectre, la variabilité et la morphologie de la source sont étudiés. De nombreux candidats sont proposés, en particulier le trou noir supermassif Sgr A* situé au centre dynamique de la Voie Lactée, le reste de supernova Sgr A Est ou des interactions de particules accélérées sur le milieu dense de cette région. Dans cette thèse, le signal est interprété comme provenant de l'annihilation de particules de matière noire non baryonique (neutralinos ou bosons de Kaluza-Klein) dans un halo dense situé au Centre Galactique. Cette analyse indique que le signal ne provient pas exclusivement d'annihilation de matière noire dans le cadre des modèles étudiés, et que la composante dominante serait donc de nature astrophysique.

Mots clés : astronomie gamma de très haute énergie, imagerie Cherenkov atmosphérique, H.E.S.S., étalonnage, reconstructions spectrale et morphologique, Centre Galactique, matière noire, supersymétrie, neutralino, Kaluza-Klein.

Abstract

The H.E.S.S. experiment (High Energy Stereoscopic System) consists of four imaging atmospheric Cherenkov telescopes to study the southern astrophysical sources above 100 GeV. This thesis presents the detector as well as the analysis chain. The calibration methods are described in details and the systematic errors on the image amplitude are derived. Then, an analysis based on a semi-analytical model of the electromagnetic shower development in the atmosphere is presented. Tools to reconstruct the energy spectrum and the morphology of the very high energy γ-ray sources are presented and applied to the Crab Nebula. Systematic errors associated to the spectrum analysis are estimated.

All these techniques were applied to study the Galactic Centre emission above 100 GeV. The nature of the source detected in 2003 and 2004 obervations is still unknown and its spectrum, variability and morphology are studied. Various candidates are proposed, among them the supermassive black hole Sgr A* located at the dynamical centre of the Milky Way, the supernova remnant Sgr A Est or interactions of accelerated particles with the dense medium of this region. In this thesis, the signal was interpreted in terms of dark matter annihilation (neutralinos or Kaluza-Klein bosons) in a dense halo located at the Galactic Centre. This analysis showed that, in the framework of these models, dark matter annihilation alone can not explain the H.E.S.S. signal. The main componant would thus come from astrophysical sources.

Keywords : very high energy gamma-ray astronomy, imaging atmospheric Cherenkov, H.E.S.S., calibration, spectral and angular reconstructions, Galactic Centre, dark matter, supersymmetry, neutralino, Kaluza-Klein.

Disponible depuis les URLs :
http ://lpnp90.in2p3.fr/~rollandl/
et http ://tel.ccsd.cnrs.fr