Étude de la sensibilité de H.E.S.S. 2 en dessous de 300 GeV et recherche indirecte de matière noire dans les données de H.E.S.S.

Julien Masbou

▶ **To cite this version:**

Julien Masbou. Étude de la sensibilité de H.E.S.S. 2 en dessous de 300 GeV et recherche indirecte de matière noire dans les données de H.E.S.S.. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université de Savoie, 2010. Français. NNT : . tel-00623972

HAL Id: tel-00623972

https://theses.hal.science/tel-00623972

Submitted on 15 Sep 2011

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

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

LAPP-T-2010-04

Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules

Université de Savoie

THESE

présentée par

Julien MASBOU

pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES

Spécialité: Physique des Particules

Étude de la sensibilité de H.E.S.S. 2 en dessous de 300 GeV et recherche indirecte de matière noire dans les données de H.E.S.S.

Soutenue le 29 septembre 2010 devant le jury composé de :

KARYOTAKIS Yannis, Examinateur
MARIOTTI Mosè, Rapporteur
de NAUROIS Mathieu, Rapporteur,
ROSIER-LEES Sylvie, Directrice de thèse,
SALATI Pierre, Président du jury,
ZOMER Fabian, Examinateur

"C'est toujours par la faim
que commence un bon repas."

(Louis Auguste Commerson)

Table des matières

Table des matières i

Introduction 1

I Les rayons cosmiques et l'astronomie γ 3

1 Les rayons cosmiques, une énigme depuis la source 5
1.1 Historique . . . 6
1.2 Propriétés . . . 7
1.2.1 Spectre en énergie . . . 7
1.2.2 Composition et abondances . . . 9
1.2.2.1 Les noyaux . . . 9
1.2.2.2 Les électrons et positons . . . 10
1.2.3 Distribution angulaire . . . 10
1.3 Origine . . . 13
1.3.1 Mécanismes d'accélération . . . 13
1.3.1.1 Mécanisme de Fermi du second ordre . . . 13
1.3.1.2 Mécanisme de Fermi du premier ordre : accélération par onde de choc . . . 15
1.3.2 Les Sources . . . 17

2 L'astronomie γ 19
2.1 Mécanisme de production . . . 20
2.1.1 Rayonnement synchrotron . . . 21
2.1.2 Processus Compton-inverse . . . 21
2.1.3 Rayonnement de freinage (dit Bremsstrahlung) . . . 22
2.1.4 Désintégration des pions . . . 22
2.1.5 Annihilation des particules de matière noire . . . 22
2.2 Les sources γ . . . 23
2.2.1 Les sources galactiques . . . 23
2.2.1.1 Les restes de Supernovae . . . 23
2.2.1.2 Les pulsars . . . 23
2.2.1.3 Les plérions . . . 23
2.2.1.4 Les systèmes binaires . . . 24
2.2.2 Les sources extragalactiques . . . 24

2.2.2.1 Les Noyaux Actifs de Galaxies . . . 24
2.2.2.2 Les sursauts γ . . . 24
2.3 Les détecteurs de l'astronomie γ . . . 24
2.3.1 La détection sur satellite : pour des γ de 10 MeV à 100 GeV . . . 25
2.3.2 Les détecteurs au sol : pour des γ au delà de 30 GeV . . . 26
2.3.2.1 Les détecteurs de particules chargées . . . 27
2.3.2.2 Les détecteurs Cherenkov atmosphériques . . . 28

II Mais d'où vient cette idée de matière noire ? 33

3 Le côté obscur de la matière 35
3.1 Une petite histoire des planètes . . . 36
3.1.1 Un problème : il y a de la masse manquante . . . 36
3.1.2 Un problème : une nouvelle théorie . . . 37
3.1.3 Moralité . . . 37
3.2 Le Modèle Standard de la cosmologie . . . 37
3.3 Evidences et distributions . . . 39
3.3.1 Les galaxies . . . 39
3.3.2 Les amas de galaxies . . . 40
3.3.3 Les supernovae de type Ia . . . 42
3.3.4 La nucléosynthèse primordiale . . . 42
3.3.5 La formation des structures . . . 42
3.3.6 Le fond diffus cosmologique : CMB . . . 43
3.4 Le modèle ΛCDM . . . 44
3.4.1 L'histoire thermique de l'univers . . . 46
3.4.2 L'abondance cosmologique des WIMP . . . 46
3.5 Conclusion . . . 47

4 A l'ombre de la physique des particules 49
4.1 Le Modèle Standard de le physique des particules . . . 50
4.1.1 Description . . . 50
4.1.2 Les limitations . . . 50
4.2 La supersymétrie (SUSY) et le neutralino . . . 52
4.2.1 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) . . . 53
4.2.2 Le neutralino . . . 54
4.2.3 Brisure de la supersymétrie . . . 55
4.2.3.1 Le modèle de supergravité minimale : mSUGRA . . . 55
4.2.3.2 Le modèle de brisure par anomalie : AMSB . . . 55
4.3 Dimensions supplémentaires et particules de Kaluza-Klein . . . 56
4.4 Emission γ . . . 57
4.4.1 Spectre en énergie . . . 57
4.4.1.1 Continuum gamma du spectre d'annihilation . . . 57
4.4.1.2 Raies de photons mono-énergétiques . . . 58
4.4.2 Modèles considérés . . . 58
4.4.2.1 LSP . . . 58
4.4.2.2 LKP . . . 60

III L'expérience *H.E.S.S.* 61

5 La technique d'imagerie Cherenkov 63
5.1 L'atmosphère : un calorimètre naturel . . . 64
5.2 Le développement des gerbes atmosphériques . . . 64
5.2.1 Les gerbes électromagnétiques . . . 64
5.2.2 Les gerbes hadroniques . . . 66
5.2.3 Différences majeures . . . 67
5.3 Le rayonnement Cherenkov . . . 69
5.4 Principe de détection . . . 69

6 Présentation de l'instrument 73
6.1 Le site . . . 74
6.1.1 Choix du site . . . 74
6.1.2 Installation . . . 74
6.2 Les télescopes . . . 76
6.2.1 La structure . . . 76
6.2.2 Les miroirs . . . 76
6.3 La caméra . . . 77
6.3.1 Efficacité muonique . . . 79
6.3.2 Les photomultiplicateurs . . . 80
6.3.3 Les tiroirs d'électronique . . . 81
6.4 Le système de déclenchement . . . 83
6.4.1 Le système de déclenchement local . . . 84
6.4.2 Le système de déclenchement central . . . 85
6.4.3 Ajustement du système de déclenchement . . . 86
6.5 La sélection des données . . . 86
6.5.1 La qualité de l'atmosphère . . . 87
6.5.2 Le bon fonctionnement de l'instrument . . . 88

7 Méthodes d'analyse de données 89
7.1 Simulations . . . 91
7.1.1 Génération des gerbes atmosphériques . . . 91
7.1.2 Simulation du détecteur . . . 91
7.2 Méthodes d'analyse . . . 92
7.2.1 Les pré-coupures d'analyse . . . 92
7.2.2 La méthode des moments réduits ou méthode de Hillas . . . 93
7.2.2.1 Définition des paramètres de Hillas . . . 93
7.2.2.2 Reconstruction de la direction . . . 94
7.2.2.3 Reconstruction de l'énergie . . . 94
7.2.2.4 Sélection des événements . . . 95
7.2.3 Reconstruction tridimensionnelle : Model 3D . . . 97
7.2.3.1 Principe . . . 97
7.2.3.2 Reconstruction des événements . . . 97
7.2.3.3 Reconstruction de l'énergie . . . 97
7.2.3.4 Sélection . . . 99
7.2.4 Modèle semi-analytique : Model . . . 100

7.2.4.1 Principe . . . 100
7.2.4.2 Maximum de vraisemblance et reconstruction . . . 100
7.2.4.3 Sélection des données . . . 101
7.2.4.4 Sélection plus performante des données : Model ++ . . . 101
7.2.5 Complémentarité des résultats . . . 102
7.2.5.1 Corrélation des variables discriminantes . . . 102
7.2.5.2 Performances des reconstructions angulaires . . . 102
7.2.6 Combinaison linéaire des variables : Combined Cut 2 . . . 102
7.2.7 Combinaison par fonctions de densité de probabilités : Xeff . . . 104
7.2.7.1 Définition . . . 104
7.2.7.2 Sélections . . . 106
7.2.7.3 Reconstruction de l'énergie et de la direction d'arrivée . . . 106
7.2.8 Combinaison à l'aide d'une forêt d'arbres de décision : $TMV - LAPP$. 107
7.3 Soustraction du fond résiduel . . . 108
7.3.1 Méthode ON-OFF . . . 109
7.3.2 Méthode du décalage de la source dans la caméra : mode *wobble* . . . 109
7.3.2.1 Méthode des régions Off multiples . . . 111
7.3.2.2 Méthode du segment d'anneau . . . 111
7.3.2.3 Méthode de l'anneau complet . . . 111
7.3.2.4 Méthode template . . . 111
7.4 Les distributions θ^2 . . . 111
7.5 Estimation de la significativité des excès de rayons γ . . . 112
7.6 Reconstruction spectrale . . . 113

IV H.E.S.S. 2 117

8 H.E.S.S. phase II 121
8.1 Objectifs . . . 122
8.2 L'instrument . . . 123
8.2.1 Le télescope . . . 124
8.2.1.1 La structure . . . 124
8.2.1.2 Les miroirs . . . 125
8.2.2 La caméra . . . 125
8.2.2.1 L'électronique . . . 126
8.2.2.2 Le système d'auto-focus et de déchargement . . . 126
8.2.3 Le système de déclenchement . . . 128

9 Etalonnage des photomultiplicateurs pour la caméra de H.E.S.S. 2 131
9.1 Les photomultiplicateurs . . . 132
9.1.1 Fonctionnement . . . 132
9.1.2 Description . . . 133
9.1.3 Cahier des charges . . . 133
9.2 Le banc de test . . . 133
9.2.0.1 L'optique . . . 133
9.2.0.2 L'acquisition . . . 134
9.2.0.3 Le contrôle des tests . . . 135

9.3 Présentation des différents tests . . . 135
9.3.1 Le piédestal . . . 135
9.3.2 Tension de fonctionnement . . . 136
9.3.3 Test du photoélectron seul . . . 138
9.3.4 Linéarité . . . 140
9.3.5 Déplacement du piedestal . . . 141
9.3.6 Taux de comptage de post-impulsion . . . 142
9.4 Conclusion . . . 143

10 Etude des variables **145**
10.1 La méthode des moments réduits (en mono) . . . 146
10.1.1 Définition des paramètres de Hillas . . . 146
10.1.2 Reconstruction de l'énergie . . . 147
10.1.2.1 Importance du paramètre d'impact . . . 147
10.1.2.2 Reconstruction de l'énergie . . . 147
10.1.2.3 Reconstruction du paramètre d'impact . . . 150
10.1.2.4 Echec des tables . . . 151
10.1.3 Pouvoir de discrimination gamma / hadrons . . . 151
10.2 Variables à disposition . . . 156
10.2.1 Sélection sur les variables . . . 159
10.2.2 Dépendance des variables pour la reconstruction de l'énergie . . . 159
10.2.2.1 Corrélation avec l'énergie . . . 159
10.2.2.2 Corrélation avec le paramètre d'impact . . . 162
10.2.3 Discrimination gamma / hadrons . . . 163
10.2.4 Importance du nettoyage . . . 163

11 Méthodes multivariables **169**
11.1 Méthodes utilisées . . . 170
11.1.1 Méthode linéaire : le discriminant de Fisher . . . 170
11.1.2 Méthode non linéaire : le réseau de neurones . . . 171
11.1.3 Contrôle des entraînements . . . 175
11.2 Reconstruction de l'énergie . . . 175
11.2.1 Entraînement . . . 175
11.2.2 Analyse . . . 176
11.2.3 Importance des variables dans l'entraînement . . . 176
11.3 Discrimination gamma / hadrons . . . 179
11.3.1 Entraînement . . . 179
11.3.2 Analyse . . . 181
11.3.3 Comparaison de l'efficacité de la réjection avec les méthodes de coupures 181
11.3.4 Influence des variables dans l'analyse . . . 181

12 Tests systématiques **187**
12.1 Données réelles de H.E.S.S. 1 : analyse sur 1 seul télescope . . . 188
12.1.1 Résultats . . . 188
12.1.2 $E^{1tel}_{MLP}/E^{2tel}_{Hillas}$ γ . . . 189
12.1.3 $E^{1tel}_{MLP}/E^{2tel}_{Hillas}$ hadrons . . . 190
12.2 Influence des conditions expérimentales . . . 190

12.2.1 Bruit de fond du ciel . . . 191
12.2.2 Présence de pixels non-opérationnels . . . 191
12.2.3 Efficacité optique . . . 193
12.2.4 Variations des conditions atmosphériques . . . 193
12.2.5 Estimations des systématiques . . . 194
12.3 Autres particules à rejeter . . . 194
12.3.1 Les électrons . . . 194
12.3.2 Les muons . . . 194

13 Performances 197
13.1 Performances . . . 198
13.1.1 Reconstruction de l'énergie . . . 198
13.1.2 Résolution angulaire . . . 198
13.1.3 Surface effective de collection . . . 202
13.1.4 Reconstruction spectrale . . . 202
13.1.5 Estimation de la sensibilité . . . 202
13.2 Entraînements en conditions " réelles " . . . 204
13.2.1 Stratégie d'entraînement pour la reconstruction de l'énergie . . . 204
13.2.1.1 Prise en compte de la variation du zénith . . . 204
13.2.1.2 Prise en compte de la variation de la position de la source dans la caméra . . . 206
13.2.1.3 Diminution du seuil . . . 206
13.2.1.4 Amélioration de la résolution . . . 206
13.2.2 Stratégie d'entraînement pour la discrimination . . . 206
13.2.2.1 Lots d'entraînement . . . 206
13.2.2.2 Sensibilité des entraînements à la pollution des gerbes électromagnétiques dans les OFF . . . 207
13.2.2.3 Elargissement de la surface effective de collection . . . 208
13.3 Conclusions . . . 208

14 Une méthode complémentaire pour mesurer l'énergie dans H.E.S.S. 1 avec 4 télescopes 209
14.1 Définition des variables . . . 210
14.2 Performances . . . 211
14.3 $E^{4tel}_{MLP}/E^{4tel}_{Hillas}$ γ . . . 211

V Le fond diffus γ 215

15 Description de notre galaxie 219
15.1 Le disque . . . 221
15.1.1 Les étoiles . . . 221
15.1.2 Le milieu interstellaire . . . 221
15.1.2.1 La phase neutre H_I . . . 222
15.1.2.2 La phase moléculaire H_2 . . . 222
15.1.2.3 La phase ionisée H_{II} . . . 222
15.1.2.4 Les poussières . . . 223
15.2 Le halo . . . 223

15.2.1 Le halo de matière sombre . . . 223
15.2.2 La halo diffusif . . . 224
15.3 Le champ magnétique . . . 224
15.4 La position du Soleil . . . 225

16 Le modèle de propagation **227**
16.1 Production des γ . . . 228
16.1.1 Des pions aux photons . . . 228
16.1.2 Des protons aux pions . . . 228
16.1.3 Autres particules, autres sections efficaces . . . 229
16.2 Modèle de diffusion . . . 230
16.2.1 Etablissement de l'équation de diffusion . . . 230
16.2.2 Méthode de résolution par les transformées de Bessel . . . 233
16.2.3 Détermination des solutions . . . 235
16.2.4 Les rayons cosmiques primaires . . . 236
16.2.5 Paramètres de propagation . . . 237
16.2.6 Les pertes d'énergie . . . 239
16.3 Les sources . . . 239
16.3.1 Intensité des projectiles : mesures du flux des rayons cosmiques sur Terre 239
16.3.2 Distribution des sources . . . 240
16.4 Cibles . . . 241
16.4.1 Réalisation des cartes . . . 241
16.4.2 Estimation des distances . . . 242
16.4.3 Distribution du gaz atomique H_I . . . 242
16.4.4 Distribution du gaz moléculaire H_2 . . . 244
16.4.5 Distribution du gaz ionisé H_{II} . . . 246
16.5 Résultats . . . 246
16.5.1 Calcul des cartes de γ . . . 246
16.5.2 Diffusion des rayons cosmiques . . . 248

17 Les observations avec *H.E.S.S.* **251**
17.1 Sensibilité de H.E.S.S. dans le plan galactique . . . 252
17.1.1 Observations . . . 252
17.1.2 Calcul de la sensibilité . . . 253
17.1.3 Cartes . . . 255
17.2 Contraintes d'observabilité . . . 255
17.2.1 Observation de régions OFF . . . 258
17.2.2 Fonds constants . . . 258
17.3 Conclusion . . . 258

VI Etude de la galaxie naine du Sagittaire **261**

18 Les galaxies naines **265**
18.1 Classification des galaxies naines . . . 266
18.1.1 Description . . . 266
18.1.2 Définition . . . 267
18.1.3 Caractéristiques pertinentes . . . 270

18.2 Le rapport Masse / Luminosité . . . 270
18.2.1 Sonder la cinématique des galaxies naines . . . 270
18.2.2 Interprétation des cinématiques . . . 271
18.2.2.1 Les modèles de masse . . . 272
18.2.2.2 Des effets de marée plutôt que la présence de matière noire ? . . . 280
18.2.2.3 Des laboratoires pour la physique au-delà des modèles standard 280
18.2.2.4 Conclusion . . . 281
18.3 Connexion aux observables pour un signal de rayons γ . . . 281

19 Analyses de sources présumées de matière noire avec *H.E.S.S.* 283
19.1 La galaxie naine Canis Major . . . 284
19.1.1 Lots de données . . . 286
19.1.2 Résultats obtenus avec différentes méthodes de reconstruction . . . 286
19.2 La galaxie naine sphéroïdale Carina . . . 286
19.2.1 Lots de données . . . 286
19.2.2 Résultats obtenus avec différentes méthodes de reconstruction . . . 287
19.3 La galaxie naine sphéroïdale Sculptor . . . 289
19.3.1 Lots de données . . . 289
19.3.2 Résultats obtenus avec différentes méthodes de reconstruction . . . 289
19.4 L'amas de galaxies Fornax . . . 289
19.4.1 Lots de données . . . 289
19.4.2 Résultats obtenus avec différentes méthodes de reconstruction . . . 290
19.5 Conclusion . . . 291

20 Observation de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire avec H.E.S.S. 293
20.1 Caractéristiques générales . . . 294
20.2 Analyses et résultats des observations avec H.E.S.S. avant 2010 . . . 294
20.2.1 Précédentes analyses . . . 294
20.2.2 Lots de données . . . 296
20.2.3 Analyses avec différentes méthodes de reconstruction . . . 297
20.2.3.1 Reproduction des résultats . . . 297
20.2.3.2 Combined Cut 2 et Model 3D . . . 298
20.2.3.3 Model++ . . . 299
20.2.3.4 TMV-LAPP . . . 299
20.2.3.5 $Xeff$ . . . 300
20.2.4 Evolution de la significativité en fonction du temps . . . 306
20.2.5 Conclusion . . . 306

Conclusion 309

VII Annexes 311

A Distributions des variables 313
A.1 Corrélation des variables avec l'énergie . . . 313
A.2 Corrélation des variables avec le paramètre d'impact . . . 316
A.3 Corrélation des variables avec la charge pour les photons et les hadrons . . . 321

B Dépendances de l'acceptance **327**
B.1 Angle zénithal 327
B.2 Décalage du pointé de la source par rapport à la position du centre de la caméra 328
B.3 Efficacité optique 329
B.4 Le nombre de télescopes 331
B.5 Autres dépendances 331

Table des figures **333**

Liste des tableaux **339**

Bibliographie **341**

Remerciements **355**

Résumé **357**

Introduction

Depuis la découverte de l'existence des rayons cosmiques au début du XXème siècle, l'étude de ces mystérieuses particules venant du cosmos a permis aux physiciens d'explorer la structure de la matière aux petites échelles, bien avant la construction de gigantesques accélérateurs utilisés en physique des particules. L'étude des rayons cosmiques nous renseigne et nous interroge sur la nature des mécanismes les produisant ainsi que sur leur propagation.

Le début du XXème siècle coïncide également avec les premières découvertes sur l'univers lui-même, grâce aux résultats d'Edwin Hubble qui pose les fondements de la cosmologie actuelle. Quelques années seulement après cette importante avancée, l'astronome Fritz Zwicky observe l'amas de galaxies de Coma et remarque que son potentiel gravitationnel surestime sa masse visible d'un facteur 100,environ. C'est la première indication de la possible existence de matière invisible dans les grandes structures de l'univers. Quelques années plus tard, cette problématique apparaît de nouveau avec les premières mesures des courbes de rotation des galaxies spirales. Dans ce cas encore, le recours à l'introduction d'une forme de matière non-lumineuse s'est imposé. Actuellement, de nombreuses observables convergent pour indiquer qu'une grande partie de la masse de l'univers est non seulement sombre (en ce qu'elle est non lumineuse), mais d'un type inconnu, dit non-baryonique. C'est ce problème, apparaissant dans la combinaison des observations de l'univers sur des échelles de temps et d'espace très variées, que l'on désigne sous le terme de "matière noire".

Aujourd'hui, le modèle cosmologique ΛCDM, ajustant le mieux les observations du fond micro-onde cosmologique, des supernovae de type Ia et des grandes structures de l'univers, présente ce dernier quasiment plat et dominé par l'énergie noire ; la matière y prend en majeure partie la forme de particules non-baryoniques interagissant faiblement : les WIMP. Les candidats proposés par les extensions du Modèle Standard de la physique des particules ont des énergies de plusieurs dizaines de GeV à quelques TeV. La première partie de ce manuscrit introduit les problématiques liées aux rayons cosmiques, la seconde celles de la matière noire.

Dans cette thèse, je m'intéresse à l'observation des rayons γ, sonde indirecte des co-annihilations potentielles. Les flux attendus sont inversement proportionnels au carré de la masse de la particule candidate, à basse énergie l'émission sera plus importante. Je me suis donc concentré sur la méthode d'analyse pour la seconde phase de l'expérience H.E.S.S qui permet d'accéder à la dizaine de GeV. Le système de télescopes H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) est une expérience d'astronomie γ constituée de quatre imageurs Cherenkov atmosphériques observant les rayons γ sur des énergies de 100 GeV à 100 TeV. L'expérience, située en Namibie, scrute le ciel austral depuis 2003. Sa situation est idéale pour cartographier le plan de la galaxie ainsi que pour y découvrir de nombreuses sources. Elle est détaillée dans la troisième partie.

Dans un futur proche, l'ajout d'un cinquième télescope de 28 mètres de diamètre au centre du système existant abaissera le seuil de l'expérience H.E.S.S. d'un ordre de grandeur environ. La quatrième partie de cette thèse explique la méthode d'analyse que j'ai développée pour séparer les γ des hadrons mais aussi pour mesurer l'énergie de ces événements. La reconstruction efficace

de gerbes de basse énergie sans pouvoir bénéficier de la stéréoscopie a nécessité l'introduction de nouvelles techniques de rejet ainsi que l'ajout d'une nouvelle variable de discrimination.

La connaissance du fond diffus γ est une connaissance essentielle dans la recherche d'un signal de matière noire provenant du halo galactique. L'interaction des rayons cosmiques avec la matière du milieu interstellaire produit en autres des γ par désintégration de π_0 qui représentent un fond irréductible pour la recherche d'émission diffuse de faible intensité. La cinquième partie est consacrée à l'étude du fond diffus γ pour lequel un modèle d'émission est calculé analytiquement. Les cartes, réalisées sur plusieurs ordres de grandeur en énergie, sont utilisées en particulier pour H.E.S.S. où les sensibilités sont estimées.

La construction de H.E.S.S. 2 ayant pris du retard, j'ai effectué l'analyse de sources présumées de matière noire dans les données de H.E.S.S. Ce travail constitue la sixième partie de cette thèse. Les galaxies naines sont observées pour leur faible fond astrophysique attendu et pour leur grande quantité de matière noire supposée. Les analyses les plus performantes de la collaboration ont été utilisées : Model ++, Xeff et TMV-LAPP afin d'extraire un signal de basse énergie. Une étude plus approfondie s'est concentrée sur la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire.

Première partie

Les rayons cosmiques et l'astronomie γ

"Les mots peuvent ressembler aux rayons X;
si l'on s'en sert convenablement,
ils transpercent n'importe quoi."

Aldous Huxley

1

"Les rayons cosmiques, une énigme depuis la source [1]"

Contents

1.1 Historique 6
1.2 Propriétés 7
1.2.1 Spectre en énergie 7
1.2.2 Composition et abondances 9
1.2.2.1 Les noyaux 9
1.2.2.2 Les électrons et positons 10
1.2.3 Distribution angulaire 10
1.3 Origine 13
1.3.1 Mécanismes d'accélération 13
1.3.1.1 Mécanisme de Fermi du second ordre 13
1.3.1.2 Mécanisme de Fermi du premier ordre : accélération par onde de choc 15
1.3.2 Les Sources 17

1. Titre d'une conférence donnée à l'Observatoire de Lyon le 27 juin 2009

1.1 Historique

Dès le début du $20^{ème}$ siècle, les physiciens remarquent que leurs électroscopes se déchargent progressivement bien que totalement isolés électriquement et protégés de la lumière. Ce ne peut être l'effet photoélectrique, découvert peu de temps avant. Ils en concluent que la décharge du condensateur est due à la présence d'un rayonnement ionisant de même type que celui émis par l'uranium et provenant de la Terre. Afin de valider l'hypothèse d'une origine tellurique, le père Wulf réalise en 1909 des mesures de vitesse de déchargement d'électroscopes du haut de la Tour Eiffel à 330 mètres. Il constate un phénomène moindre qu'au sol mais supérieur aux attentes.

FIGURE 1.1 – Photographie de Victor Hess et mesures réalisées dans son ballon [154] et [102]. *"Le résultat de ces observations semble être expliqué de la façon la plus simple en supposant qu'un rayonnement extrêmement pénétrant entre dans notre atmosphère par au-dessus !"* (Victor Hess)

S'inspirant de la démarche de Wulf, Victor Hess réalise cette expérience lors de vols en ballon jusqu'à des altitudes de 5000 m entre les années 1911 et 1913, comme illustré figure 1.1. Il constate que loin de diminuer avec l'altitude, la densité de rayonnement ionisant augmente à partir d'une certaine altitude pour atteindre, à l'altitude maximale où il s'élève, près de quatre vingt fois la valeur mesurée au sol. L'origine extra-terrestre du rayonnement vient d'être révélée. La nature de ce rayonnement reste toutefois mystérieuse, balançant entre particules chargées et photons. Ce débat violent entre Milikan et Compton fait même la une du Times le 31 décembre 1932 (figure 1.2). En 1933, des mesures de la densité de rayonnement à différentes latitudes géomagnétiques mettent fin au débat concernant cette nature. La dépendance du rayonnement avec le champ magnétique terrestre démontre que ces particules sont chargées. Une étape supplémentaire est franchie en 1938 par Pierre Auger qui montre que les particules observées au sol sont secondaires et appartiennent à des gerbes atmosphériques générées par des rayons cosmiques d'énergie jamais produite sur accélérateur, pouvant dépasser 10^{15} eV.

C'est à partir de ces découvertes que l'étude des rayons cosmiques prend son envol. Leur exploration nourrit dans un premier temps la recherche en physique des particules. La détection de rayons cosmiques à des énergies non atteignables à l'époque permet l'étude et la confirmation des prédictions des modèles théoriques. Les physiciens des particules se tournent

The New York Times

VOL. LXXXII...No. 27,370. December 31, 1932

MILLIKAN RETORTS HOTLY TO COMPTON IN COSMIC RAY CLASH

Debate of Rival Theorists Brings Drama to Session of Nation's Scientists.

THEIR DATA AT VARIANCE

New Findings of His Ex-Pupil Lead to Thrust by Millikan at 'Less Cautious' Work.

FIGURE 1.2 – "Une" du New York Times du 31 décembre 1932.

vers l'étude des particules générées par les rayons cosmiques interagissant dans l'atmosphère. Les premières briques du modèle standard de la physique des particules sont ainsi découvertes. Dès 1932, la découverte du positon par C. Anderson apporte une confirmation de la théorie de Dirac sur l'existence de l'antimatière. La découverte du muon, des premiers mésons $\pi^{\pm}$ et des premières particules étranges ($\kappa^{\pm}$, Λ, ...) complètent le tableau vers la fin des années 1940. Les accélérateurs de particules prennent ensuite le relais pour la recherche de nouvelles particules. D'autres physiciens se concentrent plus particulièrement sur la recherche de l'origine de ces rayons cosmiques et l'étude des objets astrophysiques associés.

1.2 Propriétés

De manière à mieux connaître l'origine des rayons cosmiques, il importe des mesurer les trois observables à notre disposition :

- l'énergie,
- la nature,
- la direction d'arrivée.

1.2.1 Spectre en énergie

Parmi toutes les caractéristiques du rayonnement cosmique, la plus frappante est certainement son spectre en énergie. Son évolution peut être décrite comme une loi de puissance parfaite en $\frac{dN}{dE} \propto E^{\lambda}$, où λ est l'indice spectral proche de 2.7. Cette extraordinaire régularité s'étend sur au moins 12 ordres de grandeur en énergie, et 32 ordres de grandeur en flux.

Lorsqu'on l'observe de plus près, il contient quelques irrégularités :

- pour les basses énergies, c'est-à-dire en-dessous du GeV, les particules sont corrélées à l'activité solaire [2], comme par exemple les aurores boréales ;

2. On observe une très nette modulation sur une période de 11 ans correspondant au cycle de l'activité solaire.

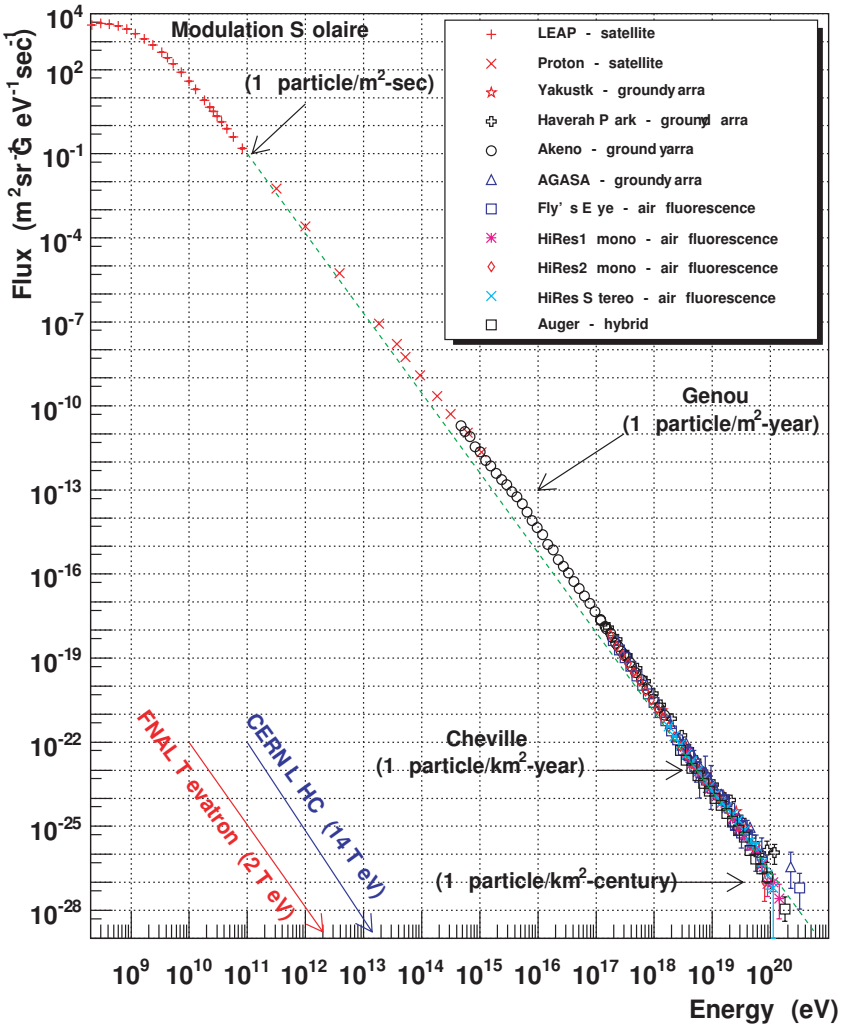


FIGURE 1.3 – Spectre des rayons cosmiques [186]. Cette figure reprend les résultats des expériences LEAP [202], Proton [96], Yakutsk [9], Haverah Park [146], AGASA [175], Fly's Eye [34] et Auger [5].

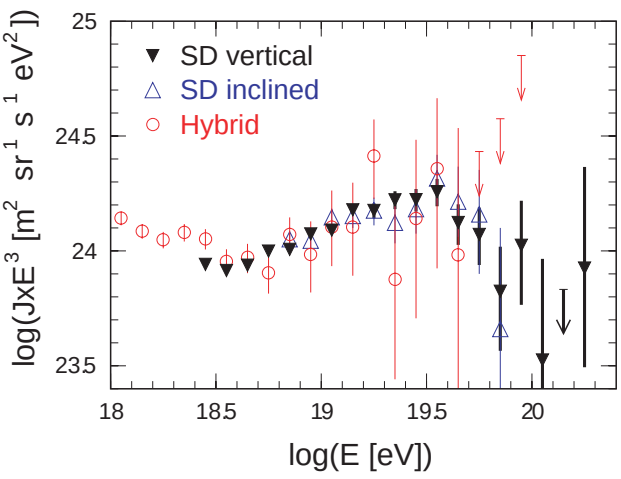


FIGURE 1.4 – Spectre en énergie de la cheville des rayons cosmiques multiplié par E^3 observé par Auger [239]

- la gamme 10 GeV - 10^{15} eV : le spectre suit une loi de puissance d'indice 2.7. L'origine supposée des rayons cosmiques est galactique. Le flux étant important, la détection est directe par des expériences embarquées sur des ballons ou des satellites ce qui permet d'accéder à la nature des particules ;
- vers 3.10^{15} eV, un premier changement de pente s'effectue ; c'est le genou. L'indice vaut alors 3. A partir de ces énergies, une contrainte instrumentale apparaît. Le flux de particules décroissant fortement avec l'énergie, la détection des rayons cosmiques s'effectue de manière indirecte, via les cascades de particules générées dans l'atmosphère ; pour compenser cette faiblesse du flux, la surface des détecteurs est sans cesse croissante ;
- un second genou est observé vers 10^{17} eV, l'indice vaut alors 3.2 ;
- vers 5.10^{18} eV, c'est la *cheville*, la pente semble revenir à 2.7, et le flux a considérablement diminué par rapport au genou puisque nous n'avons plus qu'une particule par km^2 et par an ; la transition entre une origine galactique et extragalactique est prédite par le champ magnétique moyen de la galaxie (5 μG). Lorsque le rayon de giration d'une particule chargée $r_g \propto E/ZB$ est de l'ordre ou supérieur aux dimensions de la galaxie, les particules ne peuvent plus être confinées et s'échappent. Le rayon de la galaxie étant de l'ordre de 10 kpc, au delà de 10^{18} eV - 10^{19} eV, les particules évoluent librement. Cette considération simple est compatible avec la présence de la cheville à ces énergies. La transition entre les deux lois de puissance aurait comme explication naturelle la transition entre des origines galactiques et extragalactiques des rayons cosmiques.
- au-delà de la cheville, vers 5.10^{19} eV, il semble y avoir une remontée du spectre, avec un indice de 2.2. Dans les années 60, Greisen, Zatsepin et Kuzmin ont remarqué que la propagation des rayons cosmiques ultra-énergétiques devait être entravée par la présence du fond de rayonnement cosmologique (CMB [3]) émis par l'univers, lorsqu'il était âgé de seulement 380 000 ans, et qui remplissait uniformément tout l'univers. Les photons du CMB, dont la longeur d'onde est de l'ordre du millimètre, se déplaçent dans le référentiel d'un rayon cosmique avec un facteur de Lorentz de 10^{11}, ils possèdent suffisamment d'énergie pour interagir et produire des pions. Il en résulte une limitation de la distance de propagation à quelques dizaines de Mpc pour les énergies supérieures à 10^{20} eV ainsi qu'une extinction du flux au dessus de 7.10^{19} eV, appelée alors coupure GZK. Des observations de l'expérience Auger, principalement dédiée à cette étude, sont présentées figure 1.4 et confirment cette hypothèse. Le durcissement du spectre au-delà de la cheville s'expliquerait par l'accumulation des protons produits à plus basse énergie lors de cette interaction.

1.2.2 Composition et abondances

1.2.2.1 Les noyaux

Les rayons cosmiques sont composés majoritairement de nucléons (99 %). Parmi ceux-ci, les protons sont majoritaires : 89 %, 10 % de noyaux d'hélium. Le 1 % restant est constitué de noyaux plus lourds ($Z > 2$). Les flux des composantes principales du rayonnement cosmique sont représentés sur la figure 1.5.

La figure 1.6 représente les abondances relatives des différents éléments présents dans le rayonnement cosmique, comparées à celles de notre système solaire. Les deux distributions présentent des pics pour le carbone (C, Z = 6), l'azote (N, Z = 7), l'oxygène (O, Z = 8) et

3. CMB pour Cosmic Microwave Background, en anglais.

le fer (Fe, Z = 26), une composition chimique proche de celle de notre système solaire. Une surabondance est visible pour les noyaux légers : lithium (Li, Z = 3), béryllium (Be, Z = 4) et bore (B, Z = 5) et pour les noyaux avec un nombre atomique juste inférieur au fer, le groupe subFe : du calcium (Ca, Z = 20) au manganèse (Mn, Z = 25). Cette surabondance est le résultat de la spallation (fragmentation) des noyaux dits primaires (Carbone, Azote, Oxygène, Fer...) pendant leur propagation dans le milieu interstellaire, créant ainsi des noyaux secondaires.

Les rapports d'abondances des éléments produits par spallation informent sur la quantité moyenne de matière traversée par les rayons cosmiques (ou grammage). Elle est de l'ordre de 5 g.cm^{-2}. De plus la présence d'isotopes radioactifs formés par spallation permet de contraindre le temps d'échappement des rayons cosmiques. Celui-ci est d'environ 20 millions d'années. A partir du grammage observé, il est également possible d'estimer la densité du milieu dans lequel se propagent les rayons cosmiques. De l'ordre de 0.3 proton.cm^{-3}, elle est inférieure à la valeur moyenne du plan de la galaxie. Elle indique que les rayons cosmiques se déplacent principalement dans le halo de la galaxie.

1.2.2.2 Les électrons et positons

Le spectre des électrons/positons au dessus de l'atmosphère suit également une loi de puissance, mais d'indice spectral de 3,3 comme représenté figure 1.7. Le flux d'électrons/positons est toujours inférieur à celui des protons et le rapport $e^{\pm}/p$ diminue avec l'énergie. Etant chargés et légers, les électrons/positons, de basse énergie (E <10 GeV), sont particulièrement sensibles aux champs créés par les vents solaires et à l'émission synchrotron. On considère que les électrons détectés ont deux provenances :

- Des électrons primaires sont accélérés depuis une "source". Dans ce cas, les électrons, étant soumis à l'émission synchrotron dans le champ galactique, au rayonnenement de freinage, mais également à la diffusion Compton inverse avec les photons mous ambiants, perdent très rapidement leur énergie. Les sources ne peuvent donc pas être à plus de quelques centaines de parsecs ;
- Des électrons secondaires créés par l'interaction de noyaux lors de leur propagation dans la galaxie. Ces derniers sont alors liés aux flux de noyaux cosmiques.

1.2.3 Distribution angulaire

De par la présence de champs magnétiques inhonomogènes dans la galaxie, de l'ordre de 5 μG, les particules perdent leur direction d'origine au cours de leur propagation. Les rayons cosmiques passent leur temps à être diffusés quand leur énergie est inférieure à 10^{17} eV. Ils évoluent dans le halo diffusif de la galaxie bien plus large que le plan de la galaxie. Ce mécanisme est traité dans la partie V pour étudier le fond diffus γ dans le but de contraindre les paramètres de diffusion. Le flux de rayons cosmiques observé au niveau du système solaire en devient isotrope. Seule la gamme des rayons cosmiques de très haute énergie peut être utilisée dans cette optique. Les particules d'énergie supérieure à quelques 10^{19} eV sont peu affectées par les perturbations magnétiques et pointent vers l'objet où elles ont été accélérées. Les flux de particules sont toutefois extrêmement faibles à ces énergies (moins d'une particule par km^2 et par an). La collaboration Auger a annoncé [6] avoir observé une anisotropie des événements observés au delà de 60 EeV[4]. Ils ont révélé une corrélation significative entre les directions

4. 1 EeV = 10^{18} eV.

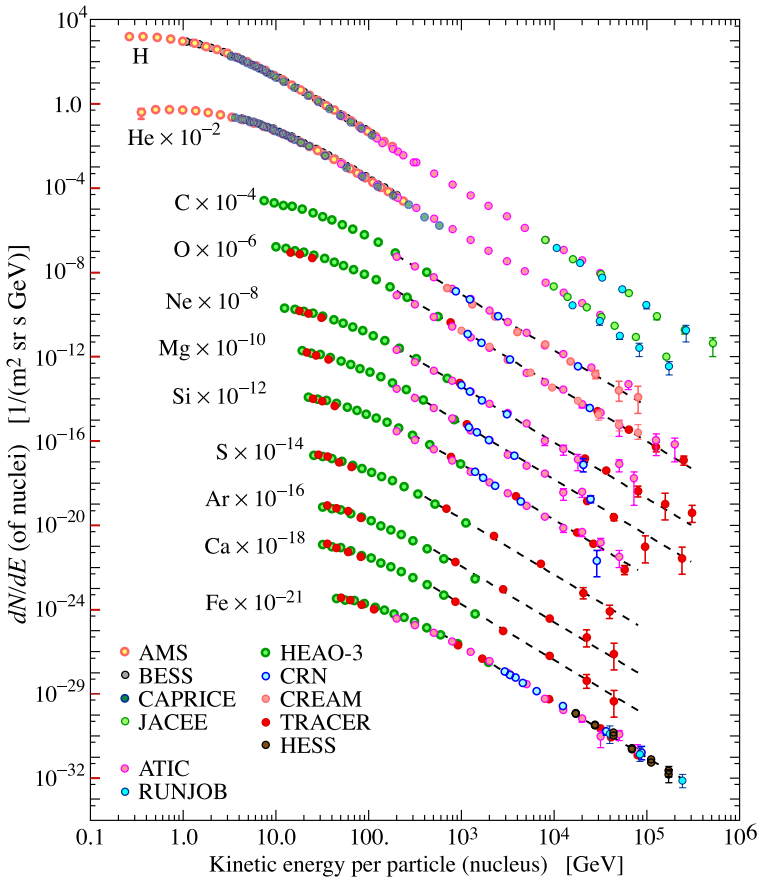


FIGURE 1.5 – Spectres des composantes nucléaires les plus importantes du rayonnement cosmique [21]

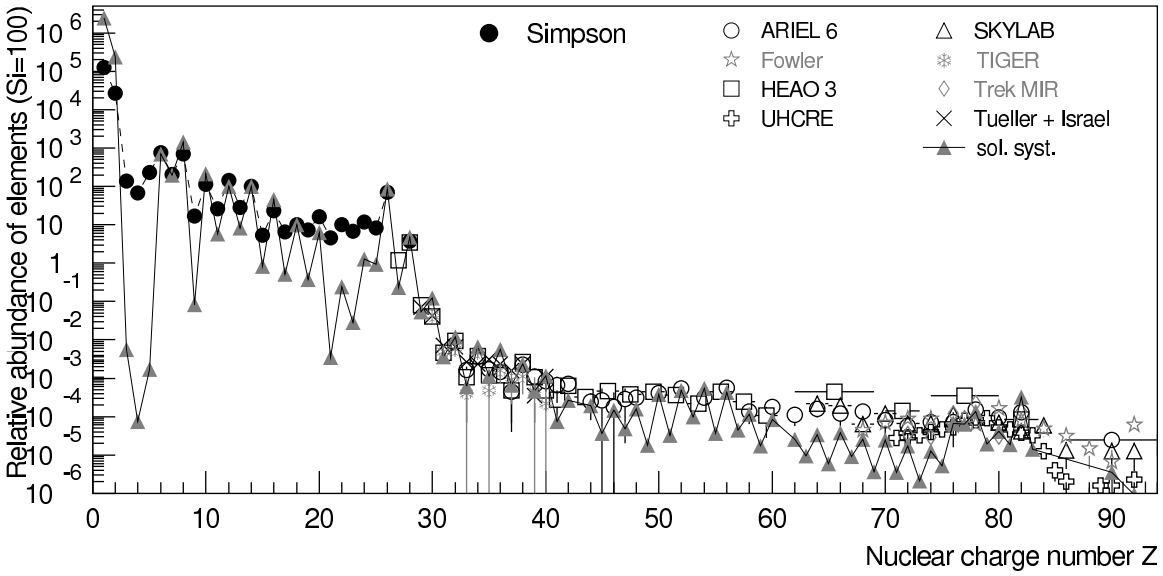


FIGURE 1.6 – Abondance des éléments du rayonnement cosmique en fonction de leur charge Z pour des énergies de 1 GeV/n [111]. Les abondances sont normalisées à Si = 100.

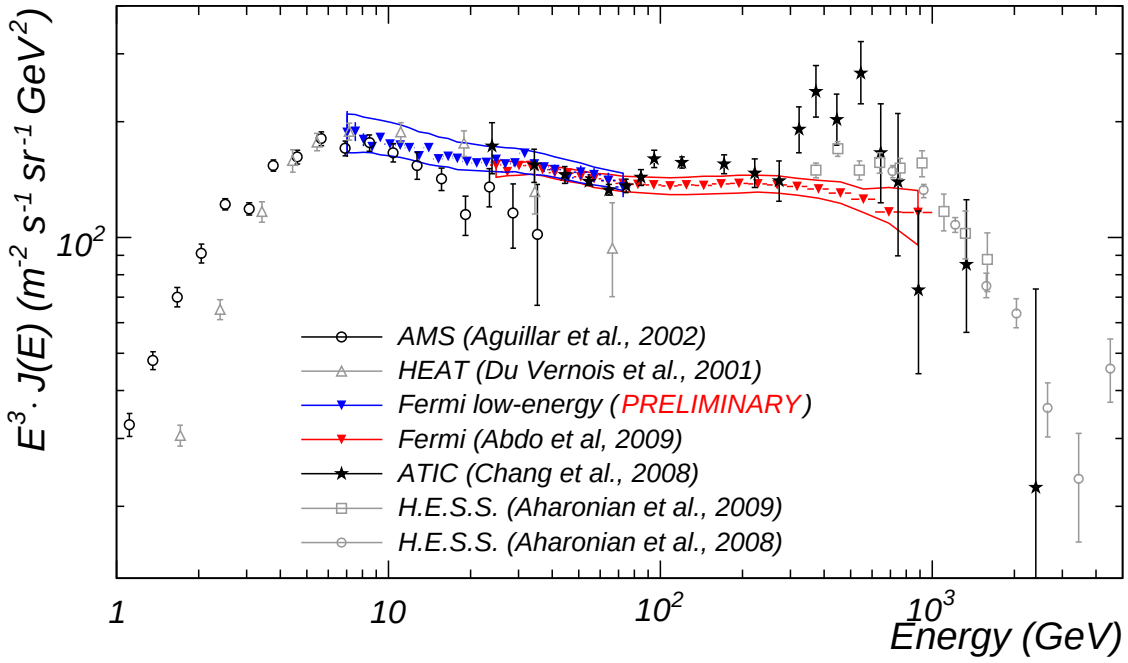


FIGURE 1.7 – Spectre électrons + positons ($e^- + e^+$) [184]

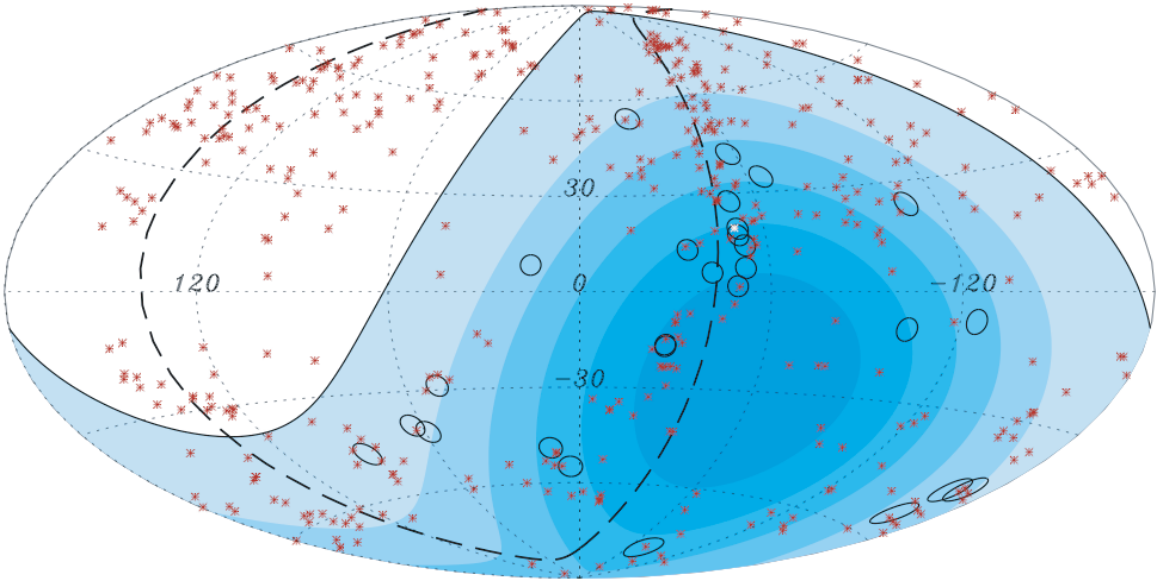


FIGURE 1.8 – Carte des 27 événements observés par Auger au delà de 57 Eev [6]. Les astérisques rouges indiquent la position des AGN du catalogue utilisé. La zone bleue correspond à la couverture du ciel depuis le site de l'observatoire Auger.

des rayons cosmiques les plus énergétiques et la position de noyaux actifs de galaxie proche figure 1.8. La précision de la reconstruction est de l'ordre de 3°.

1.3 Origine

Nous nous focalisons ici sur les sources de rayons cosmiques pour des énergies inférieures au genou ($\sim 10^{15}$ eV) dont l'origine est, vraisemblablement, galactique. Les deux principaux candidats sont les restes de supernovae, candidats d'accélérateurs de hadrons ou de leptons, et les pulsars, comme accélérateurs de leptons [5].

1.3.1 Mécanismes d'accélération

La matière est si raréfiée dans le milieu interstellaire qu'il est impossible de communiquer de l'énergie à une particule par simple "choc" [6]. Une particule pourrait certes gagner de l'énergie en tombant dans un puit de potentiel gravitationnel profond, mais pour participer au rayonnement cosmique ambiant, libre dans le milieu interstellaire, il lui faudrait sortir du puit et abandonner toute l'énergie gagnée. La seule force pouvant agir efficacement pour accélérer une particule est la force de Lorentz, $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$, d'où il découle que l'accélération ne concerne que les particules chargées. Les particules énergétiques neutres, comme les neutrons, les photons ou les neutrinos, sont donc nécessairement des particules secondaires, produites par l'interaction des protons ou des noyaux énergétiques avec le milieu ambiant.

Le milieu interstellaire, constitué de gaz ionisé, est conducteur et exclut de ce fait la création de champs électriques statiques ; seule la création de champs électriques dynamiques est possible. En ce qui concerne les champs magnétiques, ils sont omniprésents dans notre galaxie (voir section 15.3 page 224). Les équations de Maxwell prédisent la création de champs électriques transitoires au travers des variations du champ magnétique : $\vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$. Le changement de réf2rentiel dans le cas relativiste est à l'origine de l'apparition de champs électriques. La transformation de Lorentz appliquée au tenseur électromagnétique fait apparaître un champ électrique $\vec{E} = \gamma\ (\vec{v} \times \vec{B})$. L'interaction effective entre les rayons cosmiques et le champ magnétique est suggérée par le fait que leurs densités d'énergie sont équivalentes dans la galaxie :

$$\epsilon_{\mathrm{RC}} \sim \epsilon_{\mathrm{B}} \sim 1\ eV.cm^{-3} \tag{1.1}$$

Cette équivalence témoigne d'une interaction énergétiquement significative entre ces deux composantes essentielles du milieu interstellaire.

1.3.1.1 Mécanisme de Fermi du second ordre

L'idée originale de Fermi [80] en 1949 est que des particules chargées se propageant dans la galaxie peuvent interagir avec des "nuages magnétiques" présents dans le milieu interstellaire et échanger avec eux de l'énergie. Ces nuages magnétiques sont des nuages de matière relativement denses que l'on rencontre dans la galaxie, et dans lesquels le champ magnétique est significativement plus élevé que dans le reste du milieu interstellaire par conservation du flux magnétique, $\vec{\nabla}.\vec{B} = 0$, lors de leur formation par effrondrement gravitationnel.

5. Les leptons pouvant être accélérés sont chargés, il ne peut donc s'agir de neutrinos.

6. Il sera question d'ondes de choc par la suite, mais il faut bien réaliser qu'il s'agit toujours, dans le milieu interstellaire, de "chocs non collisionnels"

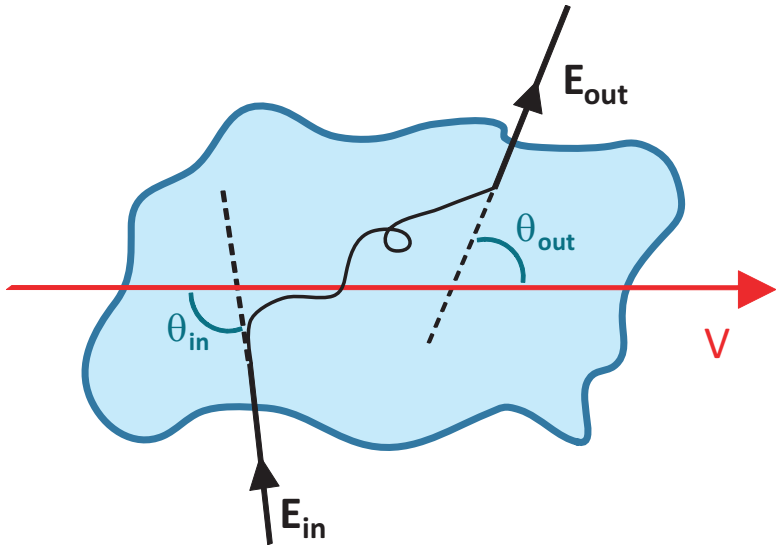


FIGURE 1.9 – Illustration de l'isotropisation des particules au sein du nuage.

Calculons l'accroissement d'énergie de la particule dans le référentiel galactique R_G, dans lequel le nuage magnétique est animé d'une vitesse $\vec{V}$. Dans ce référentiel, la particule a initialement l'énergie E_{in} et dans le référentiel du nuage R'_G une énergie E'_{in} ainsi qu'une vitesse $\vec{v}$ dirigée en direction du nuage. Notons θ_{in} l'angle entre la vitesse de la particule et celle du nuage, comme illustré figure 1.9,

$$E'_{in} = \gamma.E_{in}(1 - \beta.cos(\theta_{in})) \tag{1.2}$$

où :
- $\beta = \frac{V}{c}$
- $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$

La particule est alors déviée par les champs magnétiques du nuage sans modification de son énergie[7] $E'_{in} = E'_{out}$. A sa sortie, avec un angle θ_{out}, un second changement de référentiel permet d'obtenir son énergie E_{out} dans le référentiel galactique :

$$E_{out} = \gamma.E'_{in}(1 + \beta.cos(\theta_{out})) \tag{1.3}$$

L'accroissement d'énergie est donc de :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\beta(cos(\theta_{out}) - cos(\theta_{in})) + \beta^2(1 - cos(\theta_{int})cos(\theta_{out}))}{1 - \beta^2} \tag{1.4}$$

Pour obtenir l'accroissement d'énergie moyen, lors de la rencontre d'une particule avec un nuage magnétique quelconque dans le milieu interstellaire, il ne reste plus qu'à calculer la moyenne du cosinus des angles d'entrée et de sortie. Par hypothèse, la direction des particules est isotropisée dans le nuage, et l'angle de sortie est donc quelconque : $\langle cos\theta_{out} \rangle = 0$. L'angle d'entrée, quant à lui, n'est pas distribué uniformément, puisque la fréquence des collisions dépend de la vitesse relative de la particule et du nuage. En effet, les collisions frontales sont

7. Le travail d'une force magnétique est nul : $W = \vec{F}.\vec{v} = q(\vec{v} \times \vec{B}).\vec{v} = 0$.

plus fréquentes parce que les nuages viennent à la rencontre des particules alors que lors d'un choc fuyant, les particules doivent rattraper les nuages, ce qui prend en moyenne un peu plus de temps :

$$\langle cos(\theta_{in}) \rangle = -\frac{1}{3}\beta \tag{1.5}$$

Les particules acquièrent de ce fait de l'énergie :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \approx \frac{4}{3}\beta^2 \tag{1.6}$$

Ce processus est dit mécanisme d'accélération stochastique de Fermi du deuxième ordre parce que l'accroissement relatif est en β^2. Il est dit stochastique, parce que l'accroissement d'énergie n'est que moyen : certaines particules rencontreront moins souvent des nuages se dirigeant vers elles, et perdront plus d'énergie qu'elles n'en gagnent, tandis que d'autres en gagneront plus que la moyenne. La dépendance en β^2 rend le gain en énergie peu efficace. C'est pourquoi un autre mécanisme a été proposé. Ce mécanisme est toutefois à l'oeuvre même s'il ne contribue pas majoritairement à l'accélération des rayons cosmiques. Le processus peut être accru par les ondes d'Alfvèn qui produisent les mêmes effets que des nuages magnétiques, mais en se déplaçant plus vite, augmentant le facteur β.

Le grand succès de ce mécanisme est de produire naturellement un spectre en loi de puissance conformément aux observations des sources astrophysiques. Lors d'un choc, une particule d'énergie E_0 va obtenir un gain d'énergie tel que $E=E_0(1+\epsilon)$. La probabilité de collision P est dépendante de celle de quitter la zone d'accélération P_{out} : $P=(1-P_{out})$. La probabilité qu'une particule acquière une énergie supérieure à une certaine valeur $E=E_0(1+\epsilon)^n$ est donnée par $P_{>E} = (1-P_e)^n$ (n est le nombre de passages au travers du choc). On en déduit donc la distribution en énergie en loi de puissance pour les particules accélérées :

$$P_{>E} = \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\alpha} \tag{1.7}$$

où $\alpha = -\frac{ln(1-P_e)}{ln(1+\epsilon)}$

1.3.1.2 Mécanisme de Fermi du premier ordre : accélération par onde de choc

L'idée d'un processus de premier ordre a été introduit par Bell [28] à la fin des années 70. Le mécanisme remplace le nuage isolé par un choc plan que les particules peuvent traverser à plusieurs reprises.

Une onde de choc est créée lorsqu'un corps se déplace dans un milieu à une vitesse supérieure à la vitesse du son. Les atomes du milieu ambiant ne peuvent alors pas "évacuer" l'excès de pression provoqué par leur accumulation devant le corps en mouvement, en repoussant les atomes un peu plus en amont [8]. Un front se forme alors à travers lequel les grandeurs physiques sont discontinues, c'est-à-dire varient brutalement sur de très courtes échelles. Ce dernier balaie tout simplement les atomes devant lui.

8. La vitesse à laquelle un excès de pression localisé peut se propager dans le milieu (en mettant en mouvement les atomes voisins de manière cohérente) est précisément la vitesse du son.

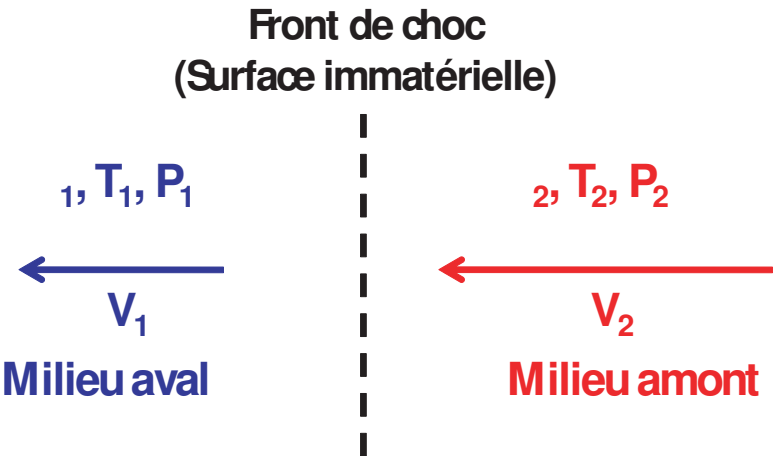


FIGURE 1.10 – Schéma d'une onde de choc se propageant dans un milieu, représentée dans le référentiel du front de choc. Le choc est alors immobile, et c'est le milieu amont qui s'écoule vers le choc, à la vitesse v_1, tandis que le milieu aval s'en éloigne à la vitesse v_2. Les grandeurs physiques subissent des discontinuités à travers la surface immatérielle du choc.

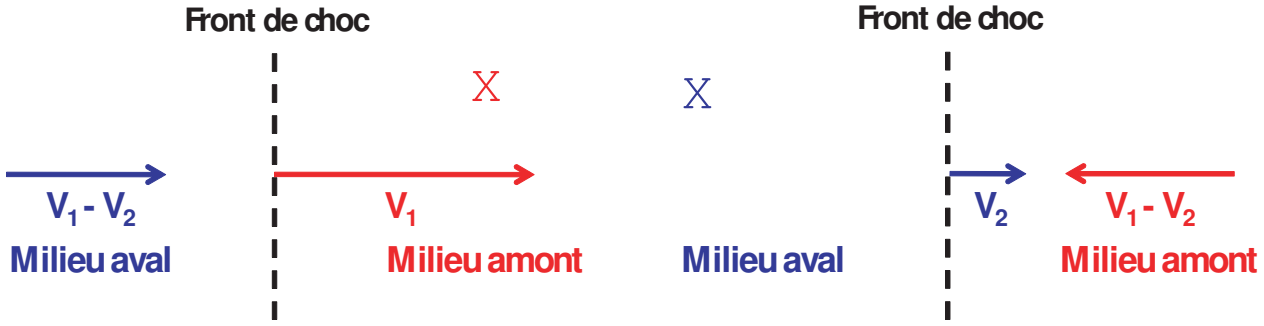


FIGURE 1.11 – Schéma de l'onde de choc représentée dans la figure 1.10, mais vue cette fois dans les référentiels amont (*à gauche*) et aval (*à droite*).

Vue du choc de part et d'autre de la discontinuité

Plaçons-nous dans le référentiel du milieu amont comme illustré figure 1.11 de gauche. Dans ce référentiel, le choc approche à la vitesse v_1, et le milieu aval à la vitesse $\Delta v = v_1 - v_2$. Les particules traversant le choc de l'amont à l'aval voient donc venir à elles un "mur magnétique" à la vitesse d'ensemble Δv. Ayant traversé le choc, les particules interagissent avec les ondes plasma du milieu aval, et s'isotropisent dans ce milieu.

Plaçons-nous maintenant dans le référentiel du milieu aval, comme illustré figure 1.11 de droite. Cette fois, le choc s'éloigne à la vitesse v_2, et le milieu amont se rapproche, toujours à la vitesse $\Delta v = v_2 - v_1$. En retraversant le choc, les particules voient donc à nouveau venir à elles un "mur magnétique". Ainsi, la discontinuité de vitesse du choc se traduit, pour les particules, par l'établissement d'un flot convergent de matière magnétisée.

Nous constatons alors que les particules traversant et retraversant le choc effectuent constamment des collisions frontales, dans lesquelles elles gagnent de l'énergie. Cette propriété implique que le gain d'énergie moyen n'est plus du second ordre, mais du premier ordre en Δ v/c.

Il est maintenant possible de reprendre le calcul de la section précédente en considérant qu'il n'y a que des chocs frontaux. Ainsi,

$$\langle cos(\theta_{in})\rangle = \langle cos(\theta_{out})\rangle = -\frac{2}{3} \tag{1.8}$$

On obtient maintenant,

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3}\frac{r-1}{r}\frac{V_{choc}}{c} \tag{1.9}$$

où :
– $V_{choc} = v_1$;
– $r = P_2/P_1$ est le rapport de compression.

La distribution s'exprime alors :

$$N(E) = (x-1)\frac{N_0}{E_0}\left(\frac{E}{E_0}\right)^{-x} \quad où\ x = \frac{r+2}{r-1} \tag{1.10}$$

Le spectre en loi de puissance ne dépend ici plus que du rapport de compression r. Dans le cas d'un choc fort r≈4 (valeur maximale), l'indice spectral est alors de 2 (valeur minimale).

1.3.2 Les Sources

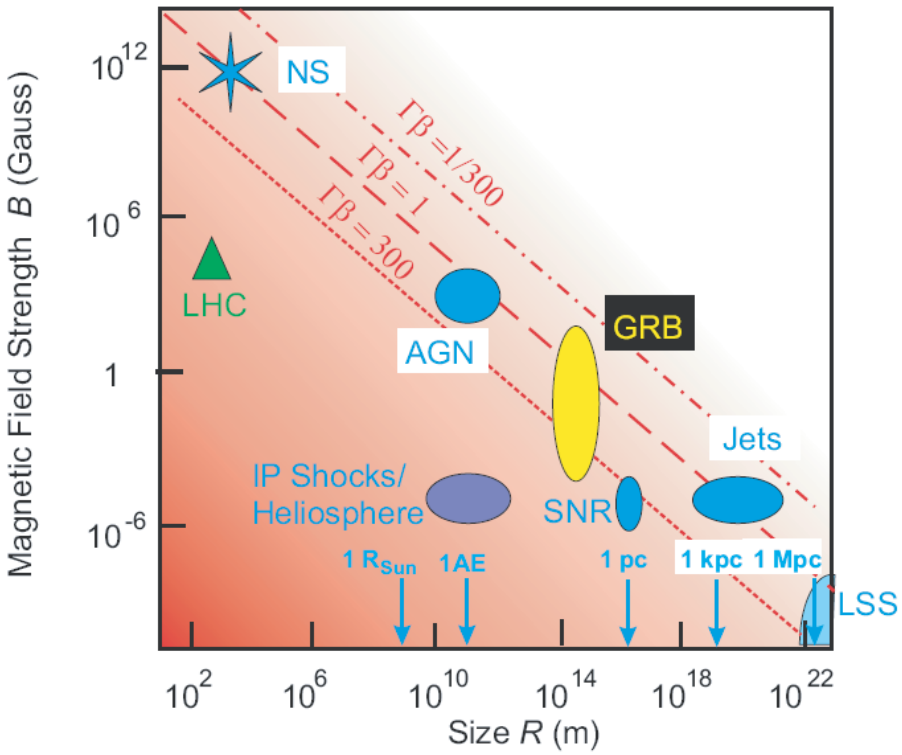


FIGURE 1.12 – Diagramme de Hillas [7]

Si l'ensemble des mécanismes d'accélération ne sont pas encore bien compris, plusieurs sources ont été identifiées comme étant à l'origine des rayons cosmiques. La figure 1.12 présente

une liste des principaux types de sources accélératrices. L'énergie maximale des particules accélérées y est exprimée en fonction du rayon de giration R et de l'intensité du champ magnétique B, principales caractéristiques. Il existe une relation simple [104] donnant l'énergie maximale d'une particule de charge Ze provenant d'un milieu de taille caractéristique L :

$$E_{max} = \beta.Z.B.L \approx \beta.Z.\left(\frac{B}{1\mu G}\right).\left(\frac{L}{1pc}\right).\left(\frac{E}{10^{15}eV}\right) \tag{1.11}$$

"Ce qui est visible ouvre nos yeux sur l'invisible."

Anaxagore

2 L'astronomie γ

Contents

2.1 Mécanisme de production 20
2.1.1 Rayonnement synchrotron 21
2.1.2 Processus Compton-inverse 21
2.1.3 Rayonnement de freinage (dit Bremsstrahlung) 22
2.1.4 Désintégration des pions 22
2.1.5 Annihilation des particules de matière noire 22
2.2 Les sources γ 23
2.2.1 Les sources galactiques 23
2.2.1.1 Les restes de Supernovae 23
2.2.1.2 Les pulsars 23
2.2.1.3 Les plérions 23
2.2.1.4 Les systèmes binaires 24
2.2.2 Les sources extragalactiques 24
2.2.2.1 Les Noyaux Actifs de Galaxies 24
2.2.2.2 Les sursauts γ 24
2.3 Les détecteurs de l'astronomie γ 24
2.3.1 La détection sur satellite : pour des γ de 10 MeV à 100 GeV 25
2.3.2 Les détecteurs au sol : pour des γ au delà de 30 GeV 26
2.3.2.1 Les détecteurs de particules chargées 27
2.3.2.2 Les détecteurs Cherenkov atmosphériques 28

On désigne par astronomie γ l'étude des photons d'énergie supérieure à 100 keV. Cette borne inférieure est conventionnelle car la détection des γ mous et des X durs relève des mêmes techniques. Quant à la borne supérieure, elle est aussi difficile à placer ; on peut la fixer provisoirement à environ 100 TeV, énergie maximale des photons γ actuellement détectés et identifiés. Elle est même parfois fixée à 10^{20} eV, la plus haute énergie détectée pour les rayons cosmiques. En effet, l'interaction des protons avec les gaz et nuages moléculaires les entourant devrait conduire à la production de photons d'énergie comparable. Néanmoins, même en se limitant à l'intervalle [100 keV - 100 TeV], le domaine couvre neuf ordres de grandeur en énergie, soit quasiment autant que tout le reste de l'astronomie, allant des ondes radio jusqu'aux rayons X durs (onze ordres de grandeurs).

En raison de cette vaste étendue, on comprend bien que les méthodes de détection et la sensibilité des différents instruments varient grandement selon la gamme d'énergie considérée. Ainsi, trois divisions distinctes peuvent être introduites en se basant sur les techniques de détection des photons γ :

- domaine de "basse énergie" jusqu'à 30 MeV, où la détection repose sur l'effet photoélectrique ou l'effet Compton,
- domaine de "haute énergie" : de 30 MeV à 30 GeV, où le photon est converti en paires électron-positon dans un traceur,
- domaine de "très haute énergie" : au-dessus de 30 GeV, où les photons sont détectés depuis le sol (où les détecteurs offrent de très grandes surfaces effectives de détection) grâce aux gerbes électromagnétiques qu'ils créent en entrant dans l'atmosphère.

Quatre principaux sujets d'étude motivent l'observation des rayons γ au-dessus de 30 MeV : la détermination de l'origine des rayons cosmiques et l'étude des mécanismes d'accélération, la modélisation des sources astrophysiques, la cosmologie et enfin la recherche indirecte de nouvelle physique et en particulier la matière noire.

2.1 Mécanisme de production

L'astronomie γ est l'étude des photons appartenant à la gamme la plus extrême des longueurs d'onde du spectre électromagnétique. Ceux-ci sont produits par l'interaction de particules ultra-relativistes avec le milieu rencontré pendant leur propagation selon différents mécanismes :

- Le rayonnement synchrotron : les particules chargées en mouvement dans un champ électromagnétique subissent la force de Lorentz et perdent leur énergie par rayonnement.
- Le processus Inverse Compton : les particules chargées peuvent diffuser élastiquement sur les photons du milieu ambiant, transférant une partie de leur énergie au photon.
- Le rayonnement de freinage (ou Bremsstrahlung) : les particules chargées peuvent également interagir avec le champ coulombien d'un atome émettant alors un photon.
- La désintégration des pions : les collisions inélastiques entre les protons du rayonnement cosmiques et les noyaux du milieu interstellaire produisent des gerbes hadroniques constituées de nombreux pions. Les pions neutres se désintègrent quasi-exclusivement en deux photons.
- Des processus exotiques : l'annihilation des particules de matière noire pourrait conduire à l'émission de raies, dans le spectre en énergie des photons, mais aussi à un continuum dû à la désintégration de particules secondaires.

2.1.1 Rayonnement synchrotron

Les particules chargées se déplaçant dans un champ électromagnétique subissent la force de Lorentz et perdent leur énergie par rayonnement. L'énergie caractéristique $E^{synchrotron}$ de l'émission synchrotron d'une particule chargée de masse m et d'énergie E dans un champ magnétique $\vec{B}$ s'exprime [90] :

$$E^{synchrotron} = 3\mu_B \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 B.sin\ \theta \tag{2.1}$$

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

Et pour un électron :

$$E_{e^-}^{synchrotron} \approx 0.67 \left(\frac{E_{e^-}}{1\ TeV}\right)^2 \left(\frac{B}{1\ \mu G}\right) sin\ \alpha\ [eV] \tag{2.2}$$

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

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

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 μGauss). 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 (α - 1)/2 [35].

2.1.2 Processus Compton-inverse

Les particules chargées de haute énergie peuvent diffuser de manière élastique sur les photons du milieu ambiant de plus basse énergie. Dans ce processus Compton-inverse, une partie de l'énergie d'une particule est transférée au photon qui peut alors atteindre des énergies de l'ordre du TeV. Ces γ trouvent leur origine dans le fond diffus cosmologique (ou CMB, rayonnement de corps noir à 2,7 K), dans le fond infrarouge (dû aux poussières dans le plan galactique et équivalant à un rayonnement de corps noir à 25 K), dans le rayonnement stellaire (rayonnement à 5000 K), voire le rayonnement synchrotron de la particule elle-même (on parle alors de processus auto-Compton). L'énergie caractéristique du photon diffusé, dans le régime de Thompson, est de l'ordre de [35] :

$$E'_\gamma \sim \gamma^2 E_\gamma \tag{2.3}$$

où γ est le facteur de Lorentz de la particule chargée incidente et E_γ l'énergie initiale du photon. Les pertes d'énergie sont proportionnelles à $N.E_\gamma.E^2.m^{-2}$ où N est la densité de photons, m la masse des particules chargées et E son énergie.

La diffusion d'électrons de 100 TeV permet donc de produire des γ de 1 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 $\gamma\bar{h}\omega \sim m_{e^-}.c^2$ (où $\gamma\bar{h}\omega$ 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 une loi de puissance d'indice spectral $(\alpha + 1)/2$.

2.1.3 Rayonnement de freinage (dit Bremsstrahlung)

Les électrons peuvent perdre une fraction importante de leur énergie au travers du rayonnement de freinage, dit Bremsstrahlung [154]. Lors de leur propagation, ils peuvent interagir avec le champ coulombien des noyaux du milieu interstellaire et ralentir en émettant un photon dont l'énergie peut être comparable à celle de l'électron. Cet effet dépend de l'ionisation du milieu interstellaire. Dans le cas d'un milieu neutre, la charge des noyaux est en effet écrantée par le nuage électronique. Une particule chargée d'énergie E émet alors des photons dont l'énergie est en moyenne E/3 [35]. Des électrons ou des protons de 10^{13} eV peuvent donc donner lieu à la production de γ de 1 TeV par rayonnement de freinage. L'efficacité de ce processus dépend de la densité du milieu en noyaux et en particules chargées.

2.1.4 Désintégration des pions

Pour le proton, les processus électromagnétiques précédents sont peu efficaces à cause du rapport des masses entre le proton et l'électron. Pour expliquer la perte d'énergie des protons et des noyaux atomiques, il faut faire appel aux interactions hadroniques. Lors de collisions entre protons et noyaux, des particules secondaires sont créées et notamment des mésons π^+, π^-, π^0. Ces derniers se désintègrent rapidement et majoritairement sous la forme de 2 γ (avec une probabilité supérieure à 98 %). Ainsi des sources accélérant des protons jusqu'à une centaine de TeV peuvent également émettre en γ. La section efficace proton-proton est par ailleurs très peu dépendante de l'énergie du proton dans la gamme en énergie du TeV. Cette propriété a pour conséquence que le spectre en énergie des photons émis lors de collisions hadroniques suit une loi de puissance de même indice que celle des protons. L'efficacité de ce processus est directement liée à la densité des noyaux atomiques utilisés comme cible. Les sources idéales pour ce processus sont les restes de supernovae (extension de la coquille dans un milieu dense), et les nuages moléculaires. Ce processus est décrit plus en détail dans le chapitre 16.1 page 228.

2.1.5 Annihilation des particules de matière noire

Un mécanisme plus exotique de création de photons γ de haute énergie est l'annihilation de particules constituant la matière noire, voir chapitre 4 page 49. La matière baryonique ne constitue qu'une petite fraction du contenu en matière de l'univers 17,1 % [127]. Les 82,9 % restants sont généralement attribués à des particules massives interagissant faiblement (WIMP, pour Weakly Interacting Massive Particles). L'annihilation de deux WIMP formerait des jets

de particules dans lesquelles des γ peuvent être produits. De manière générale, l'annihilation de deux WIMP peut conduire à :

- l'émission d'un continuum issu de 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 WIMP.
- l'émission de raies caractéristiques dans des processus de type $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$ ou $\chi\chi \rightarrow \gamma$Z, conduisant à des raies spectrales caractéristiques de la masse du neutralino.

La matière noire est principalement recherchée dans les régions proches où la matière peut être accumulée par gravitation : au centre même de notre galaxie ou dans les galaxies naines en rotation autour de la Voie Lactée. Le chapitre 4 page 49 décrit plus en détail ces processus de production de γ issus de l'annihilation de WIMP, pour différents modèles de physique des particules.

2.2 Les sources γ

2.2.1 Les sources galactiques

2.2.1.1 Les restes de Supernovae

Les explosions de supernovae de type Ib et II résultent de l'effondrement du coeur d'une étoile massive avec production d'une onde de choc qui déclenche les réactions nucléaires et disperse les couches supérieures de l'astre. Ensuite, l'expansion de la matière ralentit et une fraction de l'énergie est mise au service de mécanismes aptes à accélérer les rayons cosmiques jusqu'à une centaine de TeV. Les restes de supenovae en coquille sont généralement considérés comme les sites d'accélération des rayons cosmiques galactiques. Ils sont donc des sources potentielles d'émission γ à travers les processus hadroniques.

2.2.1.2 Les pulsars

Le cadavre de l'étoile explosant en supernova peut-être un pulsar[1], une étoile à neutrons en rotation rapide. Les étoiles à neutrons possèdent une densité voisine de la densité nucléaire (environ 10^{15} kg.cm^{-3}), et concentrent une masse d'environ 1.4 $M_\odot$ (masse de Chandrasekhar) dans une sphère d'un rayon de 10 kilomètres environ. La période de rotation de ces objets est très courte : de quelques millisecondes à quelques secondes. En rotation rapide (par conservation du moment cinétique lors de l'effondrement), elles se caractérisent par un champ magnétique très élevé dont l'axe n'est généralement pas aligné avec l'axe de rotation. Le densité d'énergie magnétique est si élevée que des paires électron-positon se créent spontanément, ces deux particules sont ensuite accélérées au niveau de la magnétosphère.

2.2.1.3 Les plérions

Certains pulsars sont associés à des restes de supernovae présentant un rayonnement synchrotron intense à l'intérieur d'une nébuleuse. Ce phénomène est expliqué par l'émission d'un vent de paires électron/positon par l'étoile à neutrons. Ce vent crée une (seconde) onde de choc, à l'intérieur même de la coquille, qui accélère les électrons/positons à très haute énergie. Un

1. Il peut également s'agir d'un trou noir ou d'une étoile à neutrons.

exemple célèbre de plérion est la nébuleuse du Crabe, première source mise en évidence au TeV. Le Crabe joue un rôle très important en astronomie γ parce que son flux semble stable : il sert donc à étalonner les différents détecteurs γ.

2.2.1.4 Les systèmes binaires

Les systèmes binaires sont constitués d'une étoile en rotation autour d'une étoile à neutrons ou d'un trou noir dont l'attraction serait suffisamment forte pour attirer la matière de son compagnon. Pour évacuer le moment cinétique de la matière en accrétion, un jet se forme de part et d'autre du disque. Les particules sont confinées dans ce jet et accélèrées, une émission γ y est attendue.

2.2.2 Les sources extragalactiques

2.2.2.1 Les Noyaux Actifs de Galaxies

Au centre des galaxies les plus massives se situe généralement un trou noir extrêmement massif (plusieurs millions de masses solaires). Si la plupart sont discrets, ne se signalant que par les perturbations gravitationnelles, d'autres le sont beaucoup moins : il s'agit des Noyaux Actifs de Galaxie (AGN pour Active Galactic Nucleus en anglais). Le trou noir attire la matière environnante qui forme un disque d'accrétion et émet des jets des particules relativistes suivant des directions privilégiées. La majorité des AGN observés en astronomie γ sont des blazars, pour lesquels le jet de particules fait un angle relativement faible par rapport à l'axe de visée. Une caractéristique commune à beaucoup de blazars est leur forte variabilité, qui peut être corrélée à leur émission dans d'autres longueurs d'ondes. L'instrument H.E.S.S. a par exemple observé le blazar PKS 2155-304 qui a montré de fortes variabilités en 2006 [14].

2.2.2.2 Les sursauts γ

Un sursaut γ est une émission courte, de quelques millisecondes à plusieurs centaines de secondes), très intense en rayons γ. Ils ont été découverts par les satellites VELA, initialement conçus pour observer les émissions liées aux essais nucléaires atmosphériques. Les observations en optique ont permis de mesurer le décalage vers le rouge de ces objets, favorisant une origine cosmologique. L'imageur Cherenkov MAGIC a été conçu 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. Aucun sursaut γ n'a encore été déctecté avec MAGIC.

2.3 Les détecteurs de l'astronomie γ

Au-delà de 100 keV, il devient très difficile de focaliser les photons γ, les longueurs d'onde étant inférieures aux distances interatomiques. Pour pouvoir détecter de tels événements on a alors recours soit à des méthodes de physique des particules utilisées par les expériences sur accélérateurs soit, en dessous du MeV, à la technique des masques codés. Ce chapitre se concentre sur les énergies dans les domaines du GeV et du TeV.

L'atmosphère terrestre est opaque aux photons γ. Pour arriver au sol, un photon doit traverser 28 longueurs de radiation[2]. Détecter directement les photons de haute énergie nécessite donc d'avoir recours à des détecteurs en ballons ou en satellites.

Nous avons vu que le spectre des sources mesurées à ces énergies se décrit par des lois de puissance $d\phi/dE \propto E^{-\lambda}$ où λ est l'indice spectral de l'ordre de 2. La surface de collection des satellites, de l'ordre du m^2, est alors trop faible pour pouvoir posséder une sensibilité suffisante aux très hautes énergies. La solution est de réaliser des détecteurs comportant de très grandes surfaces de collection, instruments qu'on ne peut installer qu'au sol, en utilisant l'atmosphère terrestre comme partie intégrante du détecteur.

Les divers instruments sont caractérisés par trois paramètres fondamentaux :

- Leur résolution angulaire qui détermine la précision avec laquelle une source d'émission γ va être reconstruite par le détecteur ; elle permet l'identification de contreparties dans d'autres longueurs d'onde et l'étude de la morphologie des sources ;
- Leur résolution spectrale Δ E / E, importante pour déterminer précisément les spectres dans le domaine et contraindre les mécanismes d'accélération des particules. Pour la détection indirecte de matière noire, la résolution énergétique est importante pour détecter les raies d'annihilation comme pour déterminer l'énergie de coupure.
- Leur surface efficace de détection qui contraint le flux minimal détectable par l'instrument.
- Son champ de vue nécessaire pour l'étude d'objets étendus tels que les restes de supernovae.

2.3.1 La détection sur satellite : pour des γ de 10 MeV à 100 GeV

Les télescopes γ de haute énergie embarqués sur satellites tels que EGRET, FERMI (anciennement GLAST, représenté sur la figure 2.1), observent les γ de quelques MeV à une centaine de GeV. Ils sont constitués de plusieurs sous-détecteurs utilisant ou mettant en oeuvre les techniques de la physique des particules : un trajectographe, un calorimètre électromagnétique et un bouclier anti-coïncidence.

Le trajectographe est constitué de plusieurs plans d'un matériau dense qui convertit un γ incident en paire e^+/e^-. Entre ces plans sont intercaés des dispositifs de détection permettant de reconstruire la trajectoire des particules chargées, afin de remonter à la direction du γ incident. Le trajectographe d'EGRET était une chambre à étincelles nécessitant du gaz pour fonctionner ce qui limitait les performances du détecteur, notamment en termes de temps mort. Le trajectographe de FERMI est constitué de pistes de silicium et sont plus performant.

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

En orbite, le flux de rayons cosmiques chargés étant approximativement 10 000 fois plus intense que le flux de γ, il faut un dispositif permettant d'éliminer efficacement le bruit de fond. Un bouclier anti-coïncidence, fait d'une surface détectrice mince d'un matériau scintillant, est placé tout autour du trajectographe. Il permet de détecter les particules chargées traversant l'instrument et de limiter efficacement les déclenchements sur le bruit de fond.

2. La longueur de radiation est la distance moyenne pendant laquelle un électron de haute énergie ne conserve que 1/e de son énergie par rayonnement de freinage.

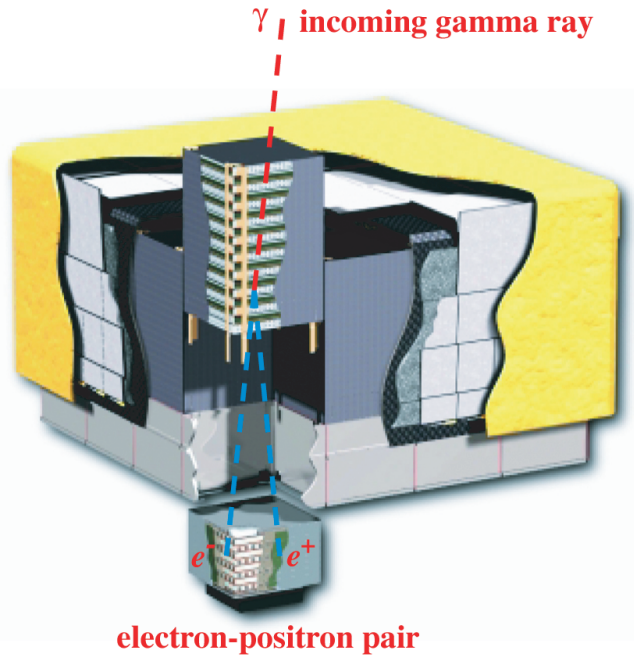


FIGURE 2.1 – Illustration de détecteur FERMI [23].

Instrument	EGRET (1991-2000)	Fermi(2008-)
Domaine en énergie	30 MeV - 30 GeV	100 MeV - 300 GeV
Résolution angulaire	6° (100 MeV) 0,5° (10 GeV)	3,5° (100 MeV) 0,1° (10 GeV)
Résolution en énergie	12% (100 MeV) 8% (1 GeV)	9% (100 MeV) 5% (1 GeV)
Surface effective	1000 cm^2	10000 cm^2
Champ de vue	0,6 sr	2,4 sr
Flux minimal (E>100 MeV) (E>1 GeV)	$5,4 \times 10^{-8} cm^{-2} s^{-1}$ $1,2 \times 10^{-8} cm^{-2} s^{-1}$	$1,5 \times 10^{-9} cm^{-2} s^{-1}$ $1,5 \times 10^{-9} cm^{-2} s^{-1}$
Temps mort	0,1 s	100 μs

TABLE 2.1 – Comparaison des performances d'EGRET et de FERMI

2.3.2 Les détecteurs au sol : pour des γ au delà de 30 GeV

Les flux de γ d'énergie supérieure à 100 GeV environ sont insuffisants pour être détectés par satellite : les surfaces de collection de quelques mètres carré qui les caractérisent sont trop faibles.

La détection au sol des gerbes de γ de très haute énergie relève d'une problématique différente de celle que nous venons de voir avec les satellites. En effet, dans ce cas, nous sommes confrontés à un nouveau défi : séparer le signal γ du bruit de fond énorme créé par les gerbes de rayons cosmiques chargés. Il a fallu attendre les années 80 pour disposer de détecteurs capables d'accéder aux premiers signaux γ.

Parmi les différentes techniques employées au sol, on distingue deux grandes classes différentes de détecteurs : les détecteurs de particules chargées et les télescopes à effet Cherenkov.

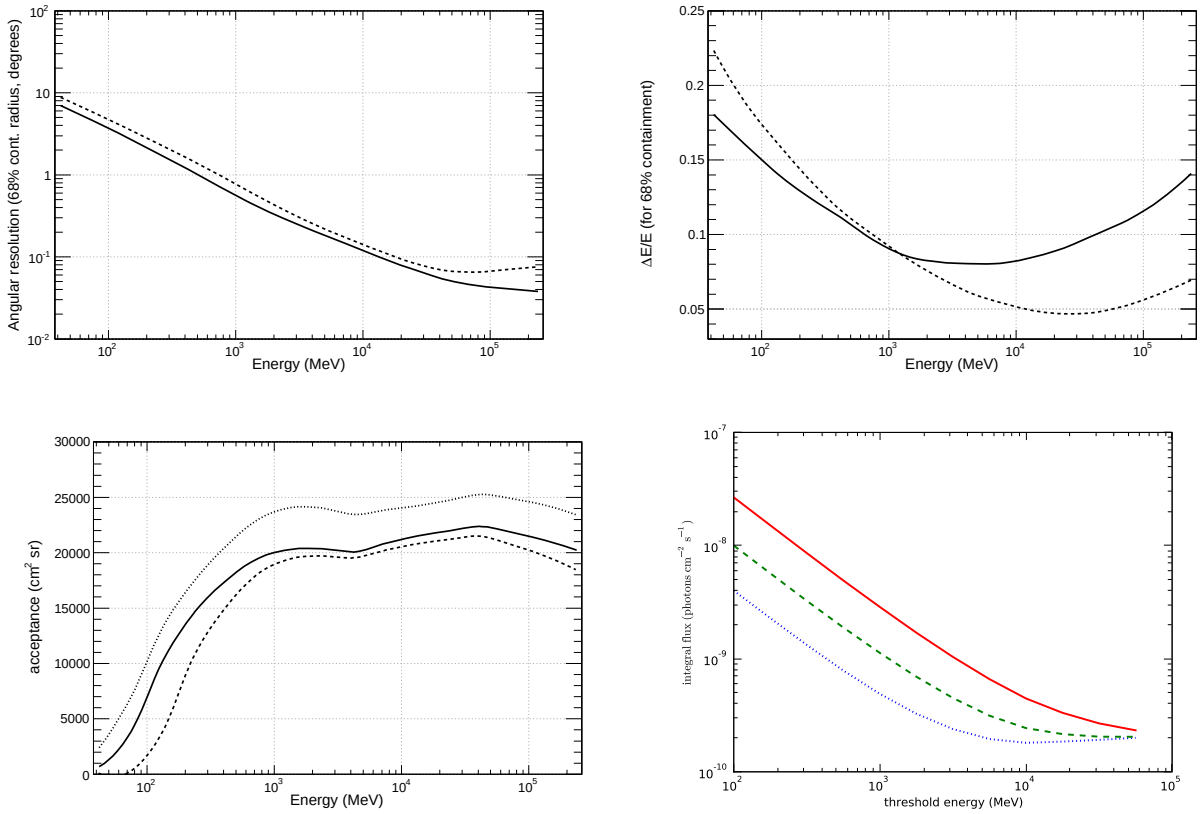


FIGURE 2.2 – Performances du satellite FERMI [23].
Le graphique *en haut à gauche* représente la résolution angulaire, définie comme le rayon contenant 68 % des événements, celui *en haut à droite* correspond à la résolution en énergie. Le trait plein correspond à une incidence normale, le trait en pointillés à une incidence de 60° du photon. Le graphique *en bas à gauche* correspond à l'acceptance.
La sensibilité *en bas à droite* de FERMI est représentée en trait plein rouge, pour une détection à 5 σ de la source avec un indice spectral de -2.0 en 1 an d'observation. La sensibilité est en vert et en pointillés, le fond est en points bleus.

Elles sont toutes deux basées sur le même principe : une gerbe produite par un γ incident se développe dans un milieu donné (atmosphère ou eau). Cette gerbe est alors constituée de particules chargées ultra-relativistes susceptibles d'émettre de la lumière Cherenkov.

2.3.2.1 Les détecteurs de particules chargées

Les détecteurs de particules chargées ont l'avantage de disposer de grands champs de vue ($\sim$ 2 sr), et de fonctionner jour et nuit. Cependant, ils fonctionnent avec un seuil en énergie plus élevé ($>$ 1 TeV) que celui des détecteurs optiques car les particules secondaires doivent atteindre le sol. Ils n'ont accès qu'à une information dégradée : les particules de la fin de gerbe. Enfin, ils ont l'inconvénient d'avoir une résolution angulaire moyenne ($\sim 0.8°$) et un facteur de rejet des hadrons relativement bas entraînant par ce biais des durées très longues d'observation pour obtenir un signal significatif. La figure 2.3 représente le détecteur MILAGRO [171] situé aux Etats-Unis.

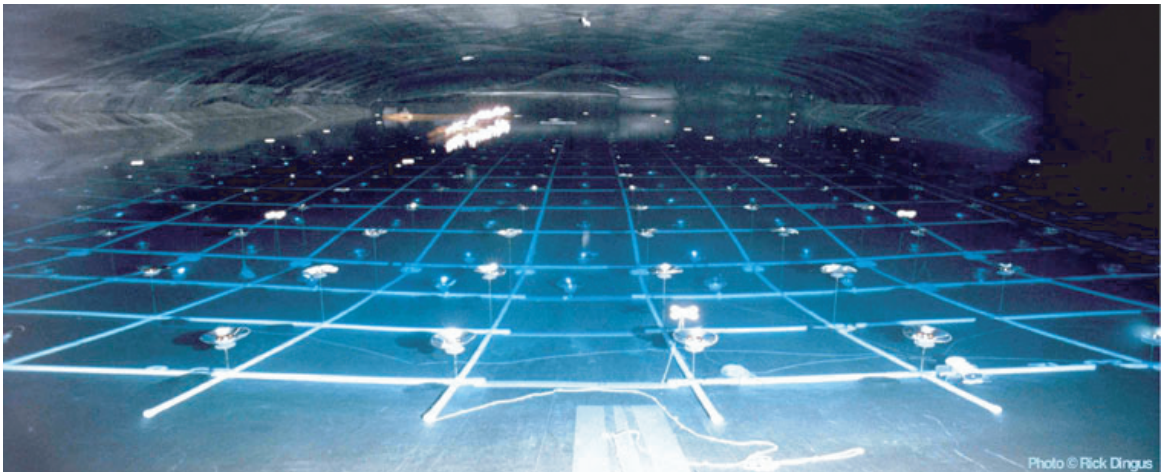


FIGURE 2.3 – Illustration de l'expérience MILAGRO [171].

2.3.2.2 Les détecteurs Cherenkov atmosphériques

Deux techniques au sol sont utilisées pour détecter les photons émis par effet Cherenkov : 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.

Echantillonnage spatio-temporel du front Cherenkov

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

Les premiers détecteurs utilisant cette technique étaient THEMISTOCLE [11] et ASGAT [12]. La seconde génération, composée de CELESTE [3] et CACTUS [4], a couvert le domaine en énergie entre 30 et 300 GeV qui sépare les expériences en satellite et les expériences d'imagerie Cherenkov. Le principal problème lié à cette technique de détection est le faible rejet du bruit de fond hadronique, qui limite sa sensibilité. La figure 2.4 représente CELESTE [63], une ancienne centrale solaire reconvertie en détecteur Cherenkov.

L'imagerie Cherenkov

L'imagerie Cherenkov atmosphérique consiste à former l'image de la gerbe de particules, en lumière Cherenkov, dans le plan focal d'un miroir de grande taille. Le détecteur est une caméra à grains fins permettant d'intégrer un minimum de bruit de fond de ciel. L'observatoire WHIPPLE, situé en Arizona, a fourni les premiers résultats à partir de cette technique avec

3. CELESTE : CErenkov Low Energy Sampling and Timing Experiment.
4. CACTUS : Converted Atmospheric Cherenkov Telescope Using Solar-II.

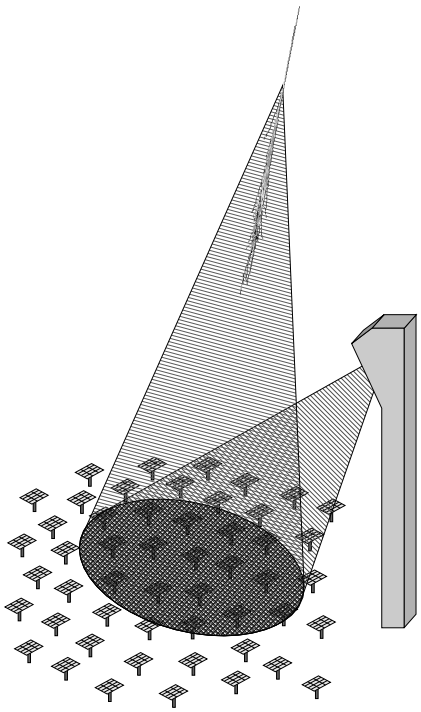


FIGURE 2.4 – Illustration de l'expérience CELESTE [63].

la détection de la nébuleuse du Crabe en 1989. Son détecteur est constitué d'un seul télescope avec un grand miroir de 9.8 m de diamètre. D'autres expériences utilisant la même technique ont alors vu le jour :

- HEGRA, expérience germano-espagnole située aux Canaries, était constituée de cinq télescopes de 3.3 m de diamètre. Elle a été la première à réaliser des observations stéréoscopiques de gerbes, ce qui a permis d'améliorer la résolution angulaire et le rejet du bruit de fond hadronique.
- CAT, expérience française située dans les Pyrénées, comprenait un seul télescope de 4.8 m de diamètre et disposait d'une caméra haute définition avec une électronique rapide. Elle a ainsi obtenu des performances semblables à celle d'HEGRA, malgré l'absence de stéréoscopie.

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

- VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System) est un système de quatre télescopes constitués de miroirs de 12 m de diamètre et de caméras de 499 photomultiplicateurs couvrant un champ de vue de 3.5°. La construction du système au complet a été achevée courant 2006 et l'instrument est actuellement en opération.
- CANGAROO-III est aussi un système stéréoscopique, situé en Australie, constitué de quatre télescopes. Ceux-ci sont disposés en losange, et sont équipés de miroirs de 10 m de diamètre et de caméras de 552 photomultiplicateurs.
- MAGIC (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope) est constitué de deux télescopes équipés d'un grand réflecteur de 17 m de diamètre. Cette expérience, située aux Canaries à 2200 m d'altitude (sur le même site qu'HEGRA), a été conçue pour atteindre un seuil en énergie de l'ordre de 60 GeV à l'analyse.

FIGURE 2.5 – Photographies des différents systèmes d'imagerie Cherenkov.
de haut en bas : Veritas [227], CANGAROO-III [39], MAGIC [159] et H.E.S.S. [103].

– H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System), système stéréoscopique constitué de quatre télescopes disposés aux sommets d'un carré de 120 m de côté. Ce système est décrit en détail dans la partie . D'autre part, la collaboration H.E.S.S. a décidé en 2006 la construction d'un cinquième télescope avec un miroir de plus grandes dimensions (600 m^2 contre 107 m^2 pour les télescopes actuels) afin de baisser le seuil en énergie de l'expérience, il devrait commencer ses observations en 2012).

L'avenir des systèmes de détection de lumière Cherenkov est placé dans deux expériences de grande échelle : CTA (Cherenkov Telescope Array) et Agis (Advanced Gamma-ray Imaging System). Leurs objectifs sont l'extension du domaine en énergie : de 10 GeV à 100 TeV, mais également l'amélioration de la sensibilité, de la résolution angulaire et de la résolution en énergie des détecteurs de lumière Cherenkov. Pour cela, toutes les techniques seront utilisées : la stéréoscopie pour augmenter le rejet des hadrons et améliorer la reconstruction des événements mais aussi des caméras haute résolution pour réduire le seuil en énergie. Pour couvrir tout cette gamme en énergie, la figure 2.6 représente une configuration possible de l'expérience, encore à l'étude :

– Un coeur de télescopes de grande taille pour détecter les gerbes de basse énergie, plus nombreuses mais plus petites et moins lumineuses ;
– De nombreux télescopes de taille moyenne pour améliorer la sensibilité et la reconstruction ;
– Un champ de télescopes de plus petit diamètre pour augmenter la surface de détection des gerbes rares de très haute énergie.

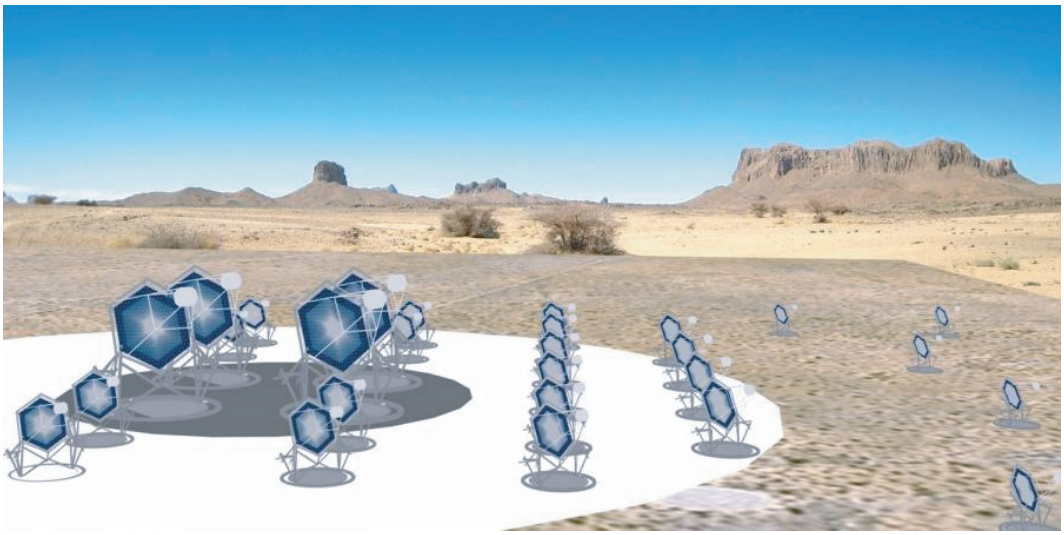


FIGURE 2.6 – Disposition des télescopes de l'expérience CTA [57].

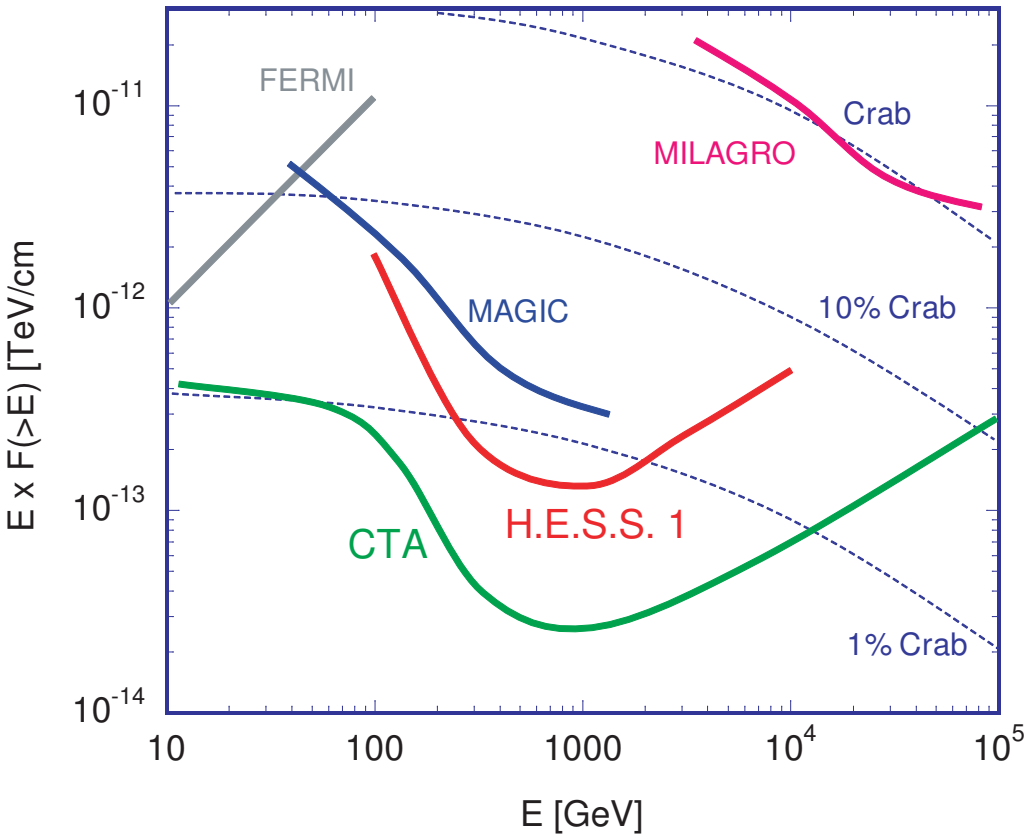


FIGURE 2.7 – Sensibilités des détecteurs de l'astronomie γ.

Deuxième partie

Mais d'où vient cette idée de matière noire ?

"L'essentiel est invisible pour les yeux."

Antoine de Saint-Exupéry, Le Petit Prince.

3

Le côté obscur de la matière

Contents

3.1 Une petite histoire des planètes 36
3.1.1 Un problème : il y a de la masse manquante 36
3.1.2 Un problème : une nouvelle théorie 37
3.1.3 Moralité 37
3.2 Le Modèle Standard de la cosmologie 37
3.3 Evidences et distributions 39
3.3.1 Les galaxies 39
3.3.2 Les amas de galaxies 40
3.3.3 Les supernovae de type Ia 42
3.3.4 La nucléosynthèse primordiale 42
3.3.5 La formation des structures 42
3.3.6 Le fond diffus cosmologique : CMB 43
3.4 Le modèle ΛCDM 44
3.4.1 L'histoire thermique de l'univers 46
3.4.2 L'abondance cosmologique des WIMP 46
3.5 Conclusion 47

Le concept de matière noire, au sens de matière non-lumineuse, est relativement ancien et prend son origine dans l'observation d'anomalies dans le mouvement de certains objets astrophysiques. Pour mieux cerner ce problème, ce chapitre commence par une analogie avec l'histoire de la découverte des planètes qui permet de comprendre les motivations actuelles sur la recherche de la matière noire. Cette introduction est inspirée de R. Taillet [194].

Ce chapitre présente ensuite les fondements de la cosmologie observationnelle. Ils servent de base au modèle actuel : ΛCDM. Enfin, les évidences observationnelles aux différentes échelles de l'univers sont décrites. Elles serviront de base pour les sites étudiés en vue d'une détection indirecte.

3.1 Une petite histoire des planètes

Très tôt dans l'histoire de l'astronomie, certains astres occupent dans le ciel des positions particulières qui varient dans le temps, ces objets célestes sont identiés comme des planètes [1]. Leur mouvement dans le ciel semble extrêmement complexe et des systèmes sophistiqués sont imaginés pour rendre compte de cette complexité. Malgré les apparences, les planètes décrivent dans l'espace des trajectoires simples : ce sont des ellipses (première loi de Kepler) et la complexité du mouvement dans le ciel est due au fait que nous observons ce mouvement depuis la Terre qui elle-même est en mouvement. La forme elliptique de ces trajectoires est bien expliquée par l'hypothèse que les planètes sont liées au Soleil par une force attractive, selon la loi de la gravitation universelle formulée par Newton en 1687. En fait, la loi de Kepler est exacte pour une planète unique orbitant autour d'une étoile unique, mais elle ne l'est plus tout quand plusieurs planètes sont présentes, chacune perturbant légèrement le mouvement des autres, ainsi, les orbites résultantes ont des formes plus complexes. Si on connait la position et la vitesse de toutes les planètes à un instant donné, il est possible de calculer ces perturbations avec la loi de Newton et de comparer la trajectoire calculée au mouvement observé. Dans la limite des erreurs expérimentales, l'accord est très bon pour la plupart des planètes. Ceci indique qu'effectivement, la loi d'attraction formulée par Newton rend bien compte de la force qui lie les planètes au Soleil.

3.1.1 Un problème : il y a de la masse manquante

Quand on a cherché à effectuer cette comparaison de plus en plus précisément, plusieurs problèmes sont apparus. Tout d'abord, on s'est aperçu au début du $19^{\text{ème}}$ siècle que le mouvement calculé pour Uranus (alors la dernière planète connue du système solaire) ne correspondait pas à celui qui était observé. En 1845, les deux astronomes Adams et Le Verrier ont eu, indépendamment l'un de l'autre, la même idée pour résoudre ce problème : la perturbation est due à une nouvelle planète située au-delà d'Uranus. Ils sont même allés plus loin et ont calculé la position que devrait occuper cette planète pour rendre de compte des anomalies de la trajectoire d'Uranus. Un télescope a alors pointé vers la position prédite et en 1846, la nouvelle planète a été observée : il s'agissait de Neptune !

1. Planète signifie vagabond, en grec.

3.1.2 Un problème : une nouvelle théorie

L'histoire se répète dix ans plus tard. En 1855, Le Verrier observe une autre anomalie : l'avance du périhélie de Mercure. Fort de la réussite précédente, il suppose que cette anomalie est elle aussi due à une nouvelle planète : Vulcain. Il calcule de nouveau la position qu'elle devrait avoir pour rendre compte de l'anomalie de Mercure, et trouve que son orbite devrait être à l'intérieur de celle de Mercure, très près du Soleil. Cette fois, malgré tous les efforts astronomiques pour l'observer à la position prédite, Vulcain est impossible à mettre en évidence par des observations directes. C'est une situation expérimentale difficile : il s'agit d'observer une planète située très près du Soleil. Plusieurs explications ont été proposées, mais il faudra attendre 1915 pour que la solution radicale soit trouvée : il n'y a pas de nouvelle planète. L'anomalie vient du fait que l'on a utilisé la mécanique newtonienne pour calculer le mouvement de Mercure, alors que la gravitation doit faire appel à une autre théorie : la relativité générale dont les calculs conduisent naturellement à la bonne valeur.

3.1.3 Moralité

L'étude des mouvements des corps permet de mettre en évidence la présence de masse comme dans le cas de d'Uranus pour Neptune mais ceci n'est vrai qu'à condition de bien connaître la loi de la gravitation puisque le cas de Mercure montre que si nous n'utilisons pas les bonnes lois, on peut arriver à des conclusions erronées.

Aujourd'hui le problème de la matière noire est similaire : par le mouvement de certains corps, on en déduit la présence de masse que l'on n'arrive pas à détecter "visuellement". Est-ce parce que cette matière n'interagit pas avec les ondes électromagnétiques ou est-ce parce que la théorie de la gravitation est incomplète ? Le débat est encore ouvert aujourd'hui même si la majorité des physiciens s'accordent à dire que la matière noire existe bel et bien.

3.2 Le Modèle Standard de la cosmologie

Le model d'univers actuel repose sur la théorie de la gravitation d'Einstein de 1916. Cette théorie de la relativité générale relie la géométrie de l'univers à son contenu en énergétique :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G_N T_{\mu\nu} \tag{3.1}$$

où :
- $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci et R sa contraction,
- $g_{\mu\nu}$ est la métrique de l'univers,
- $T_{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion, la constante $8\ \pi\ G_N$ vient de la limite newtonnienne.
- Λ est la constante cosmologique.

En considérant l'univers homogène à grande échelle, de l'ordre de 100 Mpc, Friedmann et Lemaître trouvent qu'aucune solution statique ne convient à ces équations. La métrique la plus générale est celle de Roberstson et Walker :

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)\left(\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2\left(d\theta^2 + sin^2\left(\theta\right)d\phi^2\right)\right) \tag{3.2}$$

où :

- (r,θ,ϕ) sont les coordonnées co-mobiles qui suivent l'expansion de l'univers,
- k est la courbure spatiale pouvant prendre uniquement -1, 0 ou 1 comme valeurs, pour des univers respectivement hyperboliques, plats ou ouverts.
- a(t) rend compte de l'évolution de l'expansion de l'univers au cours du temps.

En 1912, Edwin Hubble est le premier à appuyer cette idée en démontrant la fuite des galaxies les unes par rapport aux autres, avec une vitesse indépendante de la distance. C'est la loi de Hubbler :

$$\vec{v} = H_0.\vec{d} \tag{3.3}$$

où :
- $\vec{v}$ est la vitesse d'échappement des galaxies,
- $\vec{d}$ est la position entre deux galaxies,
- H_0=70.1±1.3 km.s^{-1}.Mpc^{-1} est le facteur de Hubble [136].

Le paramètre de Hubble est également relié au facteur d'échelle par la relation :

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \tag{3.4}$$

Les solutions de l'équation d'Einstein 3.1 dans la métrique de Roberston-Walker 3.2 donnent les équations de Friedmann-Lemaître :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \tag{3.5}$$

d'où l'on obtient la conservation du tenseur énergie-impulsion :

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0 \tag{3.6}$$

La dynamique de l'univers est ainsi régie pas la nature du fluide qui le compose.

Cette équation 3.6 peut être résolue en reliant la pression p avec la densité d'énergie ρ à l'aide d'une équation d'état,

$$p = w.\rho \tag{3.7}$$

On obtient alors la densité d'énergie en fonction du facteur d'échelle [2] :

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{a}{a_0}\right)^{-3(w+1)} \propto a^{-3(w+1)} \tag{3.8}$$

En fonction de la nature du fluide considéré, w prend les valeurs :
- 1/3 pour le rayonnement ou toute autre composante relativiste,
- 0 pour la matière non-relativiste,
- -1 pour l'énergie du vide (i.e. la constante cosmologique).

A ce stade, il est pratique de définir la densité critique ρ_c comme la densité d'un univers homogène et isotrope et de courbure spatiale nulle :

$$\rho_C = \frac{3H^2}{8\pi G_N} \approx 5.16 \text{ GeV/c}^2.\text{m}^{-3} \tag{3.9}$$

2. L'indice "0" renvoit à la valeur actuelle du paramètre considéré.

Composante	Equation d' état	Loi de dilution	Evolution du facteur d'échelle
Rayonnement	p = $\frac{1}{3}\rho$	$\rho_r \propto a^{-4}$	a(t) $\propto$ t$^{1/2}$
matière (non-relativiste)	p=0	$\rho_r \propto$ a^{-3}	a(t) $\propto$ t$^{2/3}$
Constante cosmologique	p=-ρ	ρ_r = cste = $\frac{\Lambda}{8\pi G_N} \propto a^{-0}$	$a(t) \propto t$

TABLE 3.1 – Influence des différents types de constituants sur la dynamique de l'univers.

On réécrit alors l'équation 3.8 normalisée par ρ_c en définisant,

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c} \tag{3.10}$$

par :

$$\Omega_k = \Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda - 1 \equiv \Omega_{tot} - 1 \tag{3.11}$$

On peut alors remarquer que la connaissance de Ω_{tot} permet de déterminer la géométrie de l'univers. L'objectif de l'étude de notre univers est de combiner les mesures d'observables cosmologiques pour déterminer le jeu de paramètres qui en définit le contenu.

Pour ce faire, il est nécessaire de détailler les différentes contributions apportées aux densités. Ainsi il est admis que la densité de rayonnement comprend les neutrinos et les photons $\Omega_r = \Omega_\nu + \Omega_\gamma$. De même la densité de matière est la somme des densités de matière baryonique [3] et non-baryonique. Il apparaît en effet la nécessité d'introduire un type de matière non relativiste (dite froide) et non couplée aux photons. C'est précisément ce type de matière qui fait l'objet de cette thèse, elle est nommée matière noire froide (Cold Dark Matter en anglais). On a donc la relation

$$\Omega_m = \Omega_b + \Omega_{CDM} \tag{3.12}$$

3.3 Evidences et distributions

3.3.1 Les galaxies

La mesure des courbes de rotation des galaxies est une forte indication de la présence de matière invisible, à l'échelle des galaxies. Elles sont mesurées par la vitesse des étoiles et la raie à 21 cm de l'hydrogène grâce à l'effet Doppler. Les courbes de rotation observées sont applaties, comme illustré sur la figure 3.1, ce qui indique la présence de masse sur des distances plus grandes que la taille du disque lumineux. Cet effet a été observé pour la première fois par V. Rubin dans les années 70 [92] et concerne toutes les galaxies spirales. La contribution du halo correspond à une masse que l'on doit ajouter pour expliquer la platitude de la courbe. Pour une distribution de masse M(r), la vitesse de rotation se déduit de la mécanique Newtonienne :

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \tag{3.13}$$

avec,

$$M(r) \equiv 4\pi \int \rho(r) r^2 dr \tag{3.14}$$

3. Dans le sens où elle se couple aux photons.

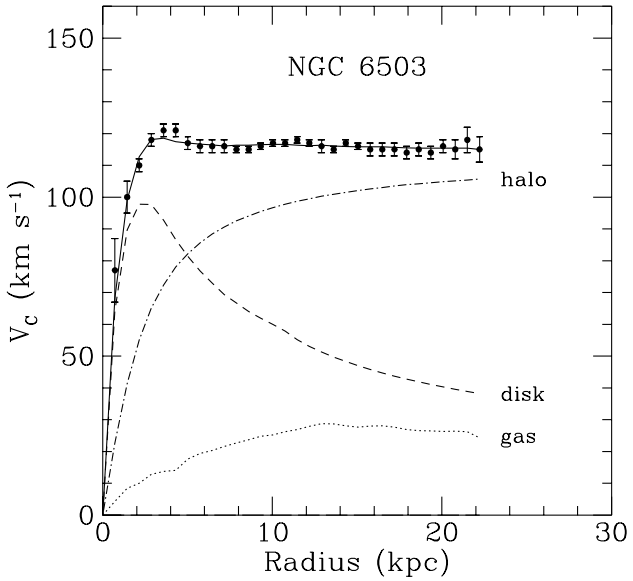


FIGURE 3.1 – Courbe de rotation de la galaxie NGC 6503 [26].

où $\rho(r)$ est le profil de masse.

Dans le cas newtonien, le profil devrait décroître en $1/\sqrt{r}$ au delà du disque lumineux (de l'ordre de 20 Mpc). La constance des vitesses de rotation observées pour les grandes distances (figure 3.1) impliquent la présence en quantité importante d'une masse invisible, formant un halo massif tel que M(r) $\propto$ r, soit ρ (r) $\propto 1/\sqrt{r^2}$. Sa masse totale serait de l'ordre de 10^{12} M_{odot} pour une galaxie spirale comme la notre.

Des modèles considérant une modification de la loi de gravitation permettent de rendre compte des observations aux échelles galactiques. Ces théories proposent en général une extension des équations d'Einstein qui induit un changement dans la loi de Newton pour des régimes d'accélération particuliers [27]. Ces théories MOND (pour MOdified Newtonian Dynamics) prédisent un univers entièrement baryonique sans nécessité d'introduire de nouvelles particules hypothétiques.

3.3.2 Les amas de galaxies

Historiquement, l'idée de la matière invisible a été proposée en 1933 par l'astronome Fritz Zwicky [241] qui étudiait l'amas de Coma. En étudiant la distribution de vitesse de sept galaxies de l'amas, il a calculé la masse dynamique de l'amas et conclu qu'il était environ quatre cents fois plus grande que la masse lumineuse. Le calcul a été effectué en considérant la quantité de gaz chauds et d'étoiles. Sa conclusion est que la majorité de la masse de l'amas de la galaxie de Coma n'émet pas de lumière. C'est pourquoi il l'appelle la matière noire. Même si aujourd'hui les méthodes de mesure de la masse des amas ont changé, les résultats de Zwicky sont toujours valables. On utilise actuellement les effets de lentilles gravitationnelles : les rayons lumineux sont déviés à l'approche d'objets massifs ; cela se traduit par une déformation de l'image d'un objet lointain quand un corps massif s'interpose entre cet objet et l'observateur sur Terre. Cette

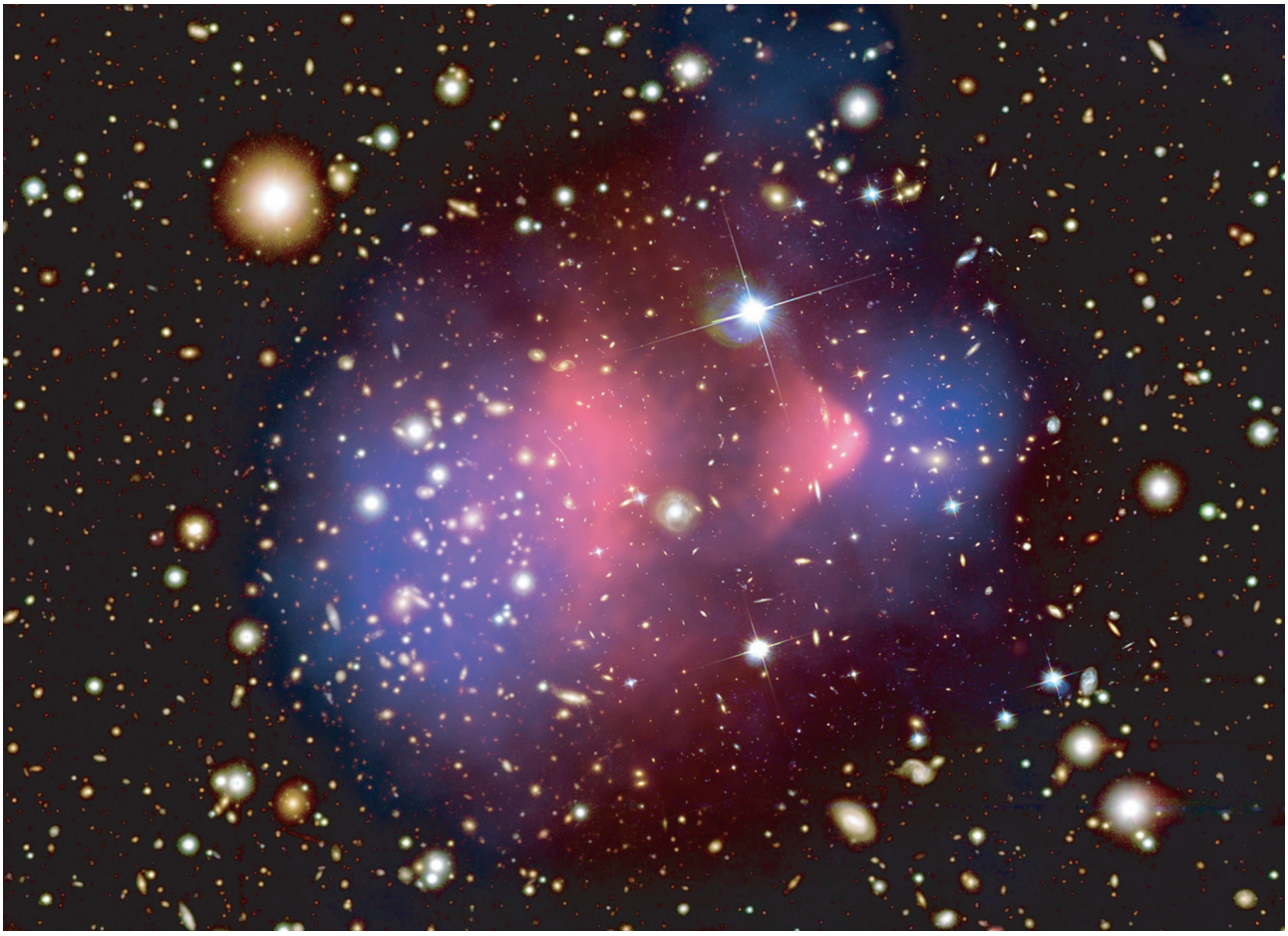


FIGURE 3.2 – Image en fausses couleurs du Bullet Cluster où la matière associée aux amas de galaxies est en bleu et l'émission des gaz chauds émettant des rayons X est en rouge.

technique a d'ailleurs permis de faire une cartographie en trois dimensions de la distribution de matière en 2007 [162].

L'étude des amas de galaxies permettent de donner une estimation de la densité de baryons. En effet, la plupart de ceux qui peuplent les amas sont chauds et rayonnent. La masse de gaz peut être estimée par des mesures du rayonnement X ou par l'effet que les baryons chauds ont sur le CMB (effet Sunyaev- Zel'dovich). Les autres baryons (froids) contribuent à hauteur d'environ 6 %. Ω_b est alors obtenu en faisant le rapport de cette masse par la masse totale de l'amas. Cette dernière est estimée par la dispersion des vitesses des galaxies, le rayonnement X et l'effet de lentilles gravitationnelles [8] (voir la figure 1.2). Toutes les analyses de ce type conduisent à $\Omega_m \sim 0.2$ - 0.3 [19].

Un autre indice fort pour l'existence de la matière noire à l'échelle des amas est le célèbre Bullet cluster [52]. Cet objet se compose de deux amas de galaxies qui sont entrés en collision il y a 150 millions d'années. D'une part, il est possible de tracer la distribution de gaz de l'objet grâce aux rayons X et d'autre part, les effets de lentilles gravitationnelles observent la quantité totale de la matière. Comme on peut voir sur la figure 3.2 les deux composantes sont clairement séparées. En effet, les deux distributions de gaz des deux groupes sont effectivement entrées en collision alors que les halos de matière noire se sont traversés sans collision. C'est le premier exemple où la matière baryonique est clairement décorrélée du potentiel gravitationnel,

ce qui prouve que la matière sombre est constituée de particules et non d'un effet de notre méconnaissance de la gravité. Les théories MOND ne parviennent pas à expliquer un tel résultat et sont donc défavorisées pour expliquer le problème de la matière noire.

3.3.3 Les supernovae de type Ia

Le modification du spectre électromagnétique qu'une source subit entre le moment de son émission et celui de sa détection dans un univers en expansion induit un décalage vers les longueurs d'ondes plus élevées (d'énergie inférieure), appelé décalage vers le rouge (redshift en anglais). Il est possible d'établir une relation entre la luminosité d'un objet et son décalage vers le rouge, dépendant du modèle cosmologique considéré, notamment de Ω_m et Ω_Λ. Pour des objets dont on connaît le redshift et la luminosité absolue, les paramètres du modèle peuvent être déterminés expérimentalement.

Les supernovae de type Ia (SNIa) sont des explosions résultant de la fin de vie d'étoiles particulières dont la luminosité intrinsèque en fait des chandelles standard de la cosmologie. On peut ainsi sonder l'évolution du facteur d'échelle sur de très grandes distances. Il apparaît que l'univers est dans une phase d'expansion accélérée, et donc que la valeur de Ω_{Lambda} est non nulle [51] :

$$\Omega_{Lambda} = 0.71^{+0.05}_{-0.06} \tag{3.15}$$

3.3.4 La nucléosynthèse primordiale

La nucléosynthèse permet de fournir une mesure indépendante de la densité de baryons présents dans l'univers en se basant sur les quantités des éléments légers (les isotopes de l'hydrogène, l'hélium, le béryllium et le lithium). Comme on peut le voir sur la figure 3.3, les abondances prédites par la cosmologie sont en très bon accord avec les observations. Ces observations sont effectuées en étudiant le spectre d'absorption dans des nuages de gaz neutres de la lumière émise par des quasars éloignés, supposés être primordiaux. La contrainte la plus précise vient du rapport D/H.

Les modèles de nucléosynthèse primordiale sont très précis et se basent sur des processus nucléaires bien connus, leurs implications sont donc très robustes. Si une nouvelle particule venait troubler la nucléosynthèse primordiale, il faudrait expliquer précisément comment sa présence n'affecterait pas les prédictions. Cela est vrai en particulier dans certains modèles de matière noire qui prédisent l'existence de particules meta-stables qui pourraient se désintégrer pendant cette période et apporter une contribution hadronique supplémentaire. Ainsi une éventuelle interférence avec la nucléosynthèse peut parfois être considérée comme une défaillance du modèle de matière noire en question.

3.3.5 La formation des structures

Les fluctuations dans la densité baryonique ne peuvent commencer à croître qu'après la recombinaison en raison du couplage fort entre les baryons et les photons qui règne auparavant. Dans le fond diffus cosmologique, ces perturbations mesurées sont de l'ordre de $\delta \sim 10^{-5}$. Nous observons actuellement un univers très inhomogène, composé de galaxies regroupées en amas, d'étoiles, de planètes ; tout ceci indique que la valeur de $\delta \sim 1$ a été atteinte et pour cela, les fluctuations mesurées dans le fond diffus cosmologique devraient être de $\delta \sim 10^{-2}$ environ. En postulant l'existance d'un type de matière non relativiste présente au moment

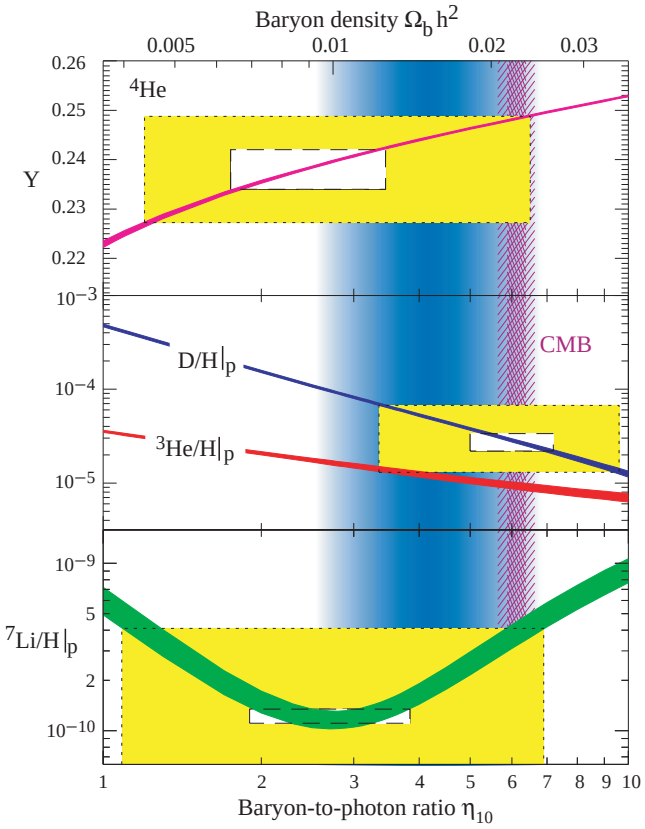


FIGURE 3.3 – Prédictions des abondances des noyaux dans l'univers en fonction du paramètre η ou Ω_b (échelle du haut). Les mesures d'abondance sont représentées par les rectangles, et l'estimation de η par WMAP apparaît verticalement en violet [33].

de l'égalité rayonnement-matière, ces fluctuations auraient pu commencer à croître avant la recombinaison. Ce type de matière doit également ne pas se coupler aux baryons, pour pouvoir fluctuer indépendamment.

En résumé, l'univers tel que le CMB nous le montre est trop homogène pour entraîner la formation des galaxies, il faut donc ajouter un ingrédient dont les fluctuations sont plus importantes sans que cela ne se voit dans le CMB. Il faut donc que cette matière froide soit non-baryonique, c'est-à-dire qui ne se couple pas avec les photons.

3.3.6 Le fond diffus cosmologique : CMB

L'existence du fond diffus cosmologique (CMB) a été prédite dès 1948 par Gamow et sa découverte par Penzias et Wilson remonte à 1965. Après plusieurs années d'efforts expérimentaux, les mesures du CMB ont révélé une isotropie de ce rayonnement jusqu'à un niveau de 10^{-5} et un spectre de corps noir parfait qui lui est associé correspondant à une température de 2.725K.

Ce sont les vibrations de l'univers sur lui même qui impriment ces perturbations de température dans les photons du fond diffus. En fait, des oscillations sont produites par la balance entre la gravitation qui tend à creuser les puits de potentiel et la pression de radiation du rayonnement qui tend à lisser la densité. Les propriétés de ces vibrations sont très sensibles

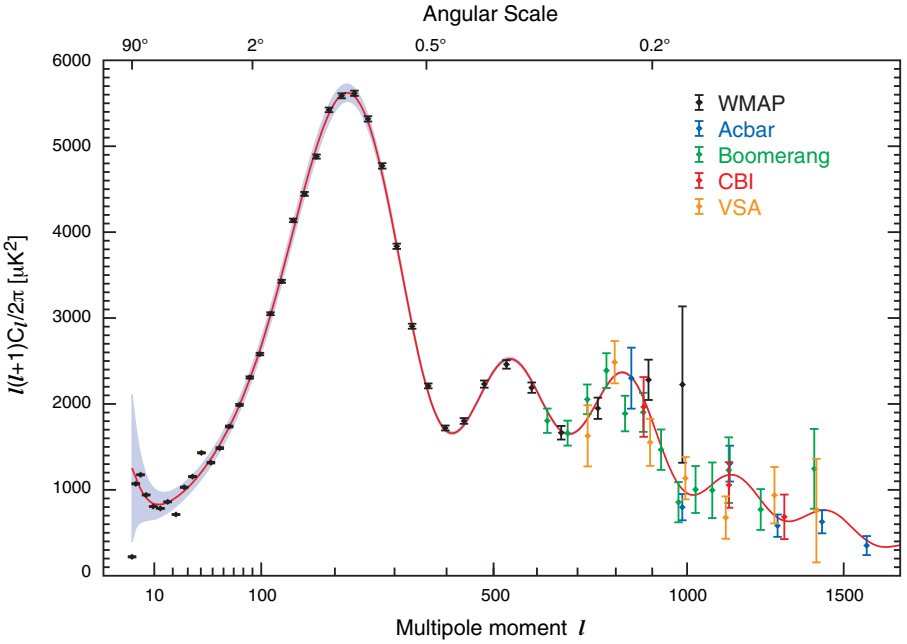


FIGURE 3.4 – Spectre de puissance angulaire du CMB [106].

au contenu de l'univers et il est possible d'ajuster les paramètres cosmologiques pour rendre compte des observations. Afin d'étudier les anisotropies du CMB, on développe la carte des anisotropies en température en harmoniques sphériques :

$$\frac{\delta T}{T}(\theta,\phi) = \sum_{\ell=2}^{+\infty} \sum_{m=-\ell}^{+\ell} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta,\phi) \tag{3.16}$$

où $Y_{\ell m}(\theta,\phi)$ sont les harmoniques sphériques. On calcule ensuite la variance C_l des coefficients a_{lm} :

$$C_\ell \equiv < |a_{\ell m}|^2 > \equiv \frac{1}{2\ell+1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}|^2. \tag{3.17}$$

l est directement relié à une échelle angulaire dans le ciel, et la donnée de C_l en fonction de l donne l'information sur la variance de la température lorsque l'on compare un grand nombre de fois les températures de deux points éloignés d'un angle correspondant au multipôle considéré (l'angle diminue quand l augmente). Si les fluctuations de température sont gaussiennes comme cela semble être le cas, toutes les informations contenues dans la carte du CMB peuvent être résumées dans le spectre de puissance fournissant le comportement de C_l en fonction de l. En pratique, c'est la quantité $l(l+1)C_l/2\ \pi$ en fonction de l qui est tracée. La figure 3.4 montre cette mesure par l'expérience WMAP [106].

3.4 Le modèle ΛCDM

La compilation de tous ces résultats conduit au modèle d'univers ΛCDM actuellement admis où dominent une constante cosmologique (ou énergie noire) et de la matière noire froide. La mise en commun des données issues des différentes sondes conduit aux valeurs données dans

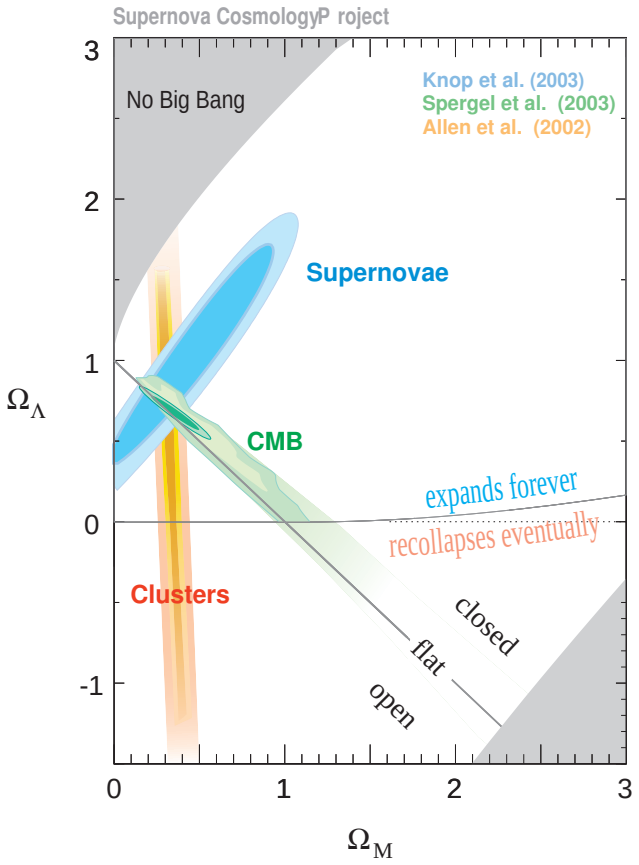


FIGURE 3.5 – Contraintes de différentes sondes cosmologiques dans le plan (Ω_m, Ω_Λ) [200].

le tableau 3.2. La figure 3.5 montre la complémentarité des mesures provenant des différentes sondes : SNIa, amas de galaxies et CMB.

Paramètres du modèle ΛCDM	Notation	Valeurs
Densité totale	Ω_{tot}	$1.0050^{+0.0060}_{-0.0061}$
Densité de matière	Ω_c	0.228 ± 0.013
Densité de baryons	Ω_b	0.0456 ± 0.0015
Densité d'énergie noire	Ω_Λ	0.726 ± 0.015
Constant de Hubble	H_0	70.5 ± 1.3 km.s^{-1}.Mpc^{-1}
Age de l'univers	t_0	13.72 ± 0.12 Gyr

TABLE 3.2 – Valeurs des paramètres cosmologiques [107].

La matière noire est donc supposée être froide pour contribuer à la formation des structures. Cela signifie qu'elle doit être massive pour pouvoir participer gravitationnellement dans les surdensités. On s'attend également à ce qu'elle soit non-baryonique puisqu'elle n'interagit pas avec la lumière. De plus, le candidat doit être stable (ou avoir un temps de vie suffisamment long) pour être détecté aujourd'hui. Nous verrons aussi qu'elle doit interagir faiblement pour répondre aux contraintes cosmologiques. Ce type de particules sera dénomé WIMP pour Weackly Interacting Massive Particles, en anglais, soit particule massive interagissant faiblement. Elle constitue 80 % de matière totale de l'univers.

3.4.1 L'histoire thermique de l'univers

L'histoire de l'univers est basée sur des extrapolations de nos connaissances actuelles jusqu'à l'époque de Planck t $\sim 10^{19}$ GeV (10^{-43} s), parsemée de plusieurs grandes étapes :

- T $\sim 10^{16}$ GeV : A cette échelle d'énergie, on suppose que le groupe G de grande unification des interactions est brisé pour donner le groupe de jauge du Modèle Standard des particules $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.
- T $\sim 10^2$ GeV : Le groupe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ du Modèle Standard se brise en $SU(3)_C \otimes U(1)_Q$. Cette transition, appelée brisure de symétrie électrofaible, pourrait être à l'origine de la baryogénèse.
- T $\sim 10^1$ - 10^3 GeV : Le candidat de matière noire se découple.
- T ~ 0.3 GeV : La transition de phase QCD intervient et les quarks et les gluons sont alors confinés dans les hadrons.
- T ~ 1 MeV : Le découplage des neutrons intervient.
- T ~ 100 keV : La nucléosynthèse primordiale ou BBN (Big Bang Nucleosynthesis) débute. Les protons et les neutrons interagissent pour donner les éléments légers ; D, ^{3}He, ^{4}He, Li.
- $T \sim 1$ eV : La densité de matière devient égale à la densité de radiation. Il y a alors transition entre le règne de rayonnement où l'expansion de l'univers suit la loi $a(t) \propto t^{1/2}$ vers celui de la matière où $a(t) \propto t^{2/3}$.
- T ~ 0.4 eV : Les photons se découplent et produisent le rayonnement du fond diffus cosmologique.
- T $\sim 10^{-4}$ eV, T = 2.7 K : Aujourd'hui.

3.4.2 L'abondance cosmologique des WIMP

L'évolution de la densité d'une espèce au cours du temps est régie par l'équation de Boltzmann qui établit l'égalité entre la variation totale de la densité et l'ensemble des interactions auxquelles l'espèce considérée est soumise. Cette équation peut s'écrire sous la forme :

Les WIMP, que nous noterons génériquement χ, s'annihilent avec leurs anti-particules pour donner des paires particules-antiparticules,

$$\chi\chi \rightarrow \psi\bar{\psi} \tag{3.18}$$

A mesure que l'univers s'étend, les WIMP ne trouvent plus de partenaires pour s'annihiler et subissent un gel chimique. La densité co-mobile de ces particules reste alors constante et elles peuplent l'univers comme des reliques de cette période jusqu'à nos jours. On peut décrire l'évolution de la population de WIMP avec l'équation de Boltzmann :

$$\frac{dn}{dt} + 3Hn = -\langle\sigma v\rangle(n_\chi^2 - (n_\chi^{eq})^2) \tag{3.19}$$

où :

- $\langle\sigma v\rangle$ est la moyenne thermique de la section efficace totale d'annihilation pondérée par la vitesse des particules,
- H est la constante de Hubble,
- n_χ^{eq} est la densité de WIMP à l'équilibre thermique.

Lorsque la température est suffisament élevée, la densité de WIMP présente dans l'univers est sensiblement équivalente à celle des photons ($n_\chi^{eq} \propto T^3$). Au fur et à mesure de son expansion,

l'univers se refroidit et le terme 3Hn devient dominant. Le gel a lieu vers T $\sim$ $m_\chi/20$, voir figure 3.6 Il est possible d'exprimer approximativement la densité relique des particules de matière noire considérées en écrivant la condition de gel $n_\chi\langle\sigma v\rangle$ = H, il vient alors :

$$\Omega_\chi h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27}\ cm^3.s^{-1}}{\langle\sigma v\rangle} \tag{3.20}$$

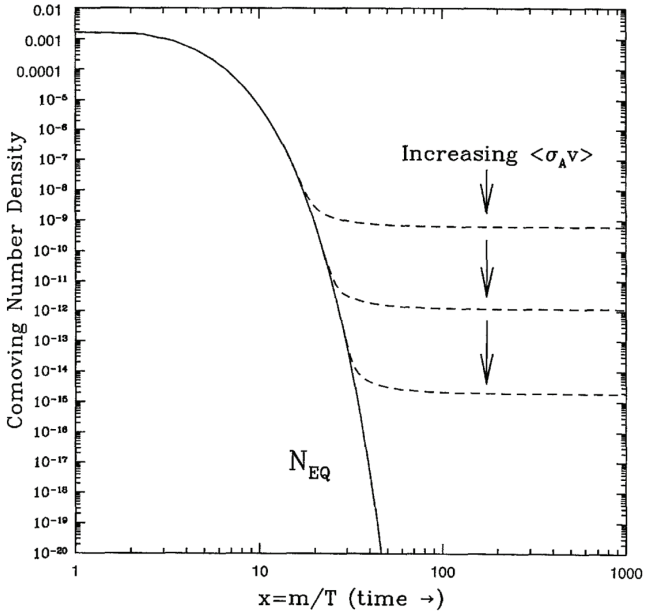


FIGURE 3.6 – Evolutions possibles de la densité co-mobile de WIMP. La courbe en trait plein correspond à l'équilibre thermique, les courbes en tirets correspondent à des abondances reliques [135].

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. En introduisant une section efficace d'un ordre de grandeur typique des interactions faibles, il vient $\langle\sigma v\rangle \sim 10^{26}$ cm^3.s^{-1}. On trouve alors Ω_χh$^2 \sim 0.1$, qui correspond à l'ordre de grandeur de la densité de matière noire dans l'univers, mesurée par WMAP. C'est là un résultat très important car il n'y a aucune raison a priori que l'échelle électrofaible soit reliée à la densité de fermeture de l'univers. Cette relation fait pourtant le lien entre les deux et suggère que si une particule stable est associée à de la nouvelle physique à l'échelle électrofaible, elle est la matière noire.

3.5 Conclusion

Notre modèle cosmologique repose sur la relativité générale. Cette théorie a été testée à différentes échelles, jusqu'à la taille de notre système solaire. Il a donc été proposé une modification de la gravité à l'échelle galactique pour expliquer la matière noire. Certaines tentatives ont été couronnées de succès pour expliquer les courbes de rotation galactique mais elles ne parviennent pas à expliquer la formation de structures à grande échelle pour le moment.

Il n'existe pas non plus d'indications sur la nature de la matière sombre astrophysique, ni sur son éventuel caractère non-baryonique. Il a été envisagé qu'elle puisse être constituée d'objets

compacts baryoniques (comme de petites lunes), mais cela a été exclu par les expériences EROS et MACHO. Ces collaborations ont recherché des objets compacts sombres par effets de lentilles gravitationnelles et ont montré que trop peu de candidats avaient été observés pour rendre compte de la masse de la Voie Lactée [93].

Etant donné l'immense proportion de matière noire dans l'univers, 80 % de la matière totale, et à l'échelle des amas de galaxies, environ 90 % de la masse estimée, il semble raisonnable d'étudier l'hypothèse selon laquelle masse sombre astrophysique et matière noire cosmologique auraient une explication commune. Les particules recherchées possèdent donc les propriétés adéquates pour résoudre tous ces problèmes.

"The most exciting phrase to hear in science,
the one that heralds new discoveries,
is not "Eureka !"
but "That's funny..."

Isaac Asimov

4

A l'ombre de la physique des particules

Contents

4.1 Le Modèle Standard de le physique des particules 50
4.1.1 Description 50
4.1.2 Les limitations 50
4.2 La supersymétrie (SUSY) et le neutralino 52
4.2.1 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) 53
4.2.2 Le neutralino 54
4.2.3 Brisure de la supersymétrie 55
4.2.3.1 Le modèle de supergravité minimale : mSUGRA 55
4.2.3.2 Le modèle de brisure par anomalie : AMSB 55
4.3 Dimensions supplémentaires et particules de Kaluza-Klein 56
4.4 Emission γ 57
4.4.1 Spectre en énergie 57
4.4.1.1 Continuum gamma du spectre d'annihilation 57
4.4.1.2 Raies de photons mono-énergétiques 58
4.4.2 Modèles considérés 58
4.4.2.1 LSP 58
4.4.2.2 LKP 60

L'existence de la matière noire est justifiée par de nombreuses observations expérimentales et des prédictions théoriques provenant du modèle cosmologique. La nature propre de la matière noire reste quant à elle toujours indéterminée et constitue un sujet très actif de la physique moderne. De nombreux candidats sont proposés par des extensions du Modèle Standard de la physique des particules. Parmi ceux -ci, deux des plus discutés actuellement sont présentés : le neutralino χ, issu des théories supersymétriques, et la particule de Kaluza-Klein $B^{(1)}$, issue des théories avec des dimensions supplémentaires universelles.

4.1 Le Modèle Standard de le physique des particules

4.1.1 Description

Le Modèle Standard (SM) de la physique des particules est une théorie effective à basse énergie décrivant précisémment les particules élémentaires et leurs interactions. Les constituants fondamentaux de la matière sont des fermions : des quarks et des leptons regroupés en trois familles. Leurs interactions sont transmises par des particules de spin entier appelées bosons de jauge. Les interactions fortes sont portées par huit gluons g_a, l'interaction électromagnétique par le photon (γ) et l'interaction faible par les bosons massifs $W^{\pm}$ et Z^0. L'interaction gravitationnelle n'intervenant pas à ces énergies, elle n'est pas prise en compte par la théorie. Le Modèle Standard est une théorie de jauge dont le groupe de symétrie est $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le groupe $SU(3)_C$ est celui de la chromodynamique quantique qui décrit les interactions fortes entres particules. Le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est le groupe de symétrie des interactions électro-faibles, qui unifient l'interaction électromagnétique et la force faible.

Afin de fournir une masse aux fermions et aux bosons de la théorie électrofaible, une brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est nécessaire : c'est le mécanisme de Higgs. Celui-ci nécessite l'existence d'un champ de spin 0 auquel chacune des particules du Modèle Standard est couplée : c'est le 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. Les contraintes sur sa masse sont actuellement supérieures à 114.1 GeV/c^2 par les mesures effectuées au LEP [2], le Tevatron a également exclu le région comprise entre 158 et 175 GeV (à 95 % de niveau de confiance) [48].

4.1.2 Les limitations

En dépit de son succès, il semble aujourd'hui clair qu'une théorie plus fondamentale doit exister dont les limites à basse énergie coïncident avec le Modèle Standard.

Le nombre de paramètres libres

Le modèle standard comporte 26 paramètres libres (nombre de familles, masse des particules, ...) dont les valeurs mesurées par les expériences sur accélérateurs ne sont pas expliquées.

Le problème de hiérarchie

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, elles sont de l'ordre de :

$$\delta m_H^2 = \propto -\lambda\Lambda^2 \tag{4.1}$$

où λ est la constante de couplage considérée et Λ l'échelle en énergie de validité du Modèle Standard. La correction à une boucle de la masse du Higgs est de l'ordre de Λ^2, de sorte que si l'échelle de la nouvelle physique est celle de l'échelle de Planck $\Lambda \sim 10^{19}$ eV, on obtient une correction bien plus importante que la valeur physique de la masse du Higgs de l'ordre de l'échelle électrofaible, $m_H \sim 100$ GeV. En notant m_0 la masse nue du Higgs et m_H sa masse renormalisée, on obtient :

$$m_H^2 = m_0^2 + \delta m_H^2 = m_0^2 - \lambda\Lambda^2 \tag{4.2}$$

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 (fin-tuning) de la masse du Higgs. Dans le cas ou $\Lambda \sim 10^{19}$, $(m_H/\Lambda)^2 \sim 10^{-34}$.

Les divergences quadratiques dans les corrections de masse du champ de Higgs nécessitent des ajustements fins qui ne sont pas naturels.

L'asymétrie matière-antimatière dans l'univers

L'univers observé semble être fait exclusivement de matière et non d'antimatière. Bien que l'antimatière existe dans les rayons cosmiques ou les phénomènes violents, aucun corps constitué d'antimatière n'a encore été détecté. Pourtant d'après les modèles de création d'univers, matière et antimatière auraient dû être créées exactement dans les mêmes quantités. Lors du refroidissement de l'univers, les particules se sont annihilées avec toutes leurs anti-particules. Ceci n'est pas totalement vrai à cause d'une violation de la symétrie CP prédite par le Modèle Standard pour l'interaction faible. Cependant, cette violation ne serait pas suffisante pour expliquer la quantité de matière subsistant aujourd'hui. De nouvelles sources de violation CP sont nécessaires.

L'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 représentée sur la figure 4.1. 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.

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.

La matière noire

Nous avons vu dans le chapitre précédent que le Modèle Standard de la cosmologie requiert une particule massive neutre. Aucune particule de ce type n'existe dans le Modèle Standard de la physique des particules.

4.2 La supersymétrie (SUSY) et le neutralino

Dans le Modèle Standard de la physique de particules, il existe une distinction fondamentale entre les bosons et les fermions : les bosons sont les médiateurs des interactions, les fermions les constituants de la matière. Il semble alors naturel de supposer qu'une symétrie les reliant existe pour fournir une image plus unifiée de la matière et de ses interactions.

La supersymétrie fournit une solution au problème de hiérarchie en postulant l'existence de nouvelles particules de masse similaire mais avec un spin différent de $1/2$. Ainsi, les contributions à $\delta\ m_H^2$ pour les fermions et les bosons sont de signe opposé :

$$\delta m_H^2 = \lambda(\Lambda^2 + m_B^2) - \lambda(\Lambda^2 + m_F^2) = \lambda(m_B^2 - m_F^2) \tag{4.3}$$

De plus, à condition que $|m_B^2 - m_F^2| \lesssim 1$ TeV, l'algèbre supersymétrique assure que la divergence quadratique de la masse du Higgs est supprimée à tous les ordres de la théorie des perturbations. Cette algèbre garantit naturellement l'existence de nouvelles particules, avec les propriétés requises, en associant à toutes les particules du Modèle Standard un superpartenaire de même masse et de type de spin opposé.

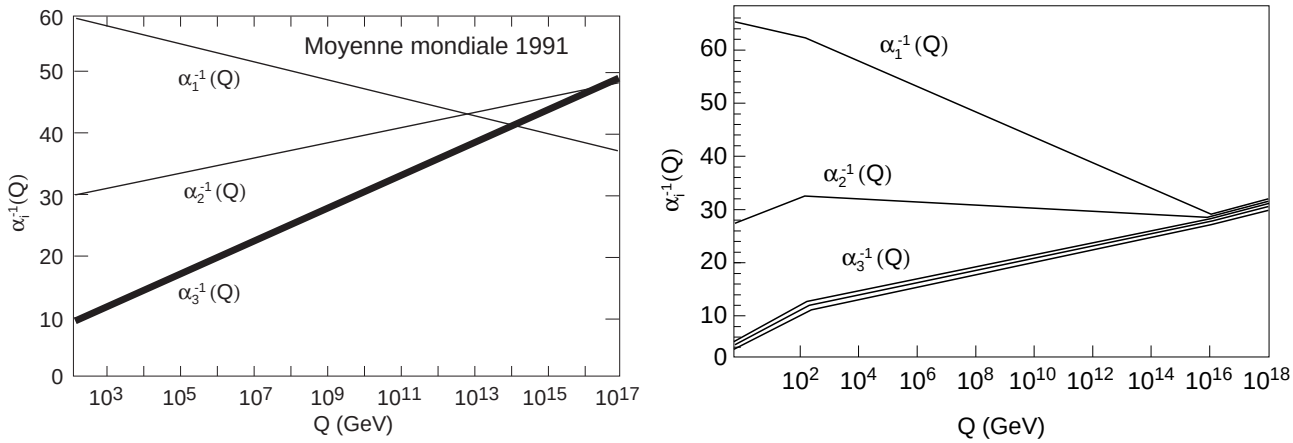


FIGURE 4.1 – Mesure des constantes de couplage et extrapolation à haute énergie avec (à droite) et sans (à gauche) supersymétrie [33].

Un autre intérêt des théories supersymétriques provient de l'unification des constantes de couplage à l'échelle GUT $\sim 10^{16}$ GeV, voir figure 4.1. Bien que l'extrapolation des constantes de couplage en utilisant uniquement les particules du Modèle Standard ne parvienne pas à les unifier à une valeur commune (figure 4.1 de gauche), il a été démontré [20] que l'introduction de la supersymétrie à l'échelle du TeV unifie naturellement ces forces. Ceci est un signe fort en

Particules et champs du Modèle Standard		Partenaires supersymétriques			
		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	$\tilde{l}_L$, $\tilde{l}_R$	slepton	$\tilde{l}_1$, $\tilde{l}_2$	slepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	neutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
g	gluon	$\tilde{g}$	gluino	$\tilde{g}$	gluino
$W^\pm$	boson W	$\tilde{W}^\pm$	wino		
H^-	boson de Higgs	$\tilde{H}_1^-$	higgsino	$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$	chargino
H^+	boson de Higgs	$\tilde{H}_2^+$	higgsino		
B	champ B	$\tilde{B}$	bino		
W^3	champ W^3	$\tilde{W}^3$	wino		
H_1^0	boson de Higgs	$\tilde{H}_1^0$	higgsino	$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	neutralino
H_2^0	boson de Higgs	$\tilde{H}_2^0$	higgsino		
H_3^0	boson de Higgs				

TABLE 4.1 – Particules du Sodèle Standard et leurs partenaires supersymétriques dans le MSSM [33].

faveur d'une Théorie de Grande Unification, qui prévoit l'unification des couplages à l'échelle de Planck.

Le nouveau générateur Q introduit par la supersymétrie est un spineur (spin 1/2) et transforme les fermions en bosons et vice-versa :

$$Q|fermion\rangle = |bosons\rangle \quad ; \quad Q|bosons\rangle = |fermion\rangle \tag{4.4}$$

Les fermions et les bosons associés par ce générateur sont appelés des superpartenaires.

4.2.1 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM)

Il existe différentes théories supersymétriques. Dans notre cas, nous nous intéresserons uniquement à sa version la plus simple, pour laquelle il n'existe qu'un seul générateur de la supersymétrie.

Les superpartenaires ont été recherchés parmi les particules du Modèle Standard. En particulier, si la supersymétrie était une symétrie exacte, un boson de 511 keV, super-partenaire de l'électron, aurait dû être observé. Leur non-détection nécessite de supposer que la supersymétire est brisée, ce qui double 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, les bosons $W^\pm$ 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 supersymétrie 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. La table 4.2.1 résume le contenu en particules du MSSM.

4.2.2 Le neutralino

Afin de garantir la stabilité du proton en supprimant les nouveaux canaux d'annihilation ouverts par l'existence des nouvelles particules supersymétriques, une nouvelle symétrie est introduite : la R-parité [66]. La R-parité est un nombre quantique défini comme :

$$R = (-1)^{3B+L+2S} \tag{4.5}$$

où
- B est le nombre baryonique,
- L le nombre leptonique,
- 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 (pouvant être accompagnées de particules du Modèle Standard),
3. la particule supersymétrique la plus légère (LSP pour Lightest Susy Particle) est stable et ne disparaît que par annihilation.

Il existe différents candidats supersymétriques pour être la LSP, les axinos et les gravitinos par exemple. Cependant, ces particules sont attendues avec des sections efficaces d'interactions extrêmement faibles, les rendant quasiment indétectables. Nous ne nous y intéresserons donc pas et nous nous concentrerons en revanche sur le neutralino le plus léger.

Dans le MSSM, le neutralino est le fermion de majorana : les jauginos faibles neutres (le Bino $\tilde{B}$ superpartenaire du photons γ et le wino $\tilde{W}_3$ superpartenaire du Z^0) et les higgsinos neutres possèdent les mêmes nombres quantiques et se mélangent pour donner quatre états propres de masse, différents des états propres de SU(2) $\otimes$ U(1). Dans la base ($\tilde{B}$; $\tilde{W}_3$; $\tilde{H}_1^0$; $\tilde{H}_2^0$), la matrice de masse des neutralinos $\tilde{\chi}^0_{1;2;3;4}$ est donnée par :

$$\mathcal{M}_N = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos\beta \sin\theta_W & M_Z \sin\beta \sin\theta_W \\ 0 & M_2 & M_Z \cos\beta \cos\theta_W & -M_Z \sin\beta \cos\theta_W \\ -M_Z \cos\beta \sin\theta_W & M_Z \cos\beta \cos\theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z \sin\beta \sin\theta_W & -M_Z \sin\beta \cos\theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix} \tag{4.6}$$

où :
- M_1 and M_2 sont les paramètres de brisure douce pour les bino et wino,
- θ_W estl'angle de Weinberg angle ;
- $\tan\beta$ exprime le rapport des valeurs attendues dans le vide pour les bosons de Higgs,
- μ est le paramètre de masse du higgsino.

Les neutralinos peuvent s'exprimer selon une combinaison linéaire de jauginos :

$$\chi = N_{11}\tilde{B} + N_{12}\tilde{W}_3 + N_{13}\tilde{H}_1^0 + N_{14}\tilde{H}_2^0. \tag{4.7}$$

où N_{11}^2 est la fraction de bino, N_{13}^2 est la fraction de wino et $N_{13}^2 + N_{14}^2$ est la fraction de higgsino. Ces coefficients déterminent les couplages et régissent la phénoménologie associée.

4.2.3 Brisure de la supersymétrie

Dans le MSSM, 109 paramètres libres sont introduits limitant considérablement son pouvoir prédictif. Afin d'obtenir un modèle phénoménologique viable, il est nécesaire de faire des hypothèses simplificatrices. L'élaboration d'une théorie brisant spontanément la supersymétrie à l'échelle électrofaible est très difficile puisqu'il ne faut pas introduire de nouvelles particules imcompatibles avec les observations.

4.2.3.1 Le modèle de supergravité minimale : mSUGRA

Le modèle mSUGRA est un scenario provenant d'un modèle phénoménologique simple basé sur des hypothèses théoriques [123]. Une nouvelle particule, le gravitino $\tilde{g}$, particule de spin 3/2 et partenaire supersymétrique du graviton (spin 2), doit être introduite. La supersymétrie contient alors une description de la gravitation. Le nombre de paramètres libres est considérablement réduit en supposant des conditions aux limites à l'échelle de Grande Unification :

– l'unification des couplages des jauginos α_U :

$$\alpha_1(M_U) = \alpha_2(M_U) = \alpha_3(M_U) \equiv \alpha_U \tag{4.8}$$

– l'unification de la masse des jauginos $m_{1/2}$:

$$M_1(M_U) = M_2(M_U) = M_3(M_U) \equiv m_{1/2} \tag{4.9}$$

– l'universalité de la masse des scalaires (sfermions et bosons de Higgs) m_0 :

$$\begin{aligned} M_{\tilde{Q}}(M_U) &= M_{\tilde{u}_R}(M_U) = M_{\tilde{d}_R}(M_U) = M_{\tilde{L}}(M_U) = M_{\tilde{l}_R}(M_U) \\ &= M_{H_u}(M_U) = M_{H_d}(M_U) \equiv m_0 \end{aligned}$$

– l'universalité des couplages trilinéaires A_0 :

$$A_u(M_U) = A_d(M_U) = A_l(M_U) \equiv A_0 \tag{4.10}$$

En exigeant la minimisation du potentiel de Higgs, pour conserver la brisure de symétrie électrofaible, on se retrouve avec cinq paramètres libres, quatre continus et un discret :

$$\tan\beta \ , \ m_{1/2} \ , \ m_0 \ , \ A_0 \ , \ \ \mathrm{sign}(\mu), \tag{4.11}$$

4.2.3.2 Le modèle de brisure par anomalie : AMSB

La modèle AMSB (pour Anomaly Mediated Supersymmetry Breaking) est une alternative à la supergravité dans le sens où il fournit une solution élégante au problème des saveurs. En effet, la physique des saveurs indique que les courants neutres induisant des changements de saveurs sont très rares, ce qui s'explique mieux dans le cadre d'une brisure AMSB que dans celui de mSUGRA. Le modèle mSUGRA peut également présenter une difficulté liée à ce que la masse du gravitino n'y est pas contrainte, ce qui peut poser un problème du point de vue cosmologique. Si sa masse est fixée à un ordre de grandeur identique à celle des sfermions et jauginos, alors son taux de désintégration lent (lié à ce qu'il ne se couple que par gravité) le conduit à se désintégrer typiquement pendant la nucléosynthèse primordiale.

Les différentes hypothèses formulées permettent de réduire considérablement le nombre de paramètres libres. Au final, seuls deux paramètres doivent être définis pour obtenir le spectre de masse de l'ensemble des particules du modèle :

– la masse du gravitino $\mathrm{m}_{3/2}$,

– la masse des sfermions m_0.

4.3 Dimensions supplémentaires et particules de Kaluza-Klein

Bien que notre monde soit décrit par (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 qu'il serait alors possible d'explorer à plus hautes énergies. Le concept des dimensions supplémentaires s'inspire largement des idées de Kaluza [122], en 1921, dans le but d'unifier l'électromagnétisme et la gravitation. Des travaux plus récents ont renforcé l'intérêt de ces théories en montrant qu'il était sans doute possible de résoudre le problème de hiérarchie en exploitant la géométrie de l'espace-temps.

Dans ces modèles, le monde à 3+1 dimensions tel que nous le connaissons constitue une brane, c'est à dire un sous-espace de dimensionalité inférieure du véritable espace constitué de D = 3+1+δ dimensions, appelé bulk. Dans beaucoup de modèles, par exemple les modèles de Randall-Sundrum [192], 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 se compactifier sur des cercles (ou autres topologies) de taille R : l'impulsion des champs pouvant se propager dans le bulk est alors quantifiée en unités de $p^2 \sim 1/R^2$. Les champs du Modèle Standard peuvent donc acquérir de nouvelles excitations, appelées modes de Kaluza-Klein (ou tour de Kaluza-Klein), de masse $m_n = n/R^2$ (voir figure 4.2).

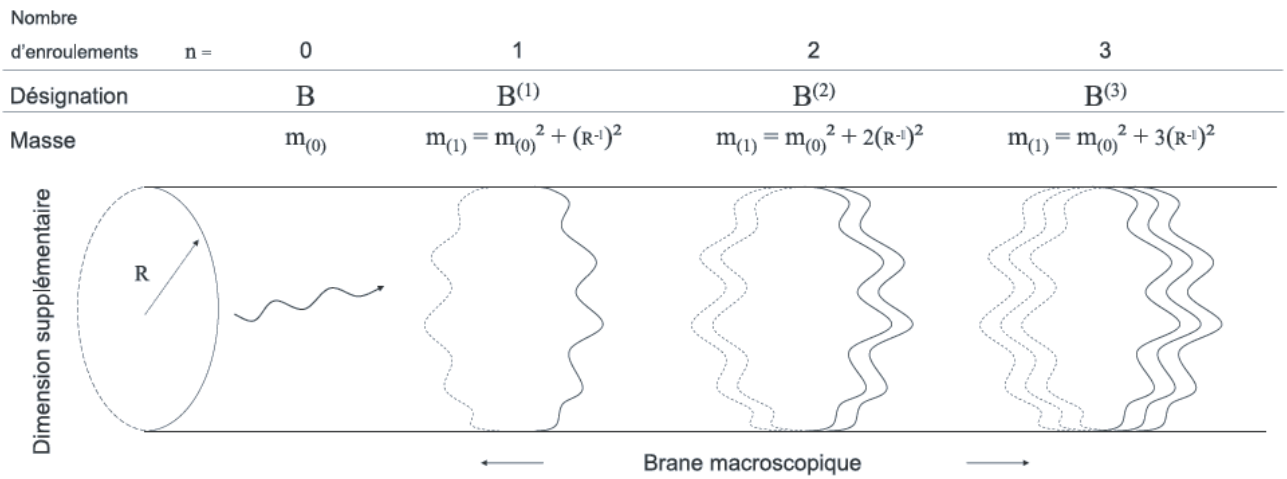


FIGURE 4.2 – Représentation schématique des différents états de Kaluza-Klein. Ici est illustré un modèle à une dimension supplémentaire ($\delta = 1$) compactifiée sur un cercle [36].

Etats de Kaluza-Klein

Les modèles à dimensions supplémentaires universelles fournissent un candidat à la matière noire, la particule de Kaluza-Klein la plus légère (LKP). Cette particule est stable si la K-parité (ou parité de Kaluza-Klein) est conservée dans les interactions entre particules, c'est-à-dire si la quantité $(-1)^n$ est conservée à chaque vertex. Ceci implique par exemple que l'état n = 1 ne

peut pas se désintégrer vers l'état n = 0, et donc que la LKP est stable. Le LKP, un boson probablement associé à la première excitation de KK du photon et du neutrino, est un bon candidat à la matière noire. Nous nous intéresserons ici à la première excitation du photon que l'on nomme $B^{(1)}$.

La densité relique de $B^{(1)}$ a été calculée [204] : elle est compatible avec la mesure de la densité relique si 400 GeV $\lesssim m_{B^{(1)}} \lesssim$ 1200 GeV. Les contraintes sont résumées dans la figure 4.3.

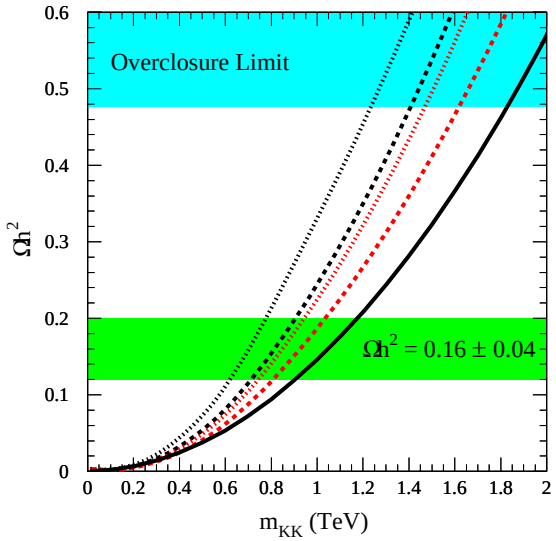


FIGURE 4.3 – Densité relique en fonction de la masse de la particule B(1).
La ligne continue correspond au calcul de la densité relique sans co-annihilations. Les lignes pointillées indiquent les cas où il y a des co-annihilations avec la première excitation de l'électron droit $e_R^{(1)}$ (courbes noires : $\Delta = 0.01$, courbes rouges $\Delta = 0.05$, où Δ est la différence relative de masse entre $B^{(1)}$ et $e_R^{(1)}$)[204].

4.4 Emission γ

4.4.1 Spectre en énergie

4.4.1.1 Continuum gamma du spectre d'annihilation

En général, les particules produites dans l'annihilation des particules de matière noire sont instables et ne conduisent aux particules observables qu'après différents processus. Dans le cas de la production d'une paire de quarks par exemple, ceux-ci vont s'hadroniser en produisant d'autres particules du Modèle Standard, qui finissent par se désintégrer et donner des particules stables. Ces dernières peuvent être des photons, qui proviennent de la désintégration des pions neutres produits dans le processus d'hadronisation $\pi_0 \rightarrow \gamma\ \gamma$. Chaque état final produit un spectre continu de particules stables, dont la gamme en énergie s'étend de 0 à m_{DM}, m_{DM} étant la masse de la particule de matière noire et donc l'énergie maximale qu'il est possible de transmettre à une particule dans l'état final. Du point de vue du rayonnement cosmique

exotique, le spectre source est alors décrit par la somme des fonctions de fragmentation des différents états finaux intervenants. Considérant la particule observée k, le spectre source est donné par :

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_k = \sum_i \omega_i \left(\frac{dN_i}{dE}\right)_k \tag{4.12}$$

Le facteur $(\mathrm{dN/dE})_\gamma$ décrit les spectres différentiels des photons obtenus pour l'état final i, dont la probabilité associée est ω_i. Les valeurs de ω_i sont déterminées par le modèle de nouvelle physique utilisé. Elles ne peuvent pas être exprimées analytiquement, car elles font en général intervenir de la QCD dans un régime non perturbatif. La prédiction de ces facteurs est donc soumise à l'utilisation de codes de simulation Monte Carlo comprenant une description empirique des processus d'hadronisation comme PYTHIA [209].

4.4.1.2 Raies de photons mono-énergétiques

L'absence de couplage des particules de matière noire au champ électromagnétique supprime la production directe de gamma dans l'état final lors de l'annihilation de particules de matière noire. Trois processus [1] sont possibles dans la production directe conduisant alors à des raies mono-énergétiques : $\chi\chi \to \gamma\gamma$, $\gamma\ \mathrm{Z}^0$, $\gamma\ \mathrm{h}_0$.

Leur observation serait une indication forte en faveur d'une origine d'annihilation de matière noire. En effet, les photons sont produits à des énergies bien définies, caractéristiques de la masse des particules de matière noire dont ils sont issus et très difficilement imitables par des sources astrophysiques conventionnelles :

$$\begin{aligned} E_{\gamma\gamma} &= m_\chi \\ E_{\gamma Z^0, h_0} &= m_\chi \left(1 - \frac{m^2_{Z^0,h_0}}{4m^2_\chi}\right) \end{aligned} \tag{4.13}$$

4.4.2 Modèles considérés

4.4.2.1 LSP

Les canaux d'annihilation principaux des neutralinos conduisent à des paires de fermion-antifermion, à des paires de bosons de jauge et à des états finaux contenant des bosons de Higgs (voir figure 4.4 et 4.5). Leurs sections efficaces sont de l'ordre de 10^{-26} $\mathrm{cm}^3.\mathrm{s}^{-1}$: la densité relique des neutralinos est donc naturellement compatible avec les contraintes cosmologiques, voir section 3.4.2 page 46.

Du fait de la masse faible des fermions devant celle présumée des neutralinos, supérieure à 10 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 [119]. 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 [2], le canal d'annihilation dominant en paires de fermions est en quarks t.

1. Tous sont possibles dans le cas d'un spin entier, soit pour une particule de Kaluza-Klein $\mathrm{B}^{(1)}$. Seuls les deux premiers dans le cas d'un spin demi-entier, soit pour un neutralino χ.
2. $\mathrm{m}_{top} = 172.0 \pm 0.9 \pm 1.3$ GeV [21]

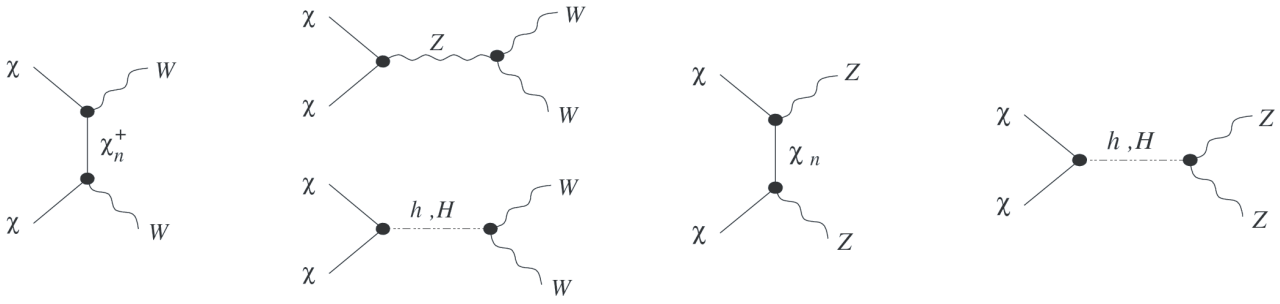


FIGURE 4.4 – Diagrammes d'annihilation de neutralinos en bosons de jauges.

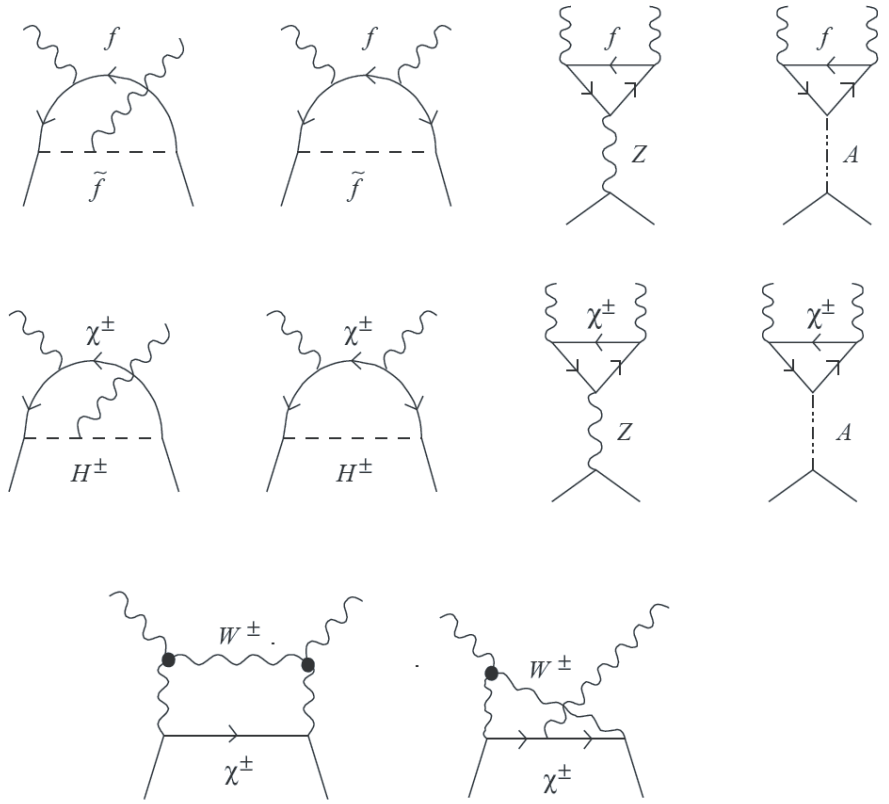


FIGURE 4.5 – Diagrammes d'annihilation de neutralinos en paires de photons.

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 [3, 4] et dépend du contenu en champ du neutralino χ. Ces canaux d'annihilation sont dominants pour des neutralinos principalement higgsinos. Les particules finales sont les produits de la désintégration du Z^0 et des $W^{\pm}$ ($\sim$ 70 % de hadrons et $\sim$ 30 % de leptons).

4.4.2.2 LKP

Les rapports d'embranchement de l'annihilation des particules $B^{(1)}$ ne dépendent pas de leur masse [33] dans la limite où $m_B^{(1)}$ est grand devant la masse des produits d'annihilation. Contrairement au cas de la supersymétrie, il n'y a pas de suppression chirale des canaux d'annihilation en fermions-antifermions [49]. En particulier, les annihilations en paires de leptons chargés et paires de quarks sont dominantes puisque le LZP est un boson. Les diagrammes correspondants sont illustrés figure 4.6. Les rapports d'embranchement pour les différents canaux d'annihilation sont donnés dans la table 4.2.

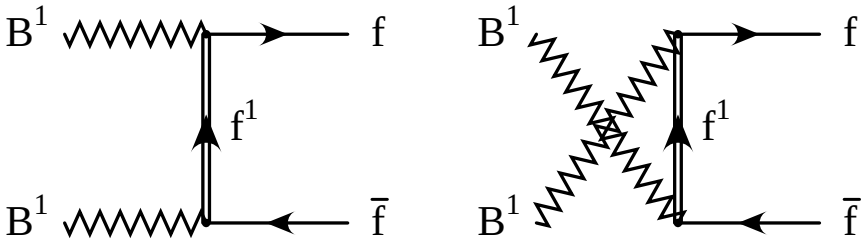


FIGURE 4.6 – Canaux d'annihilation des $B^{(1)}$ conduisant à des fermions [204].

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 %

TABLE 4.2 – Rapports d'embranchement des différents canaux d'annihilation de la LZP [32].

3. $m_{W^{\pm}} = 80.399 \pm 0.023$ GeV [21]
4. $m_{Z^0} = 91.1876 \pm 0.0021$ GeV [21]

Troisième partie

L'expérience *H.E.S.S.*

"Que la lumière soit ! "

La Bible, Genèse 1 :3

5

La technique d'imagerie Cherenkov

Contents

5.1 L'atmosphère : un calorimètre naturel 64
5.2 Le développement des gerbes atmosphériques 64
5.2.1 Les gerbes électromagnétiques 64
5.2.2 Les gerbes hadroniques 66
5.2.3 Différences majeures 67
5.3 Le rayonnement Cherenkov 69
5.4 Principe de détection 69

Comme on l'a vu précédemment, la détection des γ par satellite devient difficile au-dessus de 100 GeV, leur flux étant trop faible. À ces énergies, on utilise donc une technique indirecte de détection au sol, en mettant à profit la grande gerbe de particules secondaires créée par interaction du rayon gamma incident (ou du rayon cosmique incident) dans la haute atmosphère.

Ce chapitre a pour objectif de décrire brièvement le développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques ainsi que le mécanisme de formation et de détection du rayonnement Cherenkov. Les principales caractéristiques des gerbes, utiles par la suite, seront explicitées.

5.1 L'atmosphère : un calorimètre naturel

La détection directe des rayons cosmiques de très haute énergie est irréalisable du fait de la décroissance du spectre d'énergie en loi de puissance. La solution imaginée est donc d'étudier les particules secondaires produites lors de l'interaction de la particule primaire avec les atomes de l'atmosphère terrestre. Celle-ci joue le rôle d'un calorimètre dans lequel les particules vont dissiper toute leur énergie. Cependant, contrairement aux calorimètres utilisés en physique des particules, l'atmophère n'est pas un milieu si simple : il n'est pas homogène, ni dans le temps ni dans l'espace. De plus, le champ magnétique terrestre influe sur l'évolution des particules chargées. Ces variations constituent donc la principale source d'incertitudes dans les résultats présentés.

5.2 Le développement des gerbes atmosphériques

Bien que toujours présentes dans une gerbe, les interactions du primaire dans l'atmosphère dépendent fortement de sa nature :

- Une gerbe initiée par un photon ou un électron ne contiendra aucune composante hadronique. Ce type de gerbe est appelée gerbe électromagnétique car le développement de la cascade est dominé par l'interaction électromagnétique.
- Les noyaux engendrent des gerbes dites hadroniques, pouvant comprendre une composante électromagnétique (venant de π_0 créés dans l'interaction) se développant parallèlement et en emportant une énergie importante du primaire.

La nature stochastique des processus d'interaction mis en jeu a pour conséquence que chaque gerbe est unique et peut avoir des caractéristiques éloignées du comportement moyen. Une gerbe d'une énergie donnée peut ainsi ressembler à une gerbe d'une autre énergie, ou provenant d'une particule primaire différente. Cette propriété rend particulièrement difficile l'identification absolue des gerbes.

5.2.1 Les gerbes électromagnétiques

Les gerbes électromagnétiques désignent les cascades de particules produites par l'interaction d'un photon ou d'un électron (ou d'un positon) de haute énergie avec la matière. Les gerbes électromagnétiques ont un comportement moins fluctuant que les gerbes hadroniques : en effet, les photons et les électrons ont une variété de modes d'interaction probable beaucoup moins riche que les hadrons. Il en résulte une régularité dans le développement de la cascade que l'on peut plus facilement caractériser. La théorie de l'électrodynamique quantique permet d'effectuer des calculs précis décrivant le développement des gerbes electromagnétiques.

La description détaillée du développement d'une gerbe atmosphérique nécessite le recours à la simulation numérique. Néanmoins, il est possible, en première approximation, de décrire analytiquement le comportement moyen d'une gerbe électromagnétique. Afin de comprendre les principales caractéristiques des gerbes électromagnétiques, considérons le modèle simple de Heitler [101]. Les principaux processus intervenant dans le développement d'une gerbe électromagnétique sont les suivants :

- le rayonnement de freinage des électrons et positons (bremsstrahlung) : en passant dans le champ coulombien d'un noyau, ces particules perdent de l'énergie en émettant un photon ;
- la conversion de photons de haute énergie en paires e^+/e^-, également sous l'effet du champ coulombien des noyaux ;
- les petites déviations angulaires des électrons et positons également dues au champ coulombien des noyaux (diffusion multiple) qui déterminent le développement latéral de la gerbe ;
- la perte d'énergie des électrons et positons due à l'ionisation ou l'excitation des atomes ;

Dans les trois premiers processus, une seule longueur caractéristique intervient : la longueur de radiation X_0. La perte relative d'énergie d'un électron par rayonnement de freinage lorsqu'il traverse une épaisseur dx de matière est donnée par :

$$\frac{d\langle E\rangle}{E} \approx \frac{dx}{X_0} \tag{5.1}$$

où X_0 est la longueur de radiation.

La longueur de radiation de l'air sec vaut $X_0 = 36.7$ g/cm^2. Cependant, pour une gerbe inclinée, l'épaisseur de matière traversée varie avec l'angle zénithal θ : si on néglige la courbure de la Terre, l'épaisseur L d'atmosphère traversé varie comme $L/\cos(\theta)$.

On suppose que tout électron a donné naissance par bremsstrahlung, au bout d'une longueur de radiation, à un électron et à un photon ayant chacun la moitié d'énergie de leur parent. On suppose de même que tout photon a donné naissance, au bout d'une longueur de radiation, à une paire e^+/e^-, chaque électron de la paire ayant aussi la moitié de l'énergie du photon parent. La figure 5.1 illustre le développement de la gerbe dans les premières interactions. Soit E_0 l'énergie de la particule primaire ; à chaque longueur de radiation, le nombre de particules double ; après n longueurs de radiation il y a donc 2^n particules dont l'énergie vaut $E=E_0/2^n$. La gerbe croît jusqu'à ce que les électrons atteignent l'énergie critique E_C=84.2 MeV, dans l'air. C'est l'énergie pour laquelle les pertes d'énergie par ionisation deviennent dominant. En dessous, les particules sont stopées rapidement. Ils sont arrêtés au bout d'une longueur de radiation en moyenne. Le maximum de développement de la gerbe est donc atteint après un nombre n_{max} tel que $E_C=E_0/2^{n_{max}}$. La pronfondeur correspondant au maximun de développement est donc donnée par : $X_{max}=X_0 \frac{ln(E_0/E_C)}{ln(2)}$, et le nombre moyen de particules au maximum par l'expression $N_{max}=E_0/E_C$.

Ce modèle permet de dégager les aspects principaux de développement d'une gerbe électromagnétique. Le processus s'effectue en trois phases successives : une phase de croissance où les particules se multiplient grâce à l'alternance de création de paires-bremsstrahlung ; un maximum de développement et enfin une phase d'extinction où les particules déposent toute leur énergie dans l'atmosphère. La profondeur au maximum de développement varie logarithmiquement avec l'énergie alors que le nombre de particules au maximum varie linéairement avec

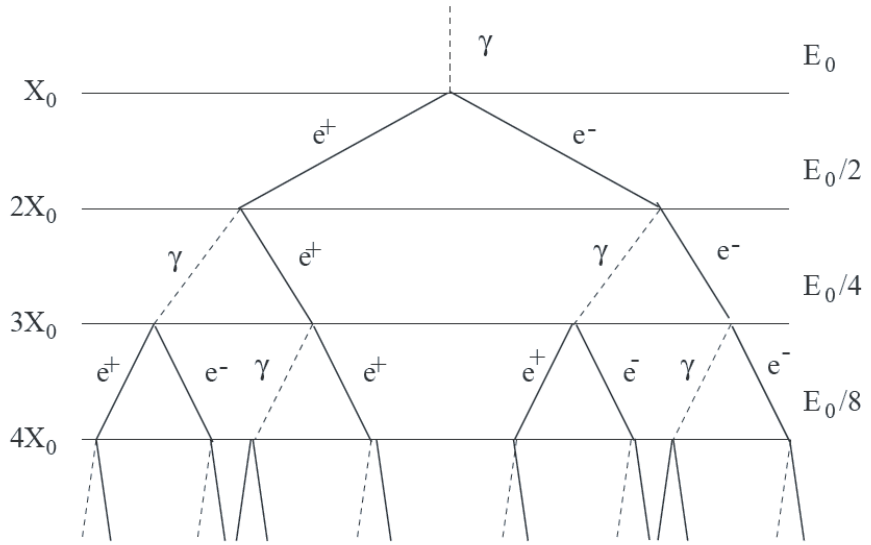


FIGURE 5.1 – Modèle simplifié du développement d'une gerbe électromagnétique.

l'énergie E :

$$X_{max} \propto ln\left(\frac{E_0}{E_C}\right) \tag{5.2}$$

$$N_{max} \propto E_0 \tag{5.3}$$

Ces équations expriment le fait que plus la particule primaire a une énergie élevée, plus le nombre d'étapes nécessaires pour répartir l'énergie entre les particules secondaires est grand. Il est intéressant de noter que malgré sa simplicité, ce modèle permet de prédire une évolution de N_{max} et X_{max} avec l'énergie qui décrit bien la réalité. Un modèle plus réaliste a été développé par Rossi et Greisen [198] dans une théorie analytique décrivant le développement longitudinal d'une gerbe en négligeant les pertes par ionisation : c'est l'approximation A.

5.2.2 Les gerbes hadroniques

Lorsque la particule primaire est un noyau, celui-ci crée une grande gerbe dont le développement est bien différent de celui des gerbes engendrées par un γ , les hadrons interagissant principalement par interaction forte avec les noyaux des molécules d'oxygène ou d'azote de l'atmosphère. Cette collision violente conduit aussi bien à la fragmentation du noyau cible qu'à celle du noyau incident. Les fragments nucléaires vont alors continuer à interagir pour constituer le coeur de la cascade hadronique. Lors de cette première interaction, des pions ($\pi^{\pm}$, π^0) et des kaons ($K^{\pm}$, K^0) sont produits. Les pions neutres π^0 ayant un temps de vie très court se désintègrent immédiatement en deux photons pour initier une sous-gerbe électromagnétique. Les pions chargés $\pi^{\pm}$ ont une durée de vie plus longue et se désintègrent principalement en muons ($\mu^{\pm}$) et en neutrinos ; les muons, du fait de la dilatation relativiste de leur temps de vie, peuvent parcourir de grandes distances avant de se désintégrer en électrons et en neutrinos. La durée de vie plus longue des pions chargés augmente la probabilité de créer de nouvelles interactions avec les noyaux des molécules d'air, ces interactions alimentant la cascade principale.

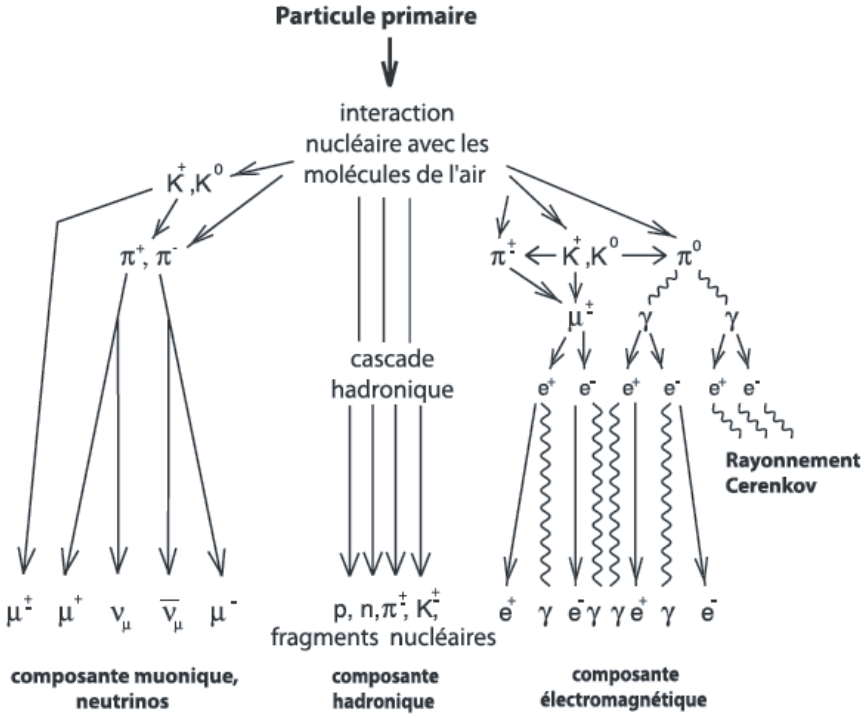


FIGURE 5.2 – Schéma du développement d'une gerbe initiée par un noyau primaire.

5.2.3 Différences majeures

Le taux de rayons cosmiques chargés interagissant avec l'atmosphère domine complètement celui des γ. La détection de ces événements nécessite de pouvoir distinguer efficacement entre des gerbes initiées par des hadrons et celles initiées par les rayons γ. Les processus à l'origine des gerbes conduisent à des différences notables de leurs propriétés :

- Les gerbes issues de photons sont très collimées dans la direction d'origine du photon. Les faibles impulsions transverses des particules générées induisent une largeur de la gerbe plus réduite que celle des hadrons dont les produits peuvent emporter une impulsion transverse importante.
- La symétrie de révolution de la gerbe est respectée pour les gerbes électromagnétiques du fait, toujours, de la faible impulsion transverse communiquée aux particules secondaires. Les gerbes de hadrons sont moins symétriques avec la présence de sous-gerbes.
- Les gerbes de hadrons produisent aussi des muons en grande quantité [1] qui survivent à la gerbe et se propagent jusqu'au sol.
- Enfin, la hauteur de première interaction des hadrons présente des fluctuations beaucoup plus importantes que celles des photons.

La figure 5.3 illustre bien l'homogénéité et la symétrie de révolution des gerbes électromagnétiques ainsi que les grandes impulsions transverses des hadrons.

1. La quantité de muons produits dépend de l'énergie du hadron incident.

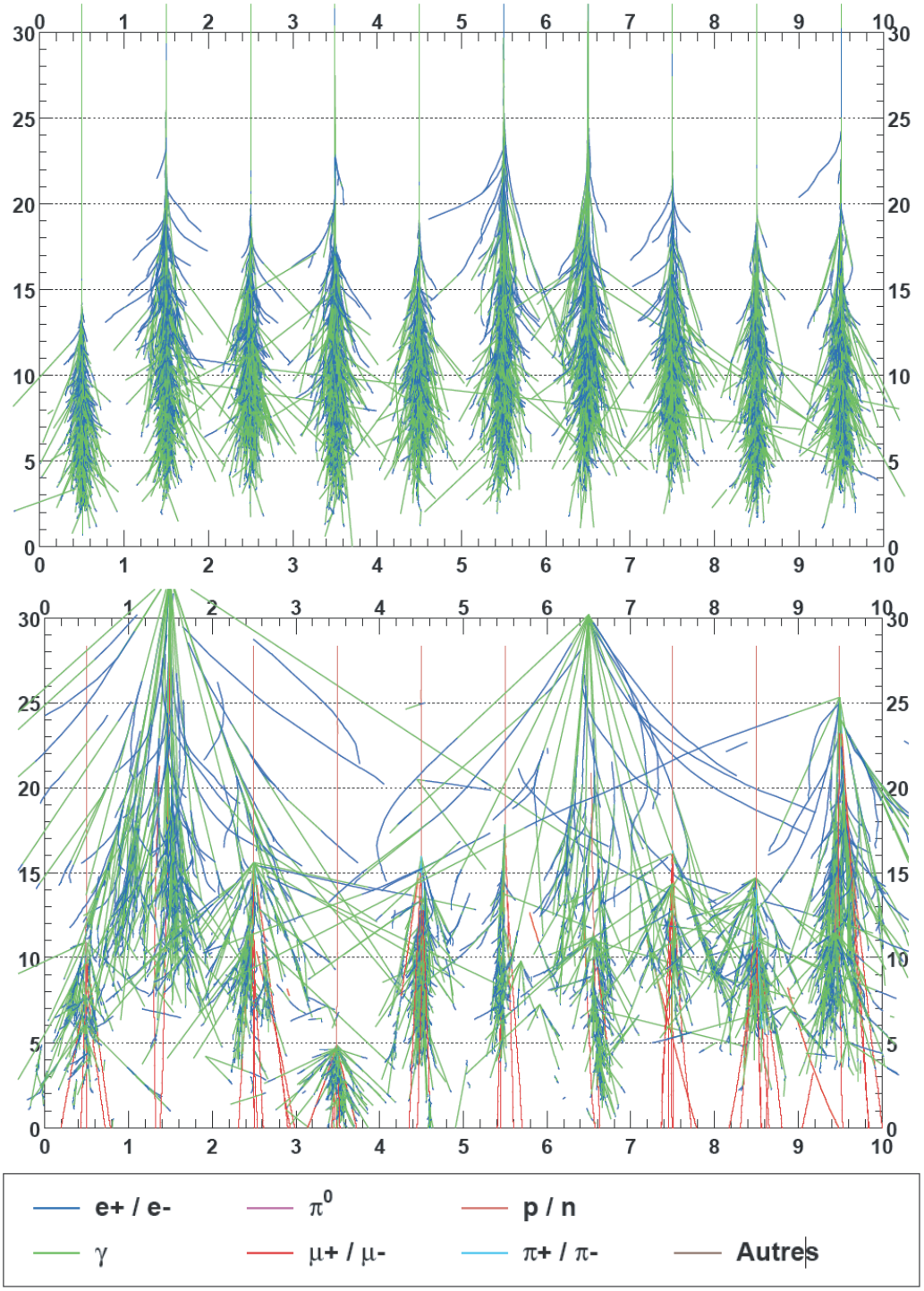


FIGURE 5.3 – Comparaison des fluctuations intrinsèques des gerbes électromagnétiques (*en haut*) et des gerbes hadroniques (*en bas*) [62].
Les dix gerbes électromagnétiques de 300 GeV prises au hasard sont beaucoup plus ressemblantes les unes aux autres que les dix gerbes de protons de même énergie, représentées en-dessous. L'échelle verticale donne l'échelle en kilomètres depuis le niveau de la mer, et l'échelle horizontale s'entend également en kilomètres.

5.3 Le rayonnement Cherenkov

Les particules créées dans ces gerbes sont en majorité ultra-relativistes. La vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans l'atmosphère étant plus faible que dans le vide, ces particules sont à l'origine de l'émission Cherenkov [154]. Lorsqu'une particule chargée se déplace plus rapidement que la lumière dans un milieu, elle provoque la formation d'une onde de choc électromagnétique. Le principe est similaire à la formation de l'onde choc par un avion supersonique ("bang").

L'onde de choc électromagnétique correspond à un front de lumière, se propageant sous la forme d'un cône formant un angle θ avec la trajectoire de la particule. Le principe est illustré sur la figure 5.4. L'angle du cône est défini par la vitesse v de la particule et l'indice de réfraction n du milieu :

$$cos\ \theta = \frac{c}{n.v} \tag{5.4}$$

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

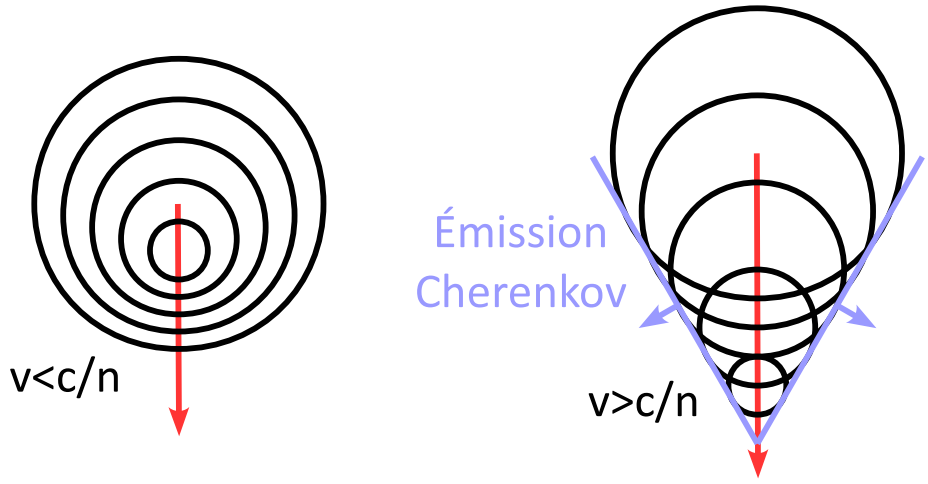


FIGURE 5.4 – Principe d'émission de la lumière Cherenkov : une onde de choc se forme si la vitesse de la particule dépasse celle de la lumière dans le milieu. Représentation schématique [73] du déplacement d'une particule chargée de vitesse v dans un milieu d'indice n, c étant la célérité de la lumière dans le vide. Les cercles noirs schématisent les fronts d'ondes électromagnétiques générés par la particule à intervalle de temps régulier.

5.4 Principe de détection

Dans la gamme en énergie du TeV, à des altitudes de 1000 m à 2000 m, les particules générées dans la gerbe électromagnétique n'atteignent pas le sol, à l'exception des muons. Peu de muons

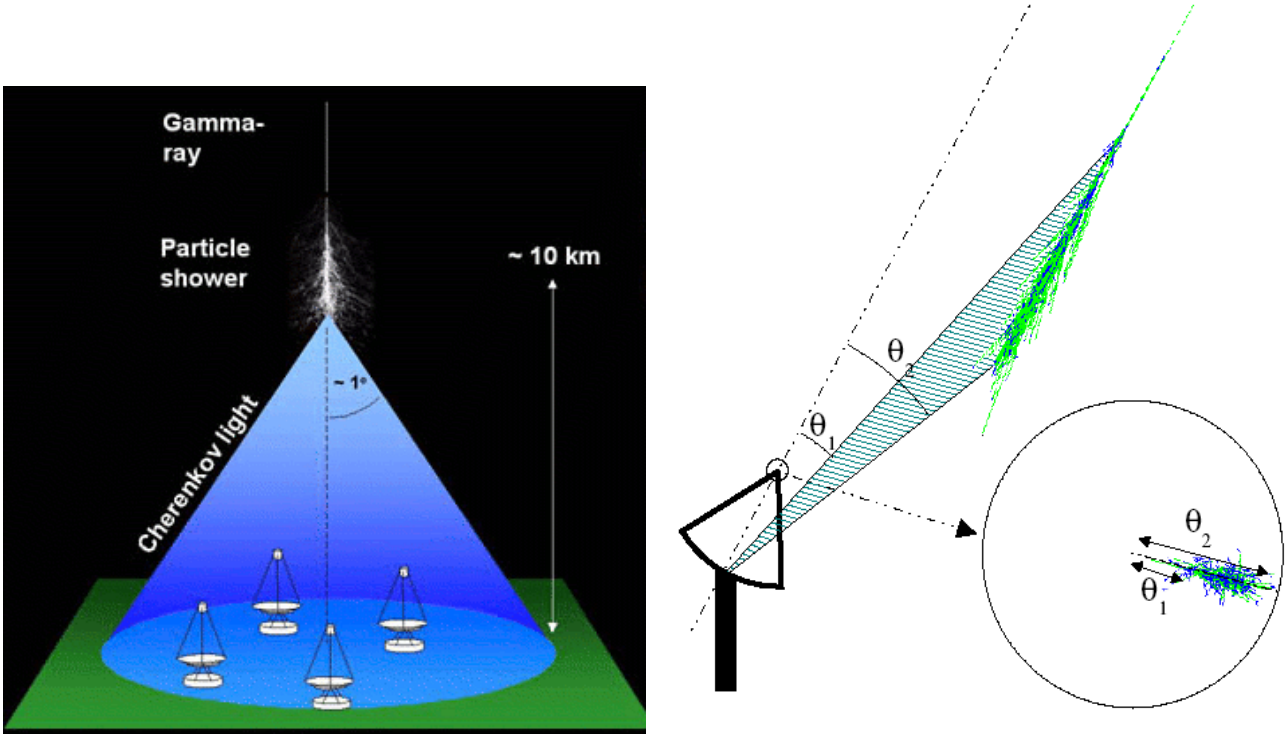


FIGURE 5.5 – Principe d'imagerie de la lumière Cherenkov.
Image de gauche : Schéma d'un réseau de télescopes détectant le flash de lumière Cherenkov émis par une gerbe. Cette image est tirée de [103].
Image de droite : Principe de l'imagerie Cherenkov. L'image de la cascade en rayonnement Cherenkov se forme au plan focal du réflecteur. Le centre de la caméra correspond à l'axe optique du télescope et la périphérie de la caméra constitue la limite du champ de vue. Une gerbe générée par un γ dirigé selon l'axe optique forme une image se développant de l'intérieur vers l'extérieur de la caméra et dont l'axe de symétrie passe par le centre. Cette image est tirée de [62]

étant générés dans ces cascades, ceux-ci ne sont pas utiles pour la détection des photons γ mais servent au rejet des hadrons. La lumière Cherenkov, émise par les particules à l'intérieur de la gerbe, se propage quant à elle jusqu'au sol.

L'imagerie Cherenkov consiste à obtenir une image de la gerbe en lumière Cherenkov dans le plan focal d'un miroir. Une caméra équipée de pixels fins et d'une électronique rapide permet de détecter les flashs brefs et intenses de lumière Cherenkov parmi le bruit de fond de ciel. L'analyse des images obtenues permet d'estimer la direction et l'énergie du γ primaire.

La figure 5.6 montre des exemples d'images obtenues au plan focal de la caméra pour plusieurs types de particules primaires. Chaque point de cette figure est un pixel. Les propriétés différentes de symétrie des gerbes hadroniques et électromagnétiques sont conservées dans leurs images Cherenkov. L'analyse des propriétés géométriques des images obtenues permet de différencier les deux types de gerbes.

Les surfaces efficaces typiques de ces instruments sont ainsi de quelques 10^5 m^2, surface de la tâche de lumière Cherenkov au sol, pour des surfaces de collection des miroirs de l'ordre de 100 m^2 : seule une fraction de la tâche Cherenkov au sol est donc collectée par l'imageur.

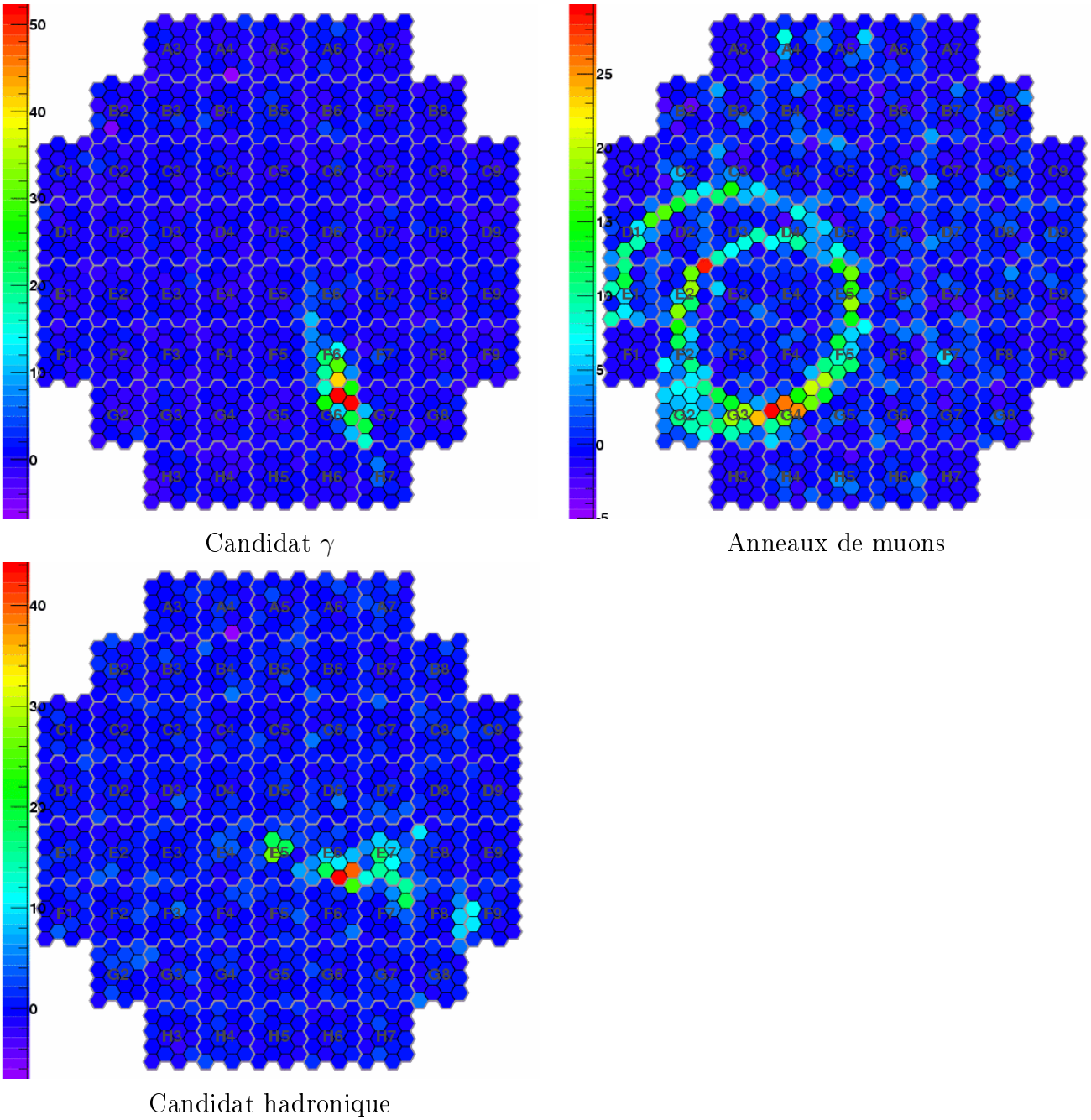


FIGURE 5.6 – Exemples d'images de gerbes atmosphériques observées par H.E.S.S. *Haut gauche :* Image d'une gerbe de forme ellipsoïdale, probablement issue d'un rayon γ. *Haut droite :* Image d'anneaux de muons. *Bas :* Image caractéristique d'une gerbe hadronique.

Ce principe est schématisé sur la figure 5.5. La taille du miroir est liée au seuil en énergie : les gerbes initiées par des γ de plus basse énergie étant moins lumineuses, il est nécessaire de collecter une fraction de lumière plus importante pour les détecter.

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 A ;
- 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). Le bruit du fond du ciel provient des étoiles mais aussi de la lumière diffuse des villes environnantes.
- Au champ de vue d'un pixel Ω (angle solide).
- A la largeur temporelle de la fenêtre d'intégration du signal Δt.

Le seuil en énergie est alors donné empiriquement par :

$$E_{seuil} \propto \left(\frac{S}{\sqrt{B}}\right)^{-1} \propto \sqrt{\frac{\Omega.\Delta t.\phi_{NSB}}{A.\epsilon}} \tag{5.5}$$

"J'ai toujours aimé le désert.
On s'assoit sur une dune de sable.
On ne voit rien. On n'entend rien.
Et cependant quelque chose rayonne en silence..."

Antoine de Saint-Exupéry, Le Petit Prince.

6

Présentation de l'instrument

Contents

6.1 Le site 74
6.1.1 Choix du site 74
6.1.2 Installation 74
6.2 Les télescopes 76
6.2.1 La structure 76
6.2.2 Les miroirs 76
6.3 La caméra 77
6.3.1 Efficacité muonique 79
6.3.2 Les photomultiplicateurs 80
6.3.3 Les tiroirs d'électronique 81
6.4 Le système de déclenchement 83
6.4.1 Le système de déclenchement local 84
6.4.2 Le système de déclenchement central 85
6.4.3 Ajustement du système de déclenchement 86
6.5 La sélection des données 86
6.5.1 La qualité de l'atmosphère 87
6.5.2 Le bon fonctionnement de l'instrument 88

Le système H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) est une expérience de troisième génération destinée à l'observation des γ dans le domaine d'énergie entre 100 GeV et plusieurs dizaines de TeV. Ce réseau comporte quatre télescopes, formant un carré de 120 m de côté, qui observent une gerbe électromagnétique simultanément. Le premier télescope a été opérationnel en juin 2002 et l'installation s'est déroulée jusqu'à la mise en service complète des quatre télescopes en décembre 2003. L'objectif est d'allier les différents points forts des expériences qui ont précédé H.E.S.S. : à savoir la stéréoscopie de HEGRA [59], de grands miroirs comme l'observatoire Whipple [233] et une caméra finement pixélisée asssociée à une électronique rapide comme l'expérience CAT [147]. Toutes ces caractéristiques permettent d'obtenir l'expérience Cherenkov la plus sensible avec un seuil d'analyse de l'ordre de 150 GeV au zénith.

6.1 Le site

6.1.1 Choix du site

L'expérience H.E.S.S. est installée en Namibie, dans les montagnes du Khomas (23°16′18.4" S ; 16°30′00.8" E), à 100 km au sud-est de la capitale Windhoek. Le site est construit à 1800 ± 20 m d'altitude [103], afin de réduire la distance entre le détecteur et les gerbes électromagnétiques qui se développent à une dizaine de kilomètres d'altitude. Les raisons de la position géographique de l'expérience H.E.S.S. sont les suivantes :

- la proximité du Tropique du Capricorne offre la possibilité d'observer le centre galactique près du zénith, où une grande densité de sources, observées à plus basse énergie par EGRET, est attendue. La figure 19.1 page 285 représente la carte du ciel vue depuis le site de H.E.S.S.
- les montagnes du Khomas sont caractérisées par un climat semi-désertique où les conditions d'observation sont particulièrement intéressantes, sans pluie ni nuages durant une majeure partie de l'année. Le climat sec donne une atmosphère très pure, favorable à l'observation de lumières très peu intenses.
- la faible densité de population (1 à 2 hab.km^{-2}) limite la pollution lumineuse due aux activités humaines (éclairage des villes).
- l'expérience est également située dans une région de faible champ magnétique, appelée anomalie sud-magnétique : le champ ne fait que 0.2 G sur le site. Cette particularité réduit les déviations des particules chargées dans les gerbes et facilite la reconstruction des γ incidents.

6.1.2 Installation

Pour obtenir une surface efficace maximale, les quatre télescopes sont disposés aux quatre angles d'un carré selon les quatres points cardinaux comme représenté sur la figure 6.1. La longueur du côté vaut 120 mètres. Cette valeur est un compromis entre différents paramètres : la surface efficace du détecteur pour un fonctionnement stéréoscopique, la réjection des muons, et la résolution angulaire.

La section efficace d'un télescope seul est limitée par la taille de la lumière Cherenkov émise par une gerbe. Elle est d'environ 125 mètres de rayon pour des γ au zénith d'une énergie de 100 GeV [97], seuil de l'expérrience H.E.S.S. La figure 6.2 de gauche illustre la surface efficace pour un déclenchement avec au moins deux télescopes. Elle est maximale pour des télescopes distants de 80 m, et reste supérieure à la surface efficace d'un télescope seul jusqu'à 150 m.

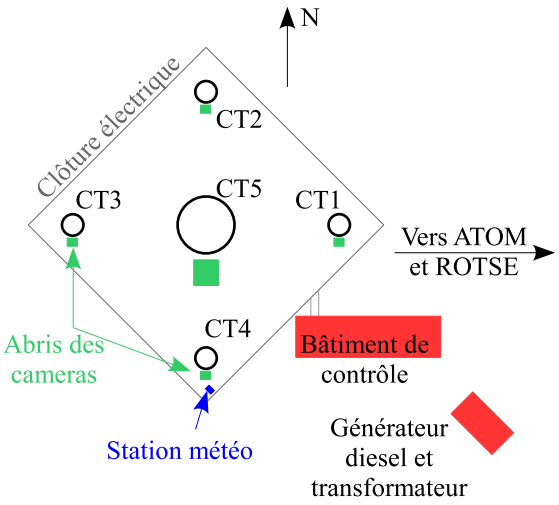


FIGURE 6.1 – Disposition des télescopes sur le site de H.E.S.S. en Namibie (23°16′18” S ; 16°30′00” E).

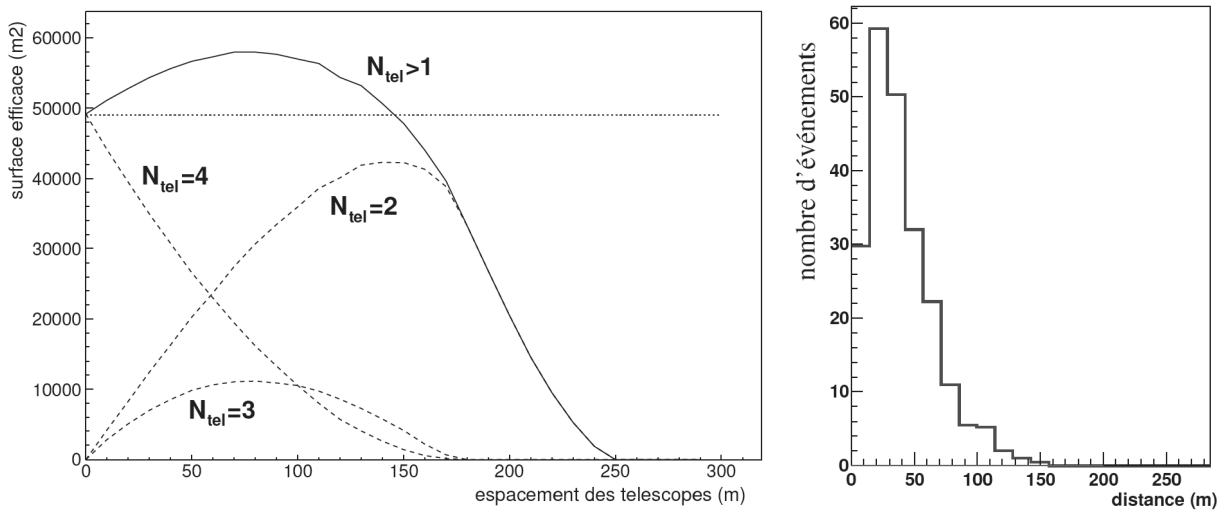


FIGURE 6.2 – *Image de gauche* : Surface efficace de détection pour au moins deux télescopes en coïncidence parmi quatre (trait plein) et pour exactement 2, 3 et 4 télescopes en coïncidence (en pointillés) en fonction de l'espacement des télescopes en considérant que la surface de détection d'un télescope est de π.(R=125 m)^2 [97].
Image de droite : Distance d'impact d'un spectre de muons au zénith et déclenchant un télescope [97].

Pour un seul télescope, les muons représentent une source importante du bruit. Ils sont issus des interactions des rayons cosmiques de type hadronique avec l'atmosphère. Les muons détectés sont contenus à 90 % (99 %) dans un rayon de 80 m (respectivement 135 m) autour du télescope, comme représenté dans la figure 6.2 de droite. Le système de déclenchement enregistre l'événement si et seulement si deux caméras au moins ont atteint le seuil en photoélectrons fixé. Une séparation supérieure à 100 m assure un excellent rejet des muons.

Une bonne évaluation de la distance et de la forme de tout objet, ici une gerbe électromagnétique, est conditionnée par la distance entre les détecteurs. Une grande séparation permet de l'observer sous des angles très différents. L'image dans la caméra correspond à la projection de la direction principale de la gerbe. L'intersection des deux projections donne la direction dans le ciel de la gerbe, et par conséquent celle du photon. Plus l'angle entre les projections est élevé, plus la reconstruction est précise. Afin d'obtenir une précision de l'ordre de 0.1°, les télescopes doivent être séparés d'au moins 100 m.

Une bonne résolution angulaire permet également d'améliorer la détermination de l'énergie : elle est calculée à partir de l'intensité du signal dans la caméra, qui dépend entre autres de la distance d'impact.

La distance de 120 m choisie dans l'expérience H.E.S.S. est donc un compromis entre ces différents critères.

6.2 Les télescopes

6.2.1 La structure

Les télescopes de H.E.S.S., illustrés figure 6.3 de gauche, ont une monture alt-azimutale en acier. La rotation s'effecue autour d'un pivot central, le long d'un rail de 13.6 m de diamètre, sur 385°. Deux tours supportent l'axe du système d'élévation, lui permettant d'évoluer entre -35° par rapport à l'horizontale (position de stationnement à l'intérieur des abris) et +175°. Un système de roue à friction contrôle le mouvement du télescope selon les deux axes à des vitesses de l'ordre de $100°.\mathrm{min}^{-1}$, pour une précision de l'ordre de 10″. Une structure en "toile d'araignée" supporte le réflecteur de 13 m de diamètre. La caméra est maintenue à la distance focale de 15 m par quatre bras.

6.2.2 Les miroirs

Les réflecteurs de lumière des télescopes de H.E.S.S. sont segmentés en 382 miroirs circulaires de 60 cm de diamètre. Ceux-ci forment une grande surface réfléchissante de 107 m^2. Les miroirs sont disposés selon un montage de Davies-Cotton schématisé sur la figure 6.3 : les miroirs d'une focale de 30 m sont répartis sur une calotte sphérique de 15 m focale. Les axes optiques de chaque miroir sont concourants sur l'axe optique de la calotte, à une distance double de celle du foyer. Ce montage limite les aberrations de coma (déformation de la tache lumineuse pour une source loin de l'axe optique illustrée figure 6.4) par rapport à un réflecteur de forme parabolique. Cependant, celui-ci induit une plus grande dispersion en temps pour le trajet des photons. Les photons tombant loin du centre de la grande surface réfléchissante arrivent plus tôt à la focale. Pour les miroirs de H.E.S.S., l'asynchronisme maximal est inférieur à la nanoseconde et reste suffisamment faible par rapport à la durée du flash Cherenkov de quelques nanosecondes produit par une cascade.

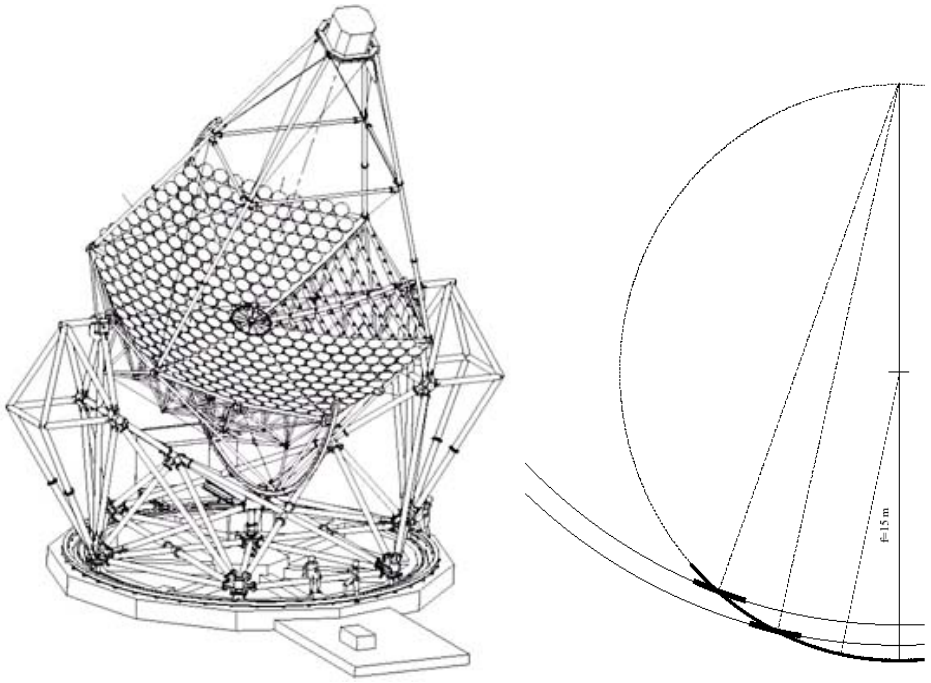


FIGURE 6.3 – *Image de gauche* : Schéma d'un télescope de H.E.S.S.
Image de droite : Schéma du montage Davies-Cotton utilisé pour les réflecteurs de H.E.S.S. La focale du réflecteur est de 15 m. Ces figures sont tirées de [197].

Chaque miroir est fixé à la structure métallique sur un support motorisé permettant d'ajuster l'alignement des miroirs (figure 6.4). En pointant le télescope sur une étoile brillante, l'image de celle-ci est formée sur le capot fermé de la caméra. La caméra CCD, placée au centre du réflecteur, détecte la position des images de l'étoile créées par les miroirs. Leur orientation est alors modifiée pour aligner l'ensemble des 382 images en une seule.

La figure 6.5 représente la fonction d'étalement d'une source ponctuelle (PSF pour Point Spread Function) en fonction de l'angle à l'axe optique et de l'élévation. L'aberration de coma est responsable de l'étalement de l'image lorsque l'étoile s'éloigne de l'axe optique. La déformation de la structure du télescope est responsable de cet étalement lorsque l'angle par rapport au zénith augmente.

6.3 La caméra

Placées au foyer des télescopes, les caméras de H.E.S.S. jouent un rôle majeur pour la détection des γ [229]. La conception de ces caméras (toutes identiques) est basée sur plusieurs critères : un pixel limité à un petit champ de vue pour la qualité des images de gerbes et pour ne pas intégrer trop de bruit, un large champ de vue total de 5° afin de pouvoir observer des sources étendues et d'améliorer la détermination du fond, une électronique d'acquisition rapide pour limiter la contribution du bruit de fond de ciel, et enfin une logique de déclenchement rapide pour réduire le temps de stockage des données. Elles ont pour dimensions 1.6 m de hauteur et de largeur et 1.5 m de profondeur, pour une masse totale de 900 kg. Elle comprend également 960 pixels composés d'un photomultiplicateur (PM) et d'un cône de Winston apposé en avant du PM. Ce cône permet d'une part de récupérer les photons dans l'espace séparant les PM

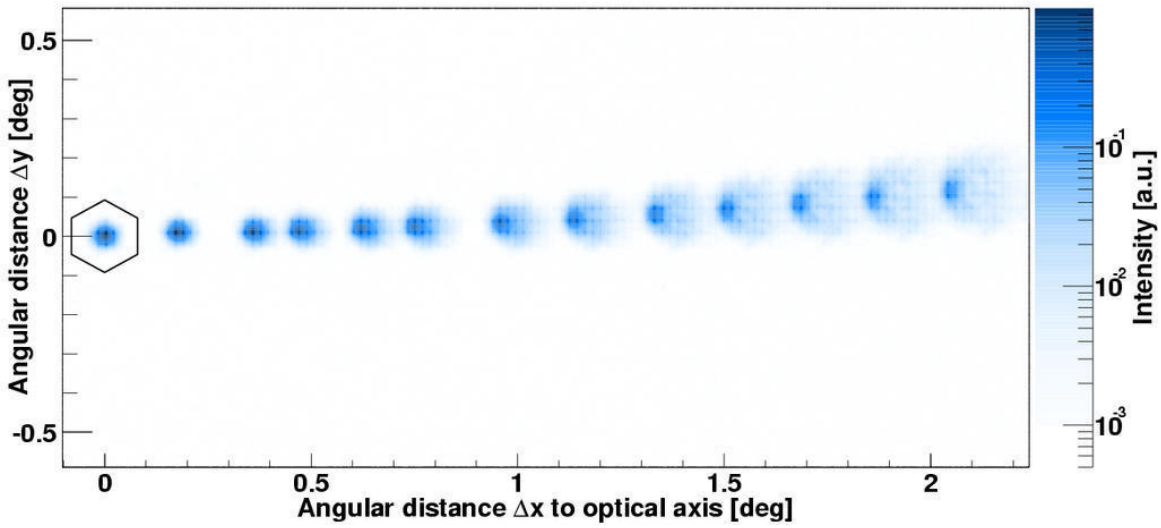


FIGURE 6.4 – Image d'une étoile en fonction de l'écart angulaire à l'axe optique.

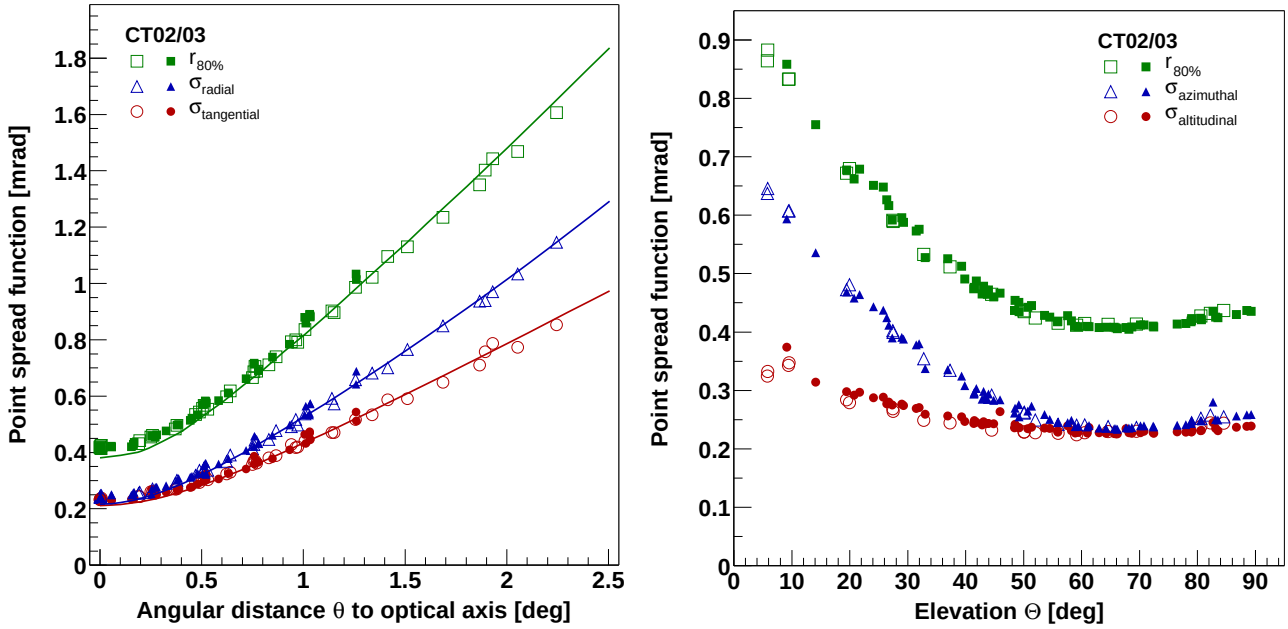


FIGURE 6.5 – *Imade de gauche* : Evolution de la fonction d'étalement d'une source ponctuelle avec l'angle à l'axe optique. La variable $r_{80\%}$ est le rayon incluant 80 % de l'image. σ_{radial} et $\sigma_{tangentiel}$ sont les largeurs de l'image par rapport à l'axe optique.
Image de droite : Evolution de la fonction d'étalement d'une source ponctuelle avec l'élévation. $\sigma_{azimuthal}$ et $\sigma_{altitude}$ sont les largeurs de l'image par rapport au pointé du télescope.

et d'autre part de limiter le champ de vue du PM afin de réduire la pollution par les photons réfléchis par le sol. Chaque pixel a de ce fait un champ de vue limité à 30°. La surface du PM au plan focal du réflecteur correspond à un champ de vue de 0.16°. Les PM sont rassemblés par 16 dans 60 tiroirs amovibles où est regroupée l'électronique rapide associée. L'ensemble des cônes de Winston et des tiroirs constituent la partie avant de la caméra, représentés sur la figure 6.6. En dehors de la prise de données, les PM sont protégés par un capot. La partie arrière de la caméra contient une baie électronique où se situe l'unité centrale de la caméra et l'électronique de déclenchement local, en communication avec l'unité centrale de déclenchement nécessaire à la stéréoscopie.

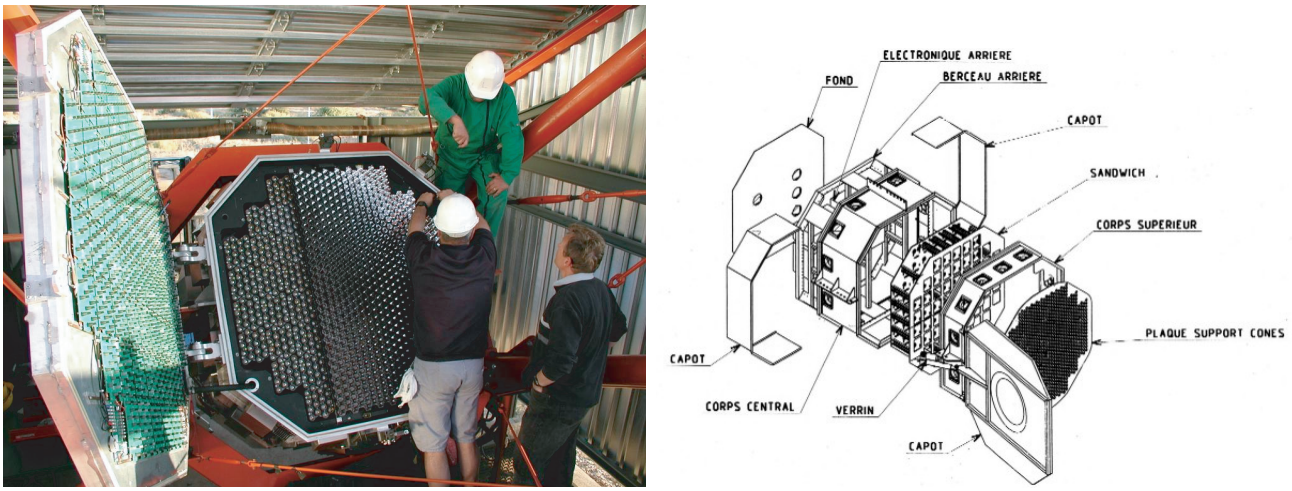


FIGURE 6.6 – Caméra de H.E.S.S. *Image de gauche* : Photographie de la face avant d'une des caméras de H.E.S.S. avec le capot de protection des PM ouvert.
Droite : Vue éclatée d'une des caméras de H.E.S.S.

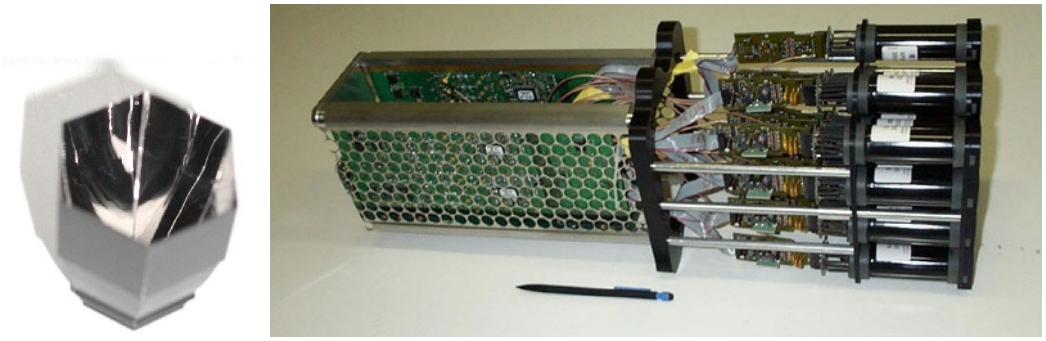


FIGURE 6.7 – *Image de gauche* : Photographie d'un cône de Winston. *Image de Droite* : Photographie d'un tiroir contenant 16 PM et l'électronique associée.

6.3.1 Efficacité muonique

Le système optique du détecteur H.E.S.S. est également soumis à une évolution de ses propriétés au cours du temps. A cause de la poussière, très présente sur le site en Namibie, et

du vieillissement du dépôt d'aluminium sur les miroirs, la réflectivité des télescopes se réduit au cours du temps. Après une décroissance rapide due à la poussière, le pouvoir de réfléxion du détecteur continue de se dégrader et atteint aujourd'hui 60% de sa valeur initiale, voir figure 6.8. Cette valeur varie peu d'un télescope à l'autre. Bien qu'une opération de maintenance visant à remplacer les miroirs des quatre télescopes est prévue [1], les variations de réflectivité ont un impact direct sur l'intensité des images aux foyers des télescopes, et par conséquent, sur le taux de déclenchement, sur le seuil en énergie, sur l'énergie mesurée des évènements détectés. La connaissance de ce paramètre permet de corriger les différents biais, il est donc nécessaire de le mesurer.

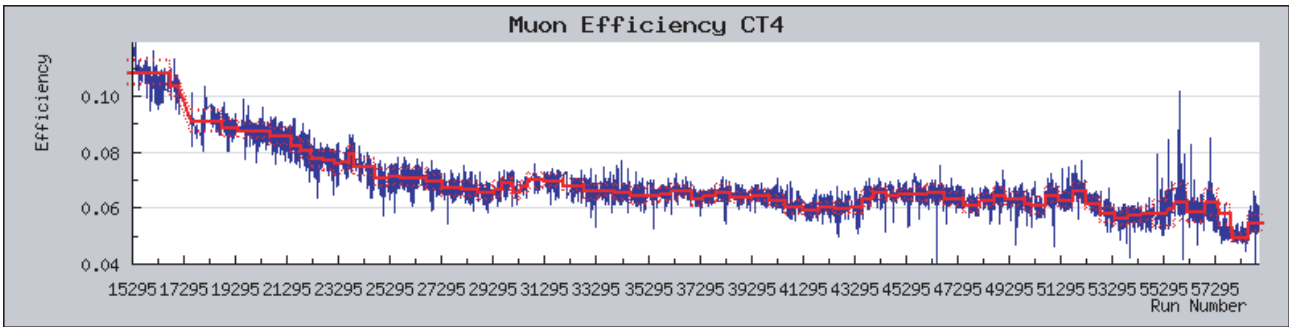


FIGURE 6.8 – Evolution de l'efficacité optique en fonction du temps (ici le numéro de la prise de donnée).

Pour cela, une méthode basée sur la détection de l'émission Cherenkov des muons a été mise en place. Les muons sont des particules avec un temps de vie extrêment court ($\sim \mu$ s) dont certains atteignent la surface de sol, grâce à leur vitesse relativiste. Lorsque l'une d'elles traverse le miroir d'un des télescopes, un anneau est observé au foyer du télescope, image du cône d'émission dans le plan focal. Dans le cas où le muon passe seulement à proximité d'un télescope, seul un arc de cercle est observé. L'avantage de ces événements est qu'ils sont produits par une seule particule. A partir de l'image obtenue, il est possible de remonter à l'énergie du muon incident, et par conséquent au nombre de photons Cherenkov émis par la particule. Le détail de la méthode et des calculs associés se trouvent dans [151].

Associée à des modélisations du détecteur et de l'atmosphère adéquates, la comparaison entre l'image obtenue et l'image attendue pour une particule de cette énergie permet d'estimer la réflectivité des miroirs pour chacun des télescopes.

6.3.2 Les photomultiplicateurs

Un photomultiplicateur (PM) fonctionne selon le principe suivant : un photon arrive sur une photocathode qui émet un électron par effet photoélectrique. Ce dernier est accéléré par un champ électrique dans le tube du PM, et vient percuter une première dynode soumise à un potentiel élevé. L'effet photélectrique est de nouveau à l'origine d'une cascade d'électrons (qui, accélérés, frappent à leur tour une seconde dynode). Chaque étage augmente donc le nombre d'électrons, pour un gain final de 2.10^5. Ceux-ci sont finalement collectés sur l'anode et un signal électrique est mesuré.

1. Les miroirs d'un premier télescope ont déjà été remplacés.

Les caméras de H.E.S.S. emploient des PM produits par l'entreprise Photonis [134]. D'un diamètre de 28,5 mm pour une photocathode de 23 mm, ils présentent une surface efficace de collection de 21 mm de diamètre environ. La figure 6.9 représente l'efficacité quantique des PM en fonction de la longueur d'onde. La gamme de sensibilité du PM s'étend de 250 nm à 650 nm avec un maximum d'efficacité à 27 % à 380 nm.

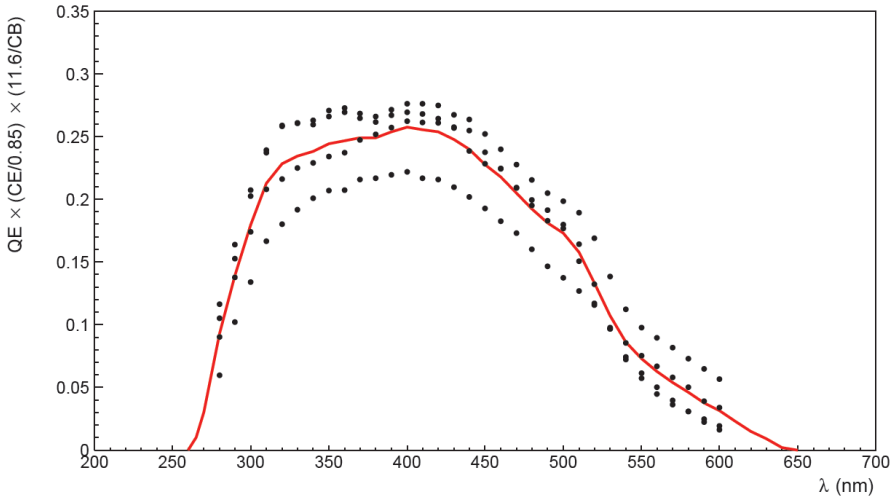


FIGURE 6.9 – Effcacité quantique des photomultiplicateurs en fonction de la longueur d'onde en nm pour quatre PM. La courbe en trait plein représente la valeur moyenne.

6.3.3 Les tiroirs d'électronique

L'électronique des caméras de H.E.S.S. est scindée en deux parties (figure 6.10). La première se situe dans la partie avant de la caméra, au sein des tiroirs. La seconde est constituée de la baie électronique située à l'arrière de la caméra. L'électronique de lecture associée aux PM et celle gérant le déclenchement local du tiroir sont regroupées au sein de trois cartes dans chaque tiroir. Deux cartes analogiques sont associées aux 16 PM et comportent l'électronique de traitement du signal et du système de déclenchement local. Une carte dite de slow-control est responsable du contrôle du tiroir.

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

Carte analogique

Les cartes analogiques contrôlent chacune 8 PM. Le signal provenant des PM suit trois voies. Deux voies servent à l'échantillonnage du signal. Deux gains différents sont appliqués. La voie dite de haut-gain couvre des intensités comprises entre 1 et 150 photoélectrons et permet d'être sensible au photoélectron unique, tandis que la voie dite de bas-gain permet de couvrir

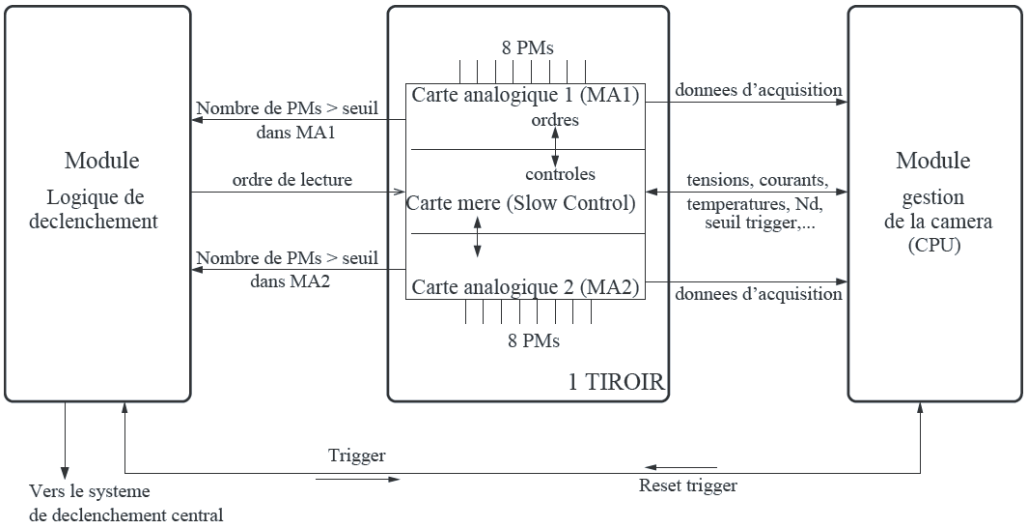


FIGURE 6.10 – Schéma de l'organisation de l'électronique au sein d'une caméra de HESS [197].

une gamme dynamique importante, entre 15 et 1600 photoélectrons avec une moins bonne résolution. Après amplification, le signal est échantillonné. Le temps de l'élaboration du signal de déclenchement, à partir des mesures des PM de la caméra, nécessite le stockage temporaire de l'information analogique de chaque PM. La solution utilisée est basée sur l'utilisation de mémoires analogiques circulaires ARS [2] possédant chacune deux voies de 128 cellules et échantillonnant en permanence les signaux de 4 PM à une fréquence de 1 GHz. La puce ARS0 conçue pour l'expérience ANTARES [22] est utilisée également dans les caméras de H.E.S.S..

Le signal est échantillonné sur une mémoire circulaire de 128 cellules. Le signal est enregistré continûment, écrasant celui échantillonné 128 ns auparavant. Lorsqu'un signal de déclenchement intervient, l'échantillonge s'arrête et la mémoire est lu à la position où le signal est attendu. Le circuit échantillonne le signal sur 128-Nd cellules (128-Nd ns à 1 GHz) et lit le signal dans une fenêtre de Nf cellules. Le délai Nd correspond au temps nécessaire à la caméra pour construire un signal de déclenchement (environ 64 ns). Du fait de la bande passante réduite de l'ARS, 80 MHz, le signal Cherenkov en sortie de PM, de l'ordre de 3 ns, est élargi à environ 10 ns. La figure 6.11 illustre le principe d'utilisation des ARS. La fenêtre d'intégration utilisée a pour largeur Nf = 16 ns et inclut 80 % du signal. Les échantillons sont ensuite numérisés par un convertisseur analogique numérique (ADC) et stockés dans un FPGA (Field-Programmable Gate Array). Deux modes sont possibles pour l'envoi des échantillons. Le FPGA peut, soit renvoyer l'ensemble des 16 charges (ce mode ne sert que pour l'étalonnage de l'électronique), soit renvoyer la charge intégrée sur les 16 cellules (mode utilisé lors de l'acquisition de données).

La troisième voie suivie par le signal sur la carte analogique sert au déclenchement de la caméra. Le signal y subit la même amplification que la voie haut-gain. Le signal entre ensuite dans un comparateur. Celui-ci envoie un signal de déclenchement, lorsque l'intégralité du signal dépasse un seuil programmable. Ce signal est une fonction porte dont la durée est proportionnelle au temps durant lequel le signal reste au dessus du seuil. Les signaux de déclenchement issus des 8 comparateurs d'une même carte sont envoyés dans un sommateur analogique qui les additionne et transmet le résultat au module de déclenchement de la caméra.

2. Analogic Ring Sampler.

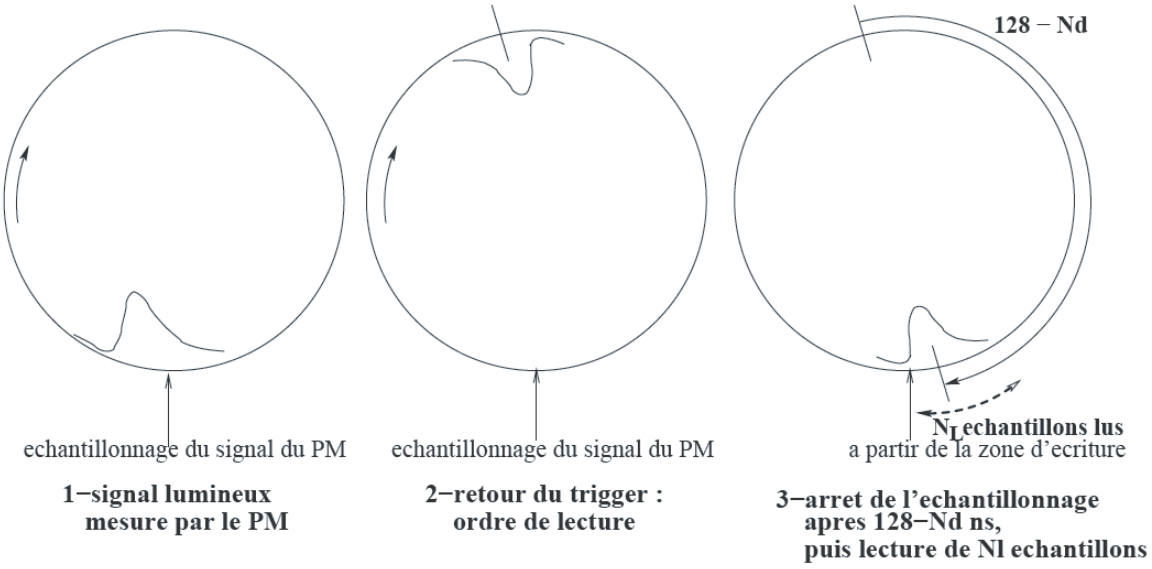


FIGURE 6.11 – Lecture d'une voie d'ARS [197].

Carte slow-control

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

6.4 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement des imageurs Cherenkov atmosphériques a pour objectif de limiter la prise de données aux seuls événements correspondant à des gerbes et de réduire le bruit de fond lié à la luminosité du ciel. Une composante inévitable est le déclenchement individuel d'un télescope sur les gerbes hadroniques et notamment sur les événements muons. Le système de déclenchement de H.E.S.S. comporte ainsi deux niveaux. Au premier niveau, chaque télescope déclenche individuellement à partir de la coïncidence temporelle des signaux de pixels situés dans un même secteur de la caméra. La sectorisation de la caméra, par groupes de 64 pixels, limite les déclenchements fortuits de la caméra sur le bruit de fond du ciel. Au second niveau, une coïncidence en temps du déclenchement de plusieurs télescopes est requise par le système de déclenchement central. Les paramètres du système de déclenchement sont au nombre de trois :

– Le seuil par pixel S_1 : nombre minimal de photoélectrons (p.e.) pour qu'un pixel participe à l'élaboration du signal de déclenchement d'un secteur ;

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

Après application des seuils S_1 et S_2, le taux de déclenchement d'un télescope individuel, de l'ordre de 1 500 Hz, est dominé par le bruit de fond hadronique et muonique. La condition d'un déclenchement de plusieurs télescopes en coïncidence temporelle permet de réduire significativement le bruit de fond muonique car la probabilité qu'un muon éclaire au moins deux télescopes à la fois est très faible. La figure 6.12 résume les communications entre les caméras des télescopes et le système de déclenchement central.

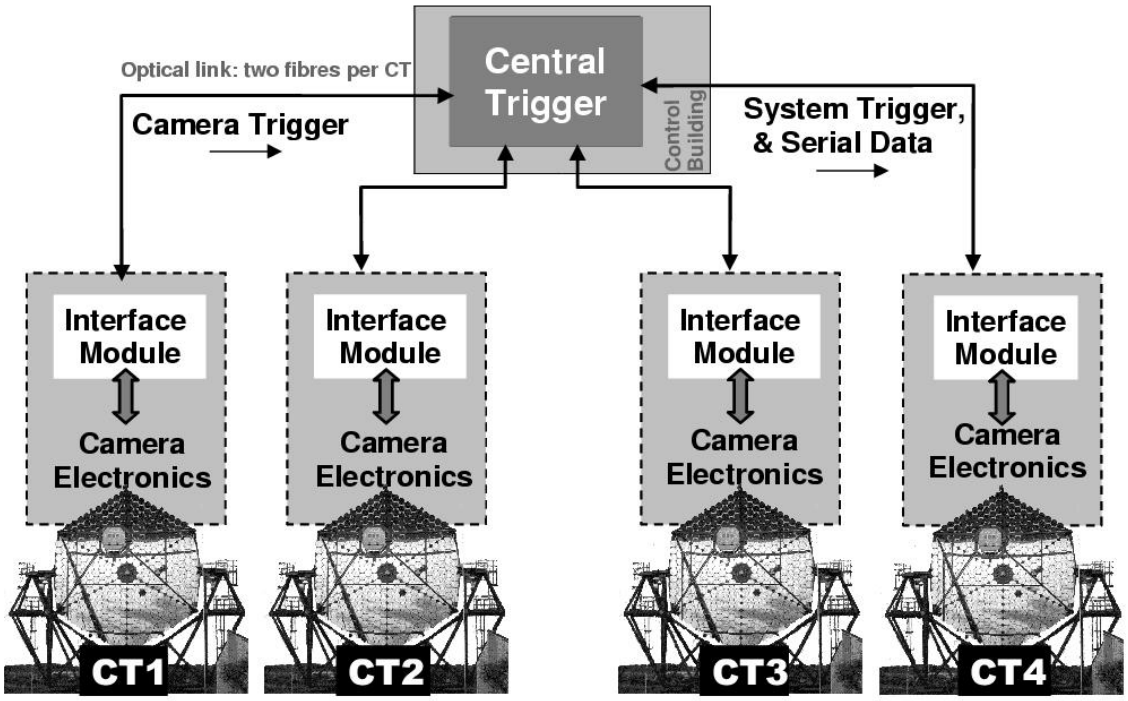


FIGURE 6.12 – Communication entre les caméras et le système central : les caméras envoient un signal de déclenchement local, le système central répond par un signal de déclenchement global vers les caméras [85].

6.4.1 Le système de déclenchement local

La logique du déclenchement local est basée sur une sectorisation de la caméra. La taille d'un secteur est définie de façon à maximiser la probabilité de déclencher sur une gerbe électromagnétique tout en minimisant la probabilité de déclencher sur du bruit de fond. La taille idéale d'un secteur est celle des gerbes. Ces dernières ont une taille de l'ordre de 1°, ce qui correspond à 6 pixels. D'autre part, les secteurs se recouvrent partiellement pour ne pas perdre en effica-

cité de déclenchement lorsque l'image d'une gerbe est partagée sur plusieurs secteurs. Chaque caméra dispose alors de 38 secteurs de 64 PM, dont la répartition est montrée figure 6.13.

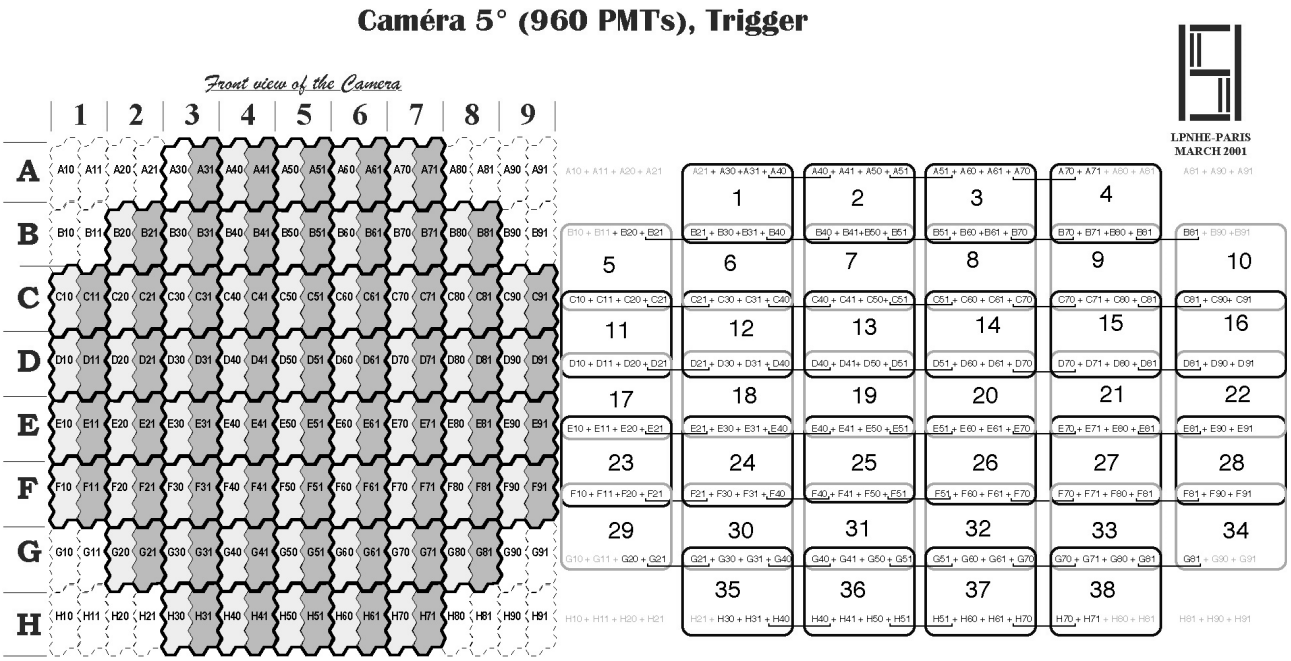


FIGURE 6.13 – Disposition des secteurs de la logique de déclenchement local d'une caméra de H.E.S.S. [197] : *Partie de gauche* : cartes analogiques. Les tiroirs sont nommés par leur position ligne-colonne, de A1 à H9. Les deux cartes analogiques de chaque tiroir sont numérotées respectivement 0 et 1. Elles sont indiquées par différents niveaux de gris. Les 60 tiroirs de la caméra sont marqués par un contour en trait gras. *Partie de droite* : sectorisation de la caméra. Les secteurs sont numérotés de 1 à 38. Les numérotations des cartes analogiques sont indiquées en-dessous. Les cartes en bord de secteurs sont communes à deux secteurs adjacents.

La logique de déclenchement local d'une caméra procède alors de la manière suivante : dans chaque carte analogique, le nombre de pixels dont le signal dépasse le seuil S_1 est compté. Le nombre de pixels ayant dépassé le seuil S1 est compté pour chaque secteur dans le module de déclenchement local de la caméra. Ce nombre est alors comparé au seuil S_2. Si l'un des secteurs de la caméra a un nombre suffisant de pixels activés au-dessus du seuil S_1, le module de déclenchement local envoie un ordre de lecture à toute la caméra, et le traitement des données débute. Celui-ci peut être interrompu pendant les 10 premières μs par un signal "Fast Clear" envoyé par le système de déclanchement central, si aucun autre télescope n'a déclenché en coïncidence.

6.4.2 Le système de déclenchement central

Les informations de déclenchement des différentes caméras sont envoyées au système de déclenchement central. Si une coïncidence entre les caméras est validée, le système de déclenchement central envoie un signal de confirmation aux télescopes concernés. Les données de toutes les caméras ayant participé à cette coïncidence sont alors enregistrées. Le temps mort

total, comprenant les ordres d'interruption et les processus d'acquisition des données, est de 446 μs. Dans le cas où il n'y a pas de coïncidence, le système de déclenchement central ne réagit pas. Le module local du télescope ayant déclenché adresse un message "Fast Clear" à la caméra 5.5 μs aprés le déclenchement. La lecture des ARS est alors arrêtée et l'échantillonnage reprend.

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

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

La coïncidence pour le déclenchement de plusieurs télescopes est validée si leurs signaux ont un recouvrement temporel de 10 ns. Pour un taux de déclenchement individuel de 1 kHz, et pour un seuil de déclenchement S3 de deux télescopes parmi quatre, le taux de coïncidences fortuites est de l'ordre de 1 Hz. Il est bon de noter que le système de déclenchement central est corrigé des décallages temporels en fonction du pointé.

6.4.3 Ajustement du système de déclenchement

Les paramètres S_1, S_2 et S_3 du système de déclenchement doivent être ajustés de telle sorte que le seuil en énergie du détecteur soit aussi bas que possible, tout en gardant un taux de déclenchement stable. Si les seuils sont trop bas, le système est déclenché par les événements fortuits liés aux fluctuations du bruit de fond du ciel : le taux de déclenchement est élevé et instable. A l'inverse, si les seuils sont trop hauts, le système n'est plus sensible aux gerbes de basse énergie, ou aux gerbes avec un paramètre d'impact plus grand. Le seuil en énergie du système est dans ce cas plus élevé, avec une surface efficace de détection plus faible et donc une moins bonne sensibilité. Ces effets sont illustrés par la figure 6.14. Le taux de déclenchement en fonction du seuil appliqué sur les pixels suit deux régimes : une loi de puissance pour les seuils supérieurs à quatre photoélectrons, et une augmentation rapide en-deçà (qui correspond aux déclenchements aléatoires sur le bruit de fond du ciel). Les valeurs choisies pour les seuils se situent à la transition entre ces deux régimes :

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

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

6.5 La sélection des données

L'instrument H.E.S.S. est composé de deux parties : son calorimètre et son détecteur. Des problèmes, intervenant dans ces deux parties, peuvent affecter la qualité des données.

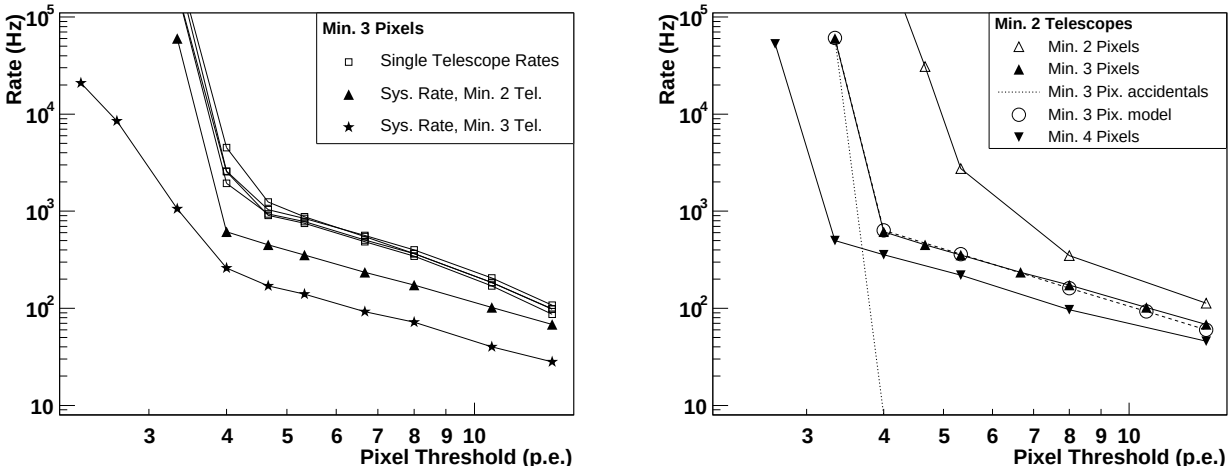


FIGURE 6.14 – Taux de déclenchement du système en fonction des différents seuils [197].
Image de gauche : Taux de déclenchement de chaque télescope (carrés) et du système pour un seuil de 3 pixels par secteur (S_2) en fonction du seuil par pixel S_1. Le taux du système est montré pour des multiplicités de 2 (triangles) et 3 (astérisques) télescopes parmi 4.
Image de droite : Taux de déclenchement du système en fonction du seuil par pixel S_1 pour trois seuils de secteur S_2. La multiplicité des télescopes est fixé à S_3 =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 photoélectrons, 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 aux taux observés dans les données.

6.5.1 La qualité de l'atmosphère

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

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

l'atmopshère. Ces instruments ne sont pas encore utilisés pour la reconstruction des interactions.

6.5.2 Le bon fonctionnement de l'instrument

Concernant la partie détecteur proprement dite, des problèmes peuvent intervenir lors de l'acquisition de données. Seules les acquisitions réalisées avec au moins trois télescopes opérationnels sont retenues pour les analyses. La présence de pixels non-opérationnels a des conséquences sur la reconstruction des gerbes. Seules les acquisitions dont le nombre de tels pixels est inférieur à 10 % sont retenues. Une durée d'acquisition minimale de 5 minutes est demandée, en effet, une courte durée est toujours liée à un mauvais déroulement des observations.

Le taux de déclenchement de l'instrument est affecté par les problèmes atmosphériques. Le passage d'un nuage dans le champ de vue est visible sur son évolution (figure 6.15). Une fraction des variations à long terme du taux de déclenchement est indépendante des conditions atmosphériques (dégradation du système optique). Elle est corrigée avec l'étalonnage par anneaux de muons. Une coupure sur le taux de déclenchement après correction de l'effet de l'angle zénithal permet de limiter l'impact des conditions atmosphériques sur l'analyse des observations. Un taux de déclenchement de l'instrument (corrigé au zenith) supérieur à 100 Hz est exigé. Une sélection à partir de la dispersion du taux de déclenchement (inférieur à 4 %) permet d'éliminer les conditions météorologiques instables.

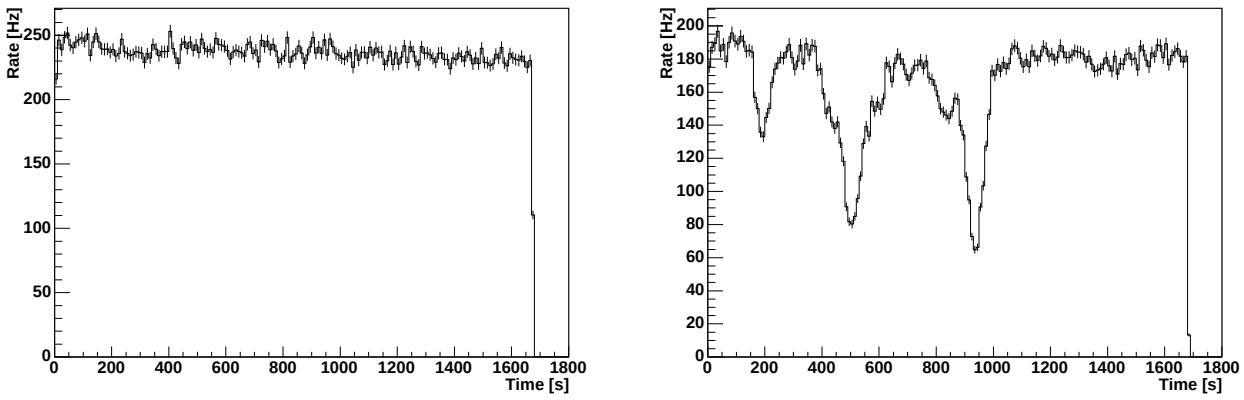


FIGURE 6.15 – Evolution du taux de déclenchement pour deux acquisitions, en l'absence de nuages (*à gauche*) et lors du passage de plusieurs nuages (*à* droite). Ces figures sont tirées de [12].

"Il faut avoir le courage de plonger dans les ténèbres
pour en rapporter la lumière."

Michel Tournier

7

Méthodes d'analyse de données

Contents

7.1 Simulations 91
7.1.1 Génération des gerbes atmosphériques 91
7.1.2 Simulation du détecteur 91
7.2 Méthodes d'analyse 92
7.2.1 Les pré-coupures d'analyse 92
7.2.2 La méthode des moments réduits ou méthode de Hillas 93
7.2.2.1 Définition des paramètres de Hillas 93
7.2.2.2 Reconstruction de la direction 94
7.2.2.3 Reconstruction de l'énergie 94
7.2.2.4 Sélection des événements 95
7.2.3 Reconstruction tridimensionnelle : Model 3D 97
7.2.3.1 Principe 97
7.2.3.2 Reconstruction des événements 97
7.2.3.3 Reconstruction de l'énergie 97
7.2.3.4 Sélection 99
7.2.4 Modèle semi-analytique : Model 100
7.2.4.1 Principe 100
7.2.4.2 Maximum de vraisemblance et reconstruction 100
7.2.4.3 Sélection des données 101
7.2.4.4 Sélection plus performante des données : Model ++ 101
7.2.5 Complémentarité des résultats 102
7.2.5.1 Corrélation des variables discriminantes 102
7.2.5.2 Performances des reconstructions angulaires 102
7.2.6 Combinaison linéaire des variables : Combined Cut 2 102
7.2.7 Combinaison par fonctions de densité de probabilités : Xeff 104
7.2.7.1 Définition 104

7.2.7.2 Sélections 106
7.2.7.3 Reconstruction de l'énergie et de la direction d'arrivée 106
7.2.8 Combinaison à l'aide d'une forêt d'arbres de décision : $TMV - LAPP$ 107
7.3 Soustraction du fond résiduel 108
7.3.1 Méthode ON-OFF 109
7.3.2 Méthode du décalage de la source dans la caméra : mode *wobble* 109
7.3.2.1 Méthode des régions Off multiples 111
7.3.2.2 Méthode du segment d'anneau 111
7.3.2.3 Méthode de l'anneau complet 111
7.3.2.4 Méthode template 111
7.4 Les distributions θ^2 111
7.5 Estimation de la significativité des excès de rayons γ 112
7.6 Reconstruction spectrale 113

7.1 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. La plupart des analyses développées sont basées sur une bonne connaissance de la réponse de notre détecteur aux flux de photons γ provenant de diverses sources mais aussi aux gerbes hadroniques. Pour cela, il est nécessaire d'avoir une simulation la plus réaliste possible du développement d'une gerbe dans l'atmosphère et de sa production de lumière Cherenkov. Les photons optiques produits sont ensuite traités par une simulation complète des télescopes (optique et électronique).

7.1.1 Génération des gerbes atmosphériques

Les simulations de gerbes atmosphériques reposent sur la technique de Monte-Carlo. La propagation de chaque particule est simulée individuellement et évolue par tranche d'atmosphère, en tenant compte des sections efficaces des processus pouvant intervenir : production de paires, bremsstrahlung, diffusion multiple des électrons, perte d'énergie par ionisation, diffusions élastiques Bhabha et Möller, les annihilations de positons. L'influence du champ magnétique terrestre est également prise en compte dans la propagation des particules chargées composant la gerbe atmosphérique. Le modèle atmosphérique utilisé lors des simulations des gerbes provient des mesures de densité de température de pression réalisées en ballon à Windhoek en 1999. L'émission Cherenkov est calculée tout au long du trajet de la particule. Afin de réduire la taille des fichiers produits, l'absorption des photons Cherenkov dans l'atmosphère et les efficacités quantiques des photomultiplicateurs, en fonction de la longeur d'onde, sont prises en compte.

Plusieurs générateurs de gerbes sont utilisés dans la collaboration H.E.S.S. : en particulier CORSIKA et KASKADE (ce dernier étant utilisé par la partie française). La comparaison de ces deux générateurs a montré une différence de seulement 2 % dans le nombre de photons Cherenkov émis par une gerbe d'énergie donnée, arrivant au sol [97].

7.1.2 Simulation du détecteur

La simulation du détecteur (SMASH) tient compte de l'ensemble de la chaîne de détection : la réflexion des photons Cherenkov sur les miroirs, leur conversion en signal électronique par les photomultiplicateurs et le traitement de ces signaux par l'électronique d'acquisition. Les effets tels que l'ombre de la monture de la caméra sur les miroirs et la réflexion sur les cônes de Winston sont pris en compte [97].

En pratique, les photons issus des simulations de gerbes sont suivis individuellement jusqu'à leur arrivée sur la face d'entrée des caméras. Pour chacun d'eux, on détermine le pixel touché et son temps d'arrivée. Avec ces deux informations et en tenant compte du temps de montée des signaux dans les comparateurs électroniques, on forme le signal de déclenchement. Si l'événement déclenche la caméra, on calcule les charges dans les deux voies d'amplification. 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.

7.2 Méthodes d'analyse

Après leur enregistrement, les données doivent être traitées en vue d'une étude physique approfondie des sources ou des régions du ciel observées. Depuis le début de l'expérience H.E.S.S., trois principales méthodes ont été ajoutées dans la chaîne d'analyse : moments réduits, modèles semi-analytique ou tridimensionnel. Si certaines ont été développées pour des expériences antérieures, d'autres l'ont été dans le cadre de l'expérience. Ces méthodes d'analyse diffèrent sur la sélection des événements mais également sur la reconstruction des paramètres (énergie, direction) des γ détectés. Pour cela, elles utilisent les informations relatives au développement de la gerbe électromagnétique créée par les photons en entrant dans l'atmosphère.

Les différences de reconstruction entre ces analyses sont également exploitées en effectuant une combinaison des variables discriminantes de chacune des méthodes. Les combinaisons proposées sont de différentes natures : linéaires, basées sur des fonctions de densité de probabilité ou encore sur une forêt d'arbres de décision. Il en résulte alors une amélioration significative de l'analyse, tant par l'extraction du signal γ que par les reconstructions en énergie ou en direction.

7.2.1 Les pré-coupures d'analyse

Avant toute analyse, une première sélection est appliquée à l'ensemble des données. L'objectif est double : améliorer la mesure de l'énergie et de la direction des photons incidents, mais également réduire au mieux la pollution des γ due aux hadrons.

Chaque analyse possède ses coupures spécifiques, celles-ci peuvent comprendre :

Le nettoyage

Un nettoyage est appliqué pour la méthode Hillas et le modèle tridimensionnel : seuls les photomultiplicateurs dont la charge est supérieure à S1 et ayant au moins un voisin supérieur à S2 sont conservés et réciproquement. Les valeurs utilisées sont S1=5, S2=10.

L'amplitude de l'image

La sélection des candidats se fait sur des images dont la charge est supérieure à N photoélectrons. Augmenter la valeur de la coupure sur cette charge aura pour effet d'améliorer le rejet des hadrons et la résolution angulaire, mais augmentera le seuil en énergie après analyse. Une coupure sur la charge des télescopes (N = 40, 60, 80 ou 200 photoélectrons (p.e.)) réduit le nombre de télescopes utiles selon le seuil en énergie que l'on souhaite atteindre. Un seuil à 60 p.e., parmi les plus bas proposés par les analyses de H.E.S.S., est bien adapté à la recherche d'un signal issu de l'annihilation de particules de matière noire.

Le nombre minimum de télescopes ayant déclenché

La sélection d'un candidat nécessite qu'au moins 2 télescopes parmi les 4 aient déclenché sur l'événement. Néanmoins, cette sélection peut se faire pour un déclenchement de 3 ou 4 télescopes. Dans ce cas, l'estimation de l'énergie et de la direction d'arrivée des candidats sélectionnés sont plus précises. Pour une bonne convergence du modèle, la méthode tridimensionnelle nécessite le plus grand nombre possible de télescopes, la valeur minimale est alors fixée à 3.

La distance angulaire du barycentre de l'image au centre de la caméra (distance nominale)

Une coupure sur la distance nominale est généralement appliquée pour rejeter les images tombant en bord de caméra. Ceci permet d'éviter une mauvaise reconstruction de la direction et de l'énergie de la gerbe correspondante. La coupure habituelle est de 2.0° pour la méthode Hillas et le modèle tridimensionnel.

La profondeur de première interaction des gerbes

La méthode Model effectue une sélection sur la profondeur de première interaction h des gerbes (en longueur de radiation). Les distributions de cette quantité sont différentes pour les γ et les hadrons. La coupure effectuée pour h compris entre -1 et 4.

Consistance des résultats entre les différentes reconstructions

La direction reconstruite est fortement dépendante de la méthode utilisée en particulier pour les hadrons. Les méthodes Xeff et TMV-LAPP [1] effectuent des sélections sur les distances angulaires, par comparant les différentes reconstructions deux à deux.

7.2.2 La méthode des moments réduits ou méthode de Hillas

Cette méthode est également décrite dans la section 10.1 page 146. Elle est à la base de la méthode proposée pour l'analyse des événements pour H.E.S.S. 2. Les propriétés de reconstruction en vue de la discrimination et de l'estimation de l'énergie y sont détaillées.

7.2.2.1 Définition des paramètres de Hillas

La méthode de Hillas repose sur le calcul de moments géométriques des images en considérant que l'image idéale a une forme elliptique où l'intensité de la lumière est répartie selon une gaussienne pour chacun des axes. Cette méthode a été développée par A.M. Hillas en 1985 [105] pour l'analyse des images de l'observatoire Whipple, premier télescope Cherenkov observant les gamma au TeV. Les différents paramètres calculés, appelés aussi paramètres de Hillas et représentés figure 7.1, sont :

- la demi-longueur de l'image (L),
- la demi-largeur de l'image (W),
- la distance du barycentre par rapport au centre de la caméra (appelée également distance nominale, ND),
- l'amplitude totale de l'image (Charge),
- l'angle α qui est l'angle formé par le grand axe de l'ellipse et l'axe reliant le barycentre de l'image à la source,
- l'angle ϕ correspondant à l'angle azimutal de l'axe principal de l'image,

Les moments d'ordre 3 ("skewness" et "kurtosis" dus respectivement à l'asymétrie et à l'aplatissement de l'image) peuvent également être utilisés pour la reconstruction en mode mono-télescope.

1. La méthode TMV-LAPP utilise ces variables en entrée de l'arbre de décision et non en variables de pré-coupure.

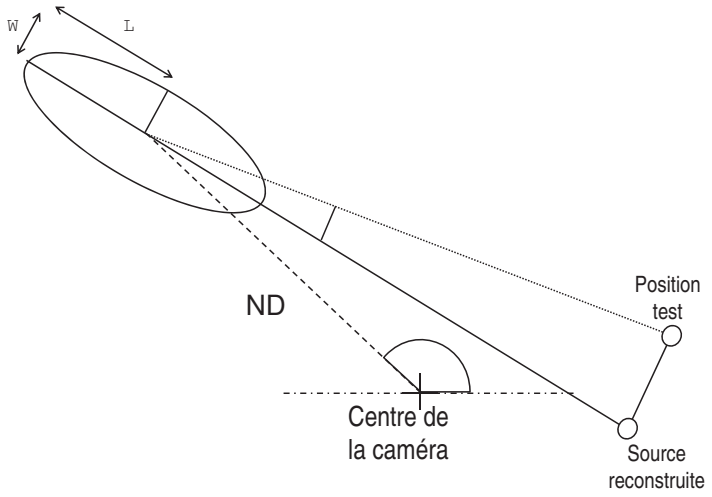


FIGURE 7.1 – Définition des paramètres de Hillas où l'image est supposée elliptique.

Dans une configuration stéréoscopique, ces informations suffisent pour la reconstruction de l'énergie et de la direction du γ incident. Afin de réduire les effets du bruit de fond de ciel, dû à la luminosité des étoiles, un nettoyage est appliqué sur l'image.

7.2.2.2 Reconstruction de la direction

Le grand axe de l'image correspond au plan contenant la gerbe et le télescope. En recoupant l'information obtenue par plusieurs télescopes, la direction est définie géométriquement comme l'intersection des axes des images reportées sur une même caméra. La stéréoscopie est très utile pour améliorer la qualité de la reconstruction. La figure 7.2 illustre cette méthode de reconstruction.

Lorsque la gerbe électromagnétique se produit loin de l'axe optique du miroir, l'image dans la caméra est décentrée voire tronquée. Ce dernier cas peut être à l'origine d'un biais dans la reconstruction de la direction (le grand axe de l'ellipse est mal défini) mais également de l'énergie (l'amplitude de l'image est sous-estimée). Pour prévenir cela, une coupure, sur les évènements détectés en bord de caméra, est appliquée.

7.2.2.3 Reconstruction de l'énergie

L'intensité lumineuse de l'image de la gerbe est fortement corrélée à l'énergie du photon. Cependant, seule, cette information ne permet pas une mesure efficace de l'energie. En effet, celle-ci dépend également de différents paramètres liés à la direction d'incidence des γ par rapport au détecteur :

- L'amplitude de l'image dans la caméra,
- Le pointé du télescope dans le ciel (angle zénithal),
- L'efficacité optique des télescopes (variable avec le temps à l'échelle de l'année),
- La distance d'impact, définie comme la distance entre le pied de gerbe reconstruit (intersection entre le sol et la direction du γ incident) et chaque télescope.
- La hauteur du maximum d'intensité de la gerbe.

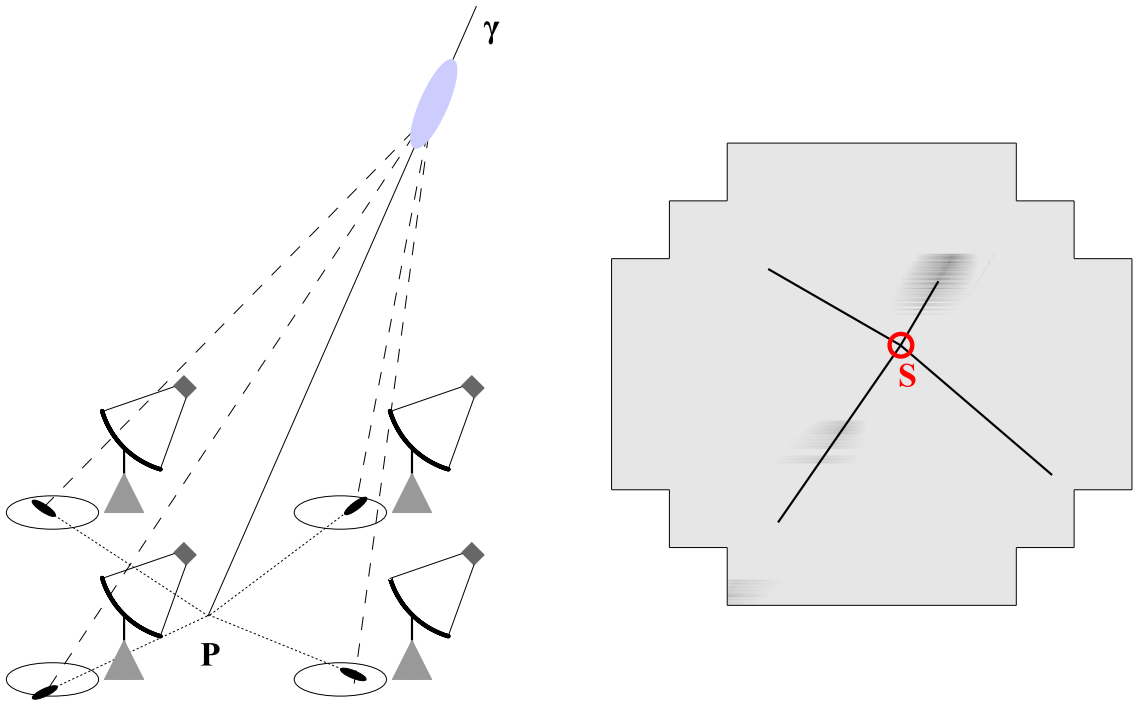


FIGURE 7.2 – Reconstruction de la position du pied de gerbe avec 4 télescopes : Représentation de l'image d'une gerbe vue par l'ensemble des 4 télescopes de H.E.S.S.
Dessin de gauche : L'image d'une gerbe électromagnétique est acquise sur les 4 caméras (cercles représentés à gauche de chaque télescope). Le pied de gerbe P correspond à l'intersection des directions principales des images de la gerbe.
Dessin de droite : Images de la gerbe provenant de chacun des télescopes reportées dans le même champ de vue. Le point S représente la position reconstruite de la source.

L'utilisation de ces nombreux paramètres permet de lever complètement la dégénérescence. A partir d'un grand nombre de γ simulés, des tables sont construites, donnant l'énergie moyenne et l'écart-type pour un télescope en fonction de ces différents paramètres . Un exemple de tables, pour un angle zénithal, une distance nominale et une efficacité optique donnés est présenté sur la figure 7.3.

La détermination de l'énergie se réduit donc à la lecture des tables. En mode stéréoscopique, l'énergie reconstruite est la moyenne de l'énergie sur chaque télescope ayant détecté la gerbe, pondérée par la variance associée.

7.2.2.4 Sélection des événements

La discrimination des événements s'effectue, dans cette méthode, à l'aide des moments d'ordre 2 de l'ellipse : la largeur W et la longueur L.

De par la nature des processus physiques mis en jeu, la forme des gerbes dépendent de la nature de la particule primaire. Les gerbes issues de photons sont très collimées dans la direction d'origine du photon. Les faibles impulsions transverses des particules générées induisent une largeur de la gerbe plus réduite que celle des hadrons dont les produits peuvent emporter une

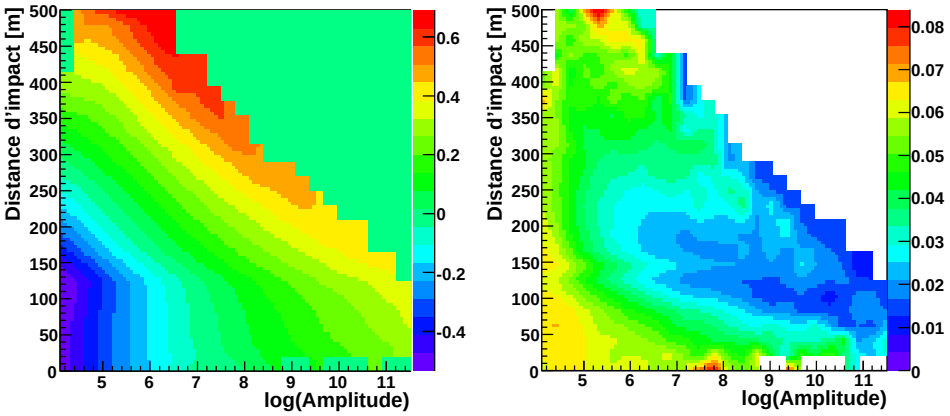


FIGURE 7.3 – Tables utilisées pour la reconstruction de l'énergie à l'aide de la méthode de Hillas pour un télescope/. Elles sont calculées pour un angle zénithal θ_z=0°, une efficacité optique égale à η=1. et une distance nominale d=0°. La table de gauche donne l'énergie moyenne de la distibution, celle de droite son écart-type.

énergie transverse importante.

Les distributions des paramètres de Hillas 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.

Afin de passer outre la dépendance de ces paramètres avec l'énergie du photon incident et les conditions d'observation, on utilise des estimateurs sans biais :

$$SL = \frac{L - < l >}{\sigma_L} \quad \text{et} \quad SW = \frac{W - < w >}{\sigma_W} \tag{7.1}$$

où les paramètres <l> et <w> sont les moyennes des distributions respectivement de longueur et de largeur des images dans la caméra, et σ_l et σ_w leur écart-type. Ces valeurs sont déterminées à partir de tables dépendant des mêmes paramètres que les tables utilisées pour l'énergie, à l'exception de la hauteur du maximum d'intensité de la gerbe. Dans le cas des γ, les distributions sont centrées en 0 et d'écart-type 1.

Puisque plusieurs télescopes ont enregistré l'événement, une moyenne est alors calculée sur l'ensemble des images ayant survécu au nettoyage, selon :

$$MSP = \sum_{i=N_{tel}} \frac{SP_i}{\sqrt{N_{Tel}}} \tag{7.2}$$

où SP étant SL ou SW selon le paramètre calculé.

Ces deux variables sont peu corrélées dans le cas de γ et peuvent être combinées dans une variable unique Mean Scaled Sum :

$$MSS = \frac{MSW + MSL}{\sqrt{2}} \tag{7.3}$$

L'efficacité de la sélection vient des différences des distributions pour les événements γ et hadroniques (voir figure 7.4). Dans le cadre de H.E.S.S., des valeurs particulières pour les coupures ont été définies [12] :

- -2 $\leq$ MSL $\leq$ 2 ;
- -2 $\leq$ MSW $\leq$ 0.9.

dans le cas de la sélection standard.

7.2.3 Reconstruction tridimensionnelle : Model 3D

7.2.3.1 Principe

Contrairement aux deux autres méthodes applicables sur des expériences ne comportant qu'un seul télescope la reconstruction stéréoscopique n'est utilisable que pour des systèmes composés d'au moins deux détecteurs ([148], [149]). L'idée de cette méthode est de déterminer la distribution spatiale des points d'émission des photons Cherenkov dans la gerbe.

Ce calcul repose sur deux hypothèses :

- La distribution des points d'émission suit une loi gaussienne tridimensionnelle de révolution autour de l'axe de développement de la gerbe. Cette dernière est alors caractérisée par la direction de son axe dans le référentiel du système stéréoscopique, les positions du pied de gerbe et du maximum de gerbe, des écarts-types longitudinal et transverse de la distribution gaussienne, et enfin le nombre de photons Cherenkov dans la gerbe.
- La distribution angulaire des photons est supposée indépendante du point d'émission et de l'énergie du γ incident.

7.2.3.2 Reconstruction des événements

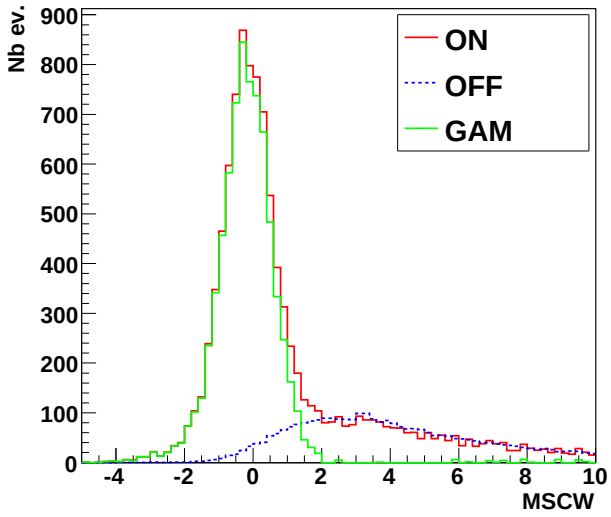
Après un nettoyage de l'ensemble de l'image, le pied de gerbe et la direction sont reconstruits géométriquement selon la technique présentée dans la méthode des moments réduits et fournit le point de départ de l'ajustement. Un ajustement par maximum de vraisemblance est réalisé en comparant, pixel par pixel, les images enregistrées par les caméras et l'image obtenue à partir d'une gerbe de demi-longueur L, de demi-largeur W à l'origine de l'émission de N_C photons Cherenkov.

Le développement de la gerbe, représentée sur la figure 7.5, se caractérise alors par :

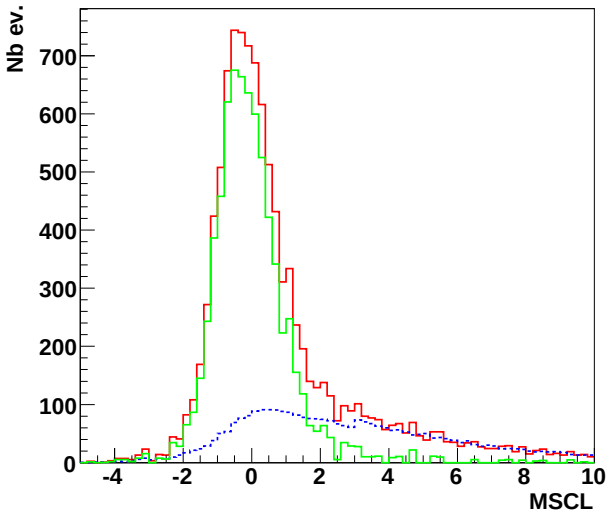
- les angles θ_0 et Ψ_0 qui définissent, dans le référentiel stéréoscopique, l'axe de la gerbe par rapport au télescope,
- les coordonnées (x_0, y_0) du paramètre d'impact I de la gerbe au sol,
- la position B du maximum de développement de la gerbe, tel que h = IB,
- les écart-types longitudinal et transverse de la distribution gaussienne (appelés "Longueur3D" et "Largeur3D"),
- le nombre de photons Cherenkov N_C dans la gerbe.

7.2.3.3 Reconstruction de l'énergie

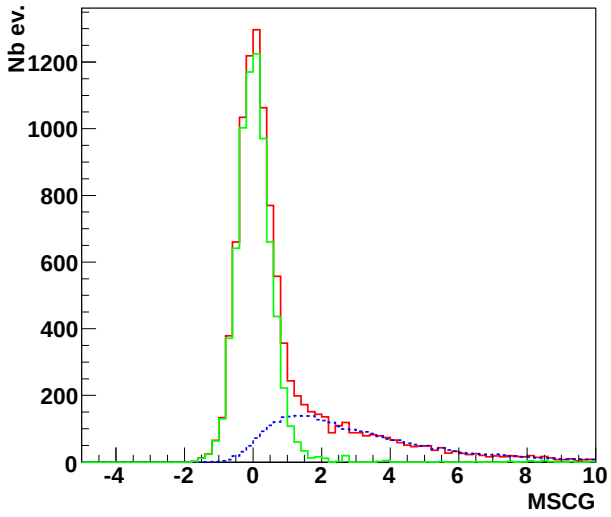
La reconstruction de l'énergie se fait à partir de la valeur de N_c. En effet, les simulations montrent que $\ln N_c$ varie pratiquement linéairement avec le logarithme de l'énergie du photon incident [148] : $\ln N_c = a \ln N_c + b$ avec a. Cependant, ceux deux paramètres dépendent des conditions d'observation (zénith, angle hors-axe) et de détection (multiplicité égale aux nombres d'images disponibles par événement et position du pied de gerbe). Pour corriger cela, des



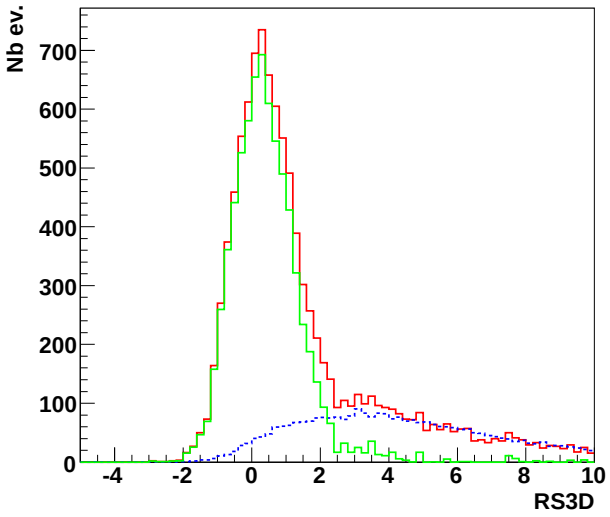
(a) - Largeur réduite



(b) - Longueur réduite



(c) - Qualité de l'ajustement



(d) - Largeur 3D

FIGURE 7.4 – Distributions des différentes variables utilisées pour la sélection des données. Les différences de comportement apparaîssent très nettement entre les γ (en vert), et le fond de protons (en bleu pointillés).

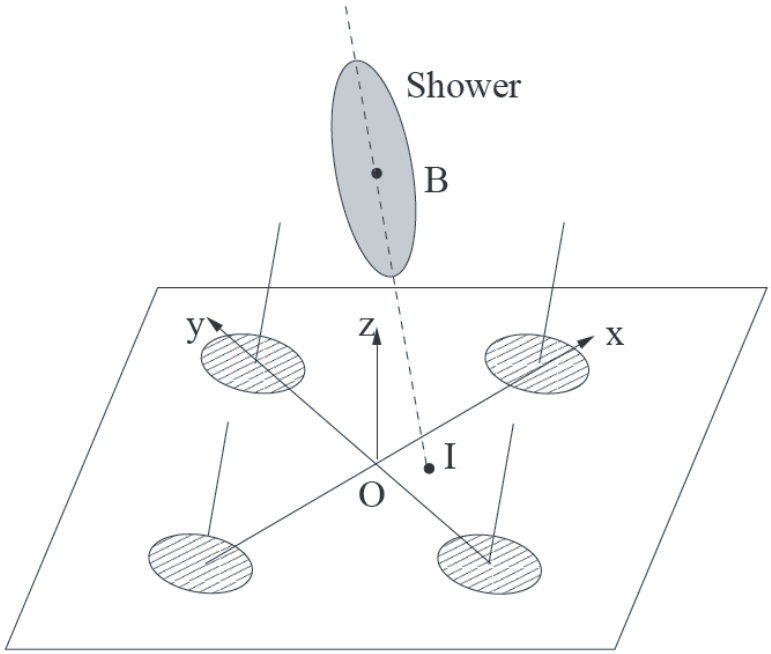


FIGURE 7.5 – Image d'une gerbe électromagnétique telle que définie dans le Model3D.

tables donnant la valeur des paramètres a et b sont calculées pour l'ensemble des configurations possibles. L'estimation de l'énergie repose donc sur la connaissance de N_c, en prenant en compte les conditions d'observation et de détection.

7.2.3.4 Sélection

Afin de sélectionner les événements, les gerbes électromagnétiques sont modélisées par des gaussiennes tridimensionnelles. L'intégration du signal de lumière Cherenkov le long de la ligne de visée correspond alors à la lumière collectée dans chacun des pixels. La méthode d'ajustement reconstruit la demi-largeur de la gerbe w, appelée également largeur 3D. Exprimée en longueur d'atmosphère, cette largeur s'écrit w'=w.$\rho(z_{max})$, exprimée en g.cm^{-2}, où ρ est la densité de l'atmosphère à l'altitude z_{max}. Le paramètre z_{max} caractérise le développement longitudinal de la gerbe ; il peut également être converti en une épaisseur d'atmosphère traversée au maximum de la gerbe le long de l'axe de développement D_s.

On détermine alors la largeur réduite, d'expression :

$$\omega = \frac{w'}{D_s} \tag{7.4}$$

pratiquement indépendante de l'énergie et de l'angle zénithal des photons γ. C'est donc une variable idéale pour appliquer une sélection indépendante des paramètres du photon incident. Pour la suite, on utilisera en lieu et place de la largeur réduite, une variable centrée réduite définie par [2] :

$$R3D = 2 \times (\omega - 0,03) \tag{7.5}$$

Les distributions associées aux γ et aux hadrons sont tracées sur la figure 7.4.

2. Le facteur 0.03 est obtenu par les simulations.

7.2.4 Modèle semi-analytique : Model

7.2.4.1 Principe

Développée initialement pour l'expérience CAT [147], l'analyse par modèle semi-analytique a été améliorée pour le système d'imageurs atmosphériques H.E.S.S. ([197], [65]). Cette méthode est basée sur un modèle qui prédit la distribution de la lumière Cherenkov émise par une gerbe électromagnétique dans le plan focal des caméras. Pour se faire, il est nécessaire de comprendre l'évolution moyenne des gerbes dans l'atmosphère, ainsi que le comportement du détecteur. Ce modèle doit donc inclure :

- pour la gerbe :
  - la profondeur atmosphérique des particules (e^+, e^-) dans la gerbe,
  - l'énergie de la particule incidente,
  - les distributions longitudinale, latérale, et angulaire (par rapport à l'axe de la gerbe),
- pour l'atmosphère :
  - le profil de densité,
  - l'absorption dans le domaine optique,
  - les propriétés de l'émission Cherenkov,
- pour le détecteur :
  - l'asynchronisme des miroirs,
  - la réflectivité moyenne,
  - l'efficacité quantique des PM,
  - la fenêtre d'intégration du signal.

La forme, la position et l'intensité de l'image obtenue dépendent bien évidemment des caractéristiques du γ incident. Elles sont déduites alors de la comparaison de l'image avec celle issue du modèle semi-analytique.

7.2.4.2 Maximum de vraisemblance et reconstruction

Le modèle semi-analytique permet de prédire la quantité de lumière Cherenkov μ_i attendue dans le pixel i de la caméra. Cette quantité de lumière dépend de plusieurs paramètres :

- l'énergie E_γ du photon γ primaire,
- le paramètre d'impact (X,Y) de la gerbe initiée par le photon γ primaire,
- l'angle zénithal θ_z, du photon γ primaire,
- l'angle azimutal ϕ_γ du photon γ par rapport à la direction de pointé du télescope,
- la largeur de réponse du photomultiplicateur à un photon unique σ_γ (identique pour chaque pixel de la caméra),
- la profondeur de première intéraction,
- la largeur du piédestal $\sigma_{p,i}$ du pixel i.

Ce dernier paramètre tient compte du bruit de fond de l'électronique et de la lumière parasite qui tombe dans les pixels qui est due au bruit de fond du ciel (NSB). La prise en compte du NSB permet de se passer d'un nettoyage préalable de l'image, mais surtout de rendre l'analyse indépendante du bruit de fond du ciel, et donc de la région observée.

A partir de ce modèle, une fonction de vraisemblance $\mathcal{L}$ est construite en intégrant le signal mesuré x_i sur chacun des pixels de la caméra :

$$\ln \mathcal{L} = -2 \times \ln \prod_{\text{pixel } i} \mathrm{PDF}(x_i \mid \mu_i,\ \sigma_{\mathrm{p}i},\ \sigma_{\gamma i}) \tag{7.6}$$

où $\sigma_{\gamma i}$ est la résolution sur la mesure d'un photoélectron unique par un photomultiplicateur et l'électronique associée, et où la fonction PDF s'écrit :

$$\mathrm{PDF}(x_i \mid \mu_i,\ \sigma_{\mathrm{p}i}, \sigma_{\gamma i}) = \sum_n \frac{\mu_i^n \mathrm{e}^{\mu_i}}{n!\sqrt{2\pi(\sigma_{\mathrm{p}i}^2 + n\sigma_{\gamma i}^2)}} \exp\left(\frac{-(x_i - n)^2}{2(\sigma_{\mathrm{p}i}^2 + n\sigma_{\gamma i}^2)}\right) \tag{7.7}$$

La maximisation de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}$ revient à trouver les valeurs des paramètres qui ajustent le mieux l'image réelle au foyer de la caméra.

Les pixels non opérationnels ne sont pas pris en compte dans le calcul de la PDF : ils n'apportent donc aucune contrainte, mais surtout n'introduisent pas de biais dans la reconstruction des événements.

7.2.4.3 Sélection des données

Une fois son maximum trouvé, la fonction de vraisemblance est également utilisée pour discriminer les γ des hadrons. En effet, cette valeur peut être comparée à la valeur moyenne calculée analytiquement pour les différentes valeurs du signal mesuré (x_i) :

$$\begin{array}{rcl} < \ln \mathcal{L} > & = & \int_x \ln(PDF(x, \mu, \sigma_{\mathrm{p}})) \times PDF(x, \mu, \sigma_{\mathrm{p}}) \mathrm{d}x \\ & = & \sigma_{\mathrm{pixel}\,i}[1 + \ln(2\pi) + \ln(\sigma_{p_i}^2 + \mu_i \times (1 + \sigma_{e_i}^2))] \end{array} \tag{7.8}$$

Le paramètre de qualité de l'ajustement Goodness (G) évaluant les résultats obtenus précédemment est alors défini par :

$$G = \frac{\ln \mathcal{L} - < \ln L >}{\sqrt{2N_{dof}}}, \tag{7.9}$$

où N_{dof}=N_{pixel} - 6 est le nombre de degrés de liberté de l'ajustement des 6 paramètres par maximum de vraisemblance. La moyenne MSG des valeurs de G est alors calculée sur les télescopes ayant détecté l'événement. C'est encore le comportement différent de la variable MSG pour les γ et les hadrons qui permet la sélection (voir figure 7.4).

La sélection standard s'effectue en appliquant des coupures pour -2 $\leq$ MSG $\leq$ 0.9.

7.2.4.4 Sélection plus performante des données : Model ++

Pour améliorer la discrimination, une évolution de l'analyse Model a été proposée par M. de Naurois [65]. Afin d'exploiter au mieux les différences entre les gerbes électromagnétiques et hadroniques, l'image de la caméra est découpée en 2 parties :

- Le coeur de la gerbe contient les pixels comprenant une amplitude prédite supérieure à 0.01 p.e. ainsi que les trois rangées de pixels autour. Ces pixels sont alors utilisés pour calculer la variable ShowerGoodness (SG) de la même façon que dans l'équation 7.9. Cette variable est plus sensible que Goodness aux divergences entre les prédictions du modèle et les images de gerbes puisque l'ajustement possède moins de degrés de liberté.
- La partie restante de l'image comprend les pixels restants. Rassemblés, ils forment la variable BackgroundGoodness (BG) qui est sensible aux amas hadroniques en périphérie de l'image, aux sous-gerbes ainsi qu'à toutes les irrégularités.

Les gains en sensibilité apportés par la méthode Model++ s'avèrent intéressants : elle permet de mieux discriminer le fond et d'abaisser le seuil en énergie de l'analyse.

Il existe trois sélections différentes :

- Standard avec un seuil à 60 p.e.
- Faible (Faint), pour des sources de l'ordre de quelques pourcents du Crabe, avec un seuil à 120 p.e.
- Lâche (Loose), pour maximiser l'acceptance γ au détriment de l'efficacité de rejection, avec un seuil à 40 p.e.

La recherche de matière noire prévoit des flux faibles de basse énergie, le meilleur compromis semble donc se situer dans l'analyse standard.

7.2.5 Complémentarité des résultats

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

7.2.5.1 Corrélation des variables discriminantes

Les variables définies précédemment sont très peu corrélées entre elles dans le cas des rayons γ alors qu'elles le sont pour les hadrons [73]. La figure 7.6 représente les corrélations des variables disrimimantes entre elles ; la colonne de gauche a été réalisée avec des simulations de gerbes de rayons γ, celle de droite à partir de hadrons provenant des données. L'absence de corrélation entre ces variables pour les rayons γ est visible.

7.2.5.2 Performances des reconstructions angulaires

Pour la reconstruction angulaire, chacune des méthodes est précise sur une bande d'énergie comme le montre la figure 7.7 : pour une sélection donnée, la résolution est tracée en fonction de l'énergie pour chacune des trois méthodes. A basse énergie, la reconstruction issue du modèle semi-analytique est la plus précise. A plus haute énergie, la reconstruction géométrique utilisée par la méthode tridimensionnelle et par celle des moments réduits est la plus efficace. La combinaison de ces trois informations permettrait également un gain sur la résolution angulaire, en utilisant la reconstruction la plus précise à chaque énergie.

S'appuyant sur les différentes propriétés relatives à la morphologie des gerbes électromagnétiques, ces trois analyses présentent chacune des intérêts selon la source observée ou la bande d'énergie étudiée. Si ces trois méthodes sont globalement équivalentes du point de vue de l'efficacité, un gain important est possible en réalisant une combinaison entre ces variables et fait l'objet des méthodes suivantes.

7.2.6 Combinaison linéaire des variables : Combined Cut 2

Le rejet des hadrons peut être accru par une combinaison des variables discriminantes puisque non corrélées entre elles. Un moyen simple est de les combiner linéairement. Une combinaison de la méthode des paramètres réduits de Hillas avec la méthode semi-analytique donne

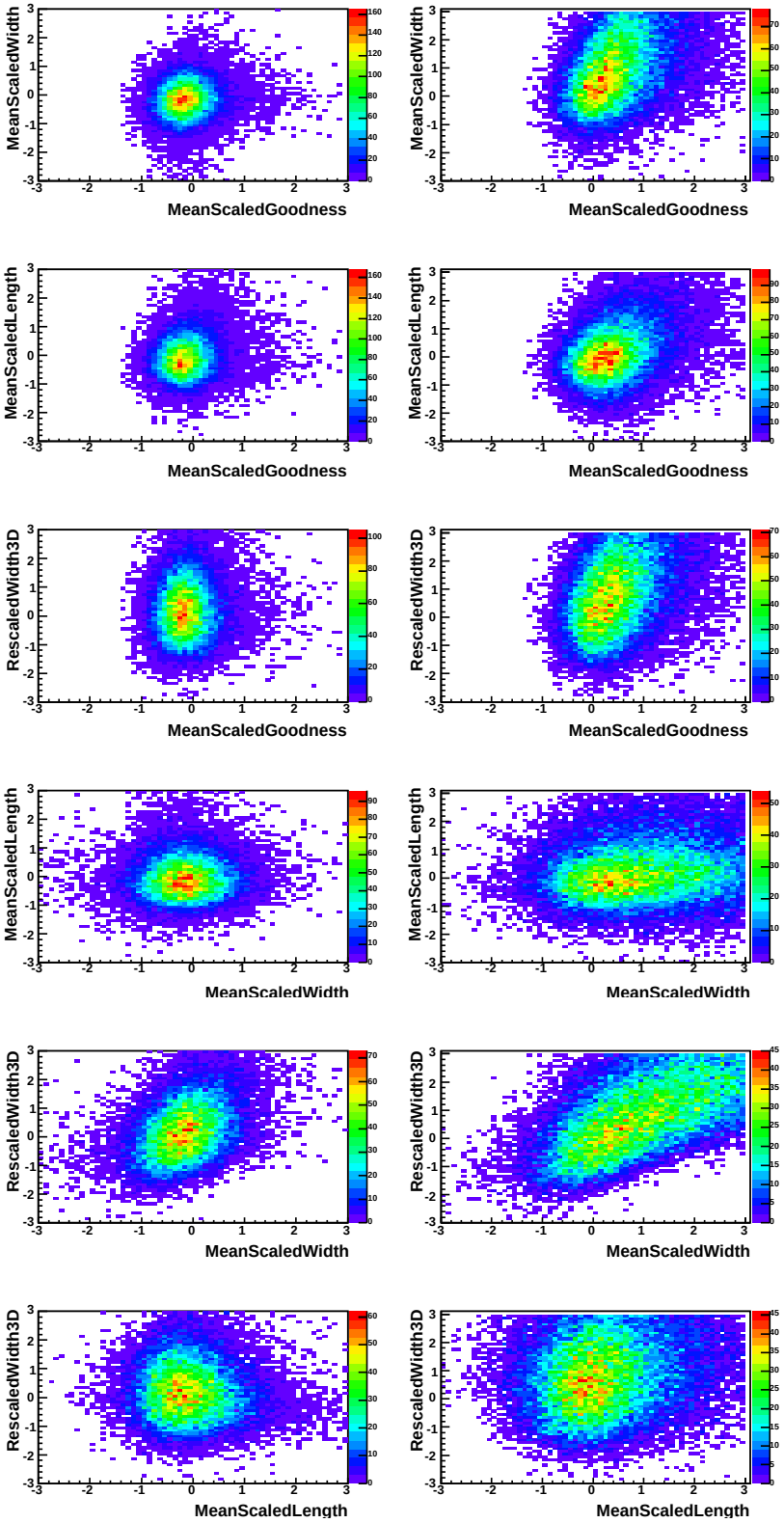


FIGURE 7.6 – Corrélations des variables discriminantes deux à deux [73]. Colonne de gauche, pour les événements de type γ issus de simulations, et colonne de droite pour les hadrons issus des observations (données hors source).

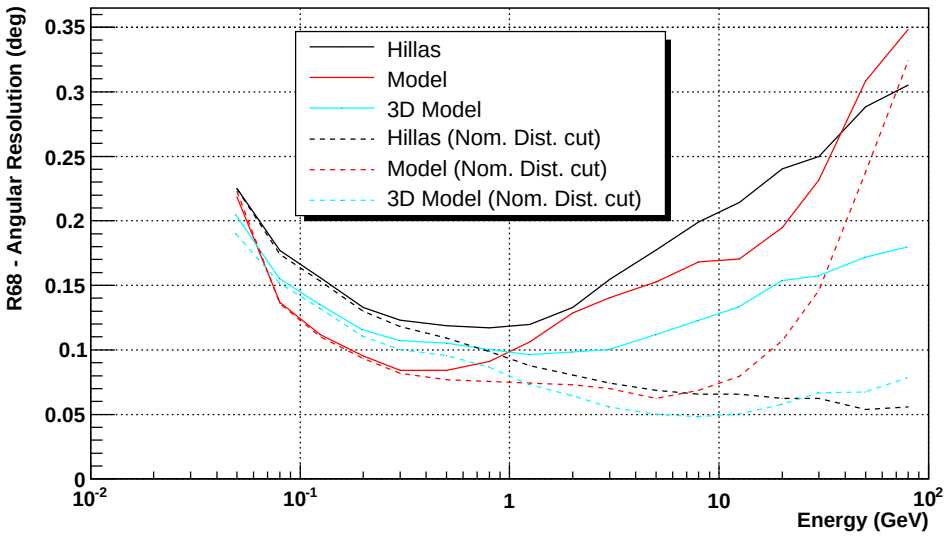


FIGURE 7.7 – Résolution des différentes méthodes de reconstruction pour une coupure définie. Les résultats obtenus avec et sans coupure sur la distance nominale (distance du centre de l'image de la gerbe au centre de la caméra) [64].

une variable appelée *Combined Cut 2* :

$$CC2 = \frac{MSS + MSG}{\sqrt{2}} \tag{7.10}$$

Le rejet du bruit de fond des hadrons est considérablement amélioré par ces combinaisons. Un gain de ∼40 % est observé sur la significativité du signal provenant de la Nébuleuse du Crabe et un gain de ∼50 % sur le rapport signal sur bruit pour ces mêmes observations par rapport aux deux méthodes appliquées individuellement [64].

7.2.7 Combinaison par fonctions de densité de probabilités : Xeff

7.2.7.1 Définition

La méthode Xeff [71] est basée sur une combinaison des différentes variables discriminantes à l'aide de fonctions de densité de probabilités (PDF = Probability Density Funtion). Les PDF des γ sont issues de simulations, celles des hadrons proviennent des données sans source.

Afin d'optimiser la sélection, des pré-coupures sont effectuées en particulier sur la cohérence de la reconstuction angulaire provenant de chacune des méthodes. Dans le cas des γ, elles sont assez cohérentes entre elles alors que cela est moins le cas pour les hadrons.

La variable Xeff est définie comme :

$$X_{eff} = \frac{\eta f_B(x_i)}{\eta f_B(x_i) + (1-\eta) f_S(x_i)} \tag{7.11}$$

où :

– η est l'estimateur du rapport bruit sur signal défini comme :

$$\eta = \frac{B}{S+B} \tag{7.12}$$

– f_S et f_B représentent respectivement les produits des distributions normalisées des γ et du fond de rayons cosmiques des quatre variables discriminantes : la qualité de l'ajustement pour le modèle semi-analytique, la longueur et la largeur réduites pour l'analyse Hillas, ainsi que la largeur 3D pour le modèle tridimensionnel.

La figure 7.8 représente la variable Xeff. Elle doit être perçue comme une probabilité pour l'événement d'être considéré comme du fond (probabilité égale à 1). Une probabilité nulle correspond donc à un photon γ. Les variables x_i utilisées, au nombre de quatre, sont issues des différentes méthodes d'analyse. Mean Scaled Length et Mean Scaled Width proviennent de l'analyse de Hillas, Mean Scaled Goodness de l'analyse Model et Rescaled Width 3D de l'analyse Model 3D.

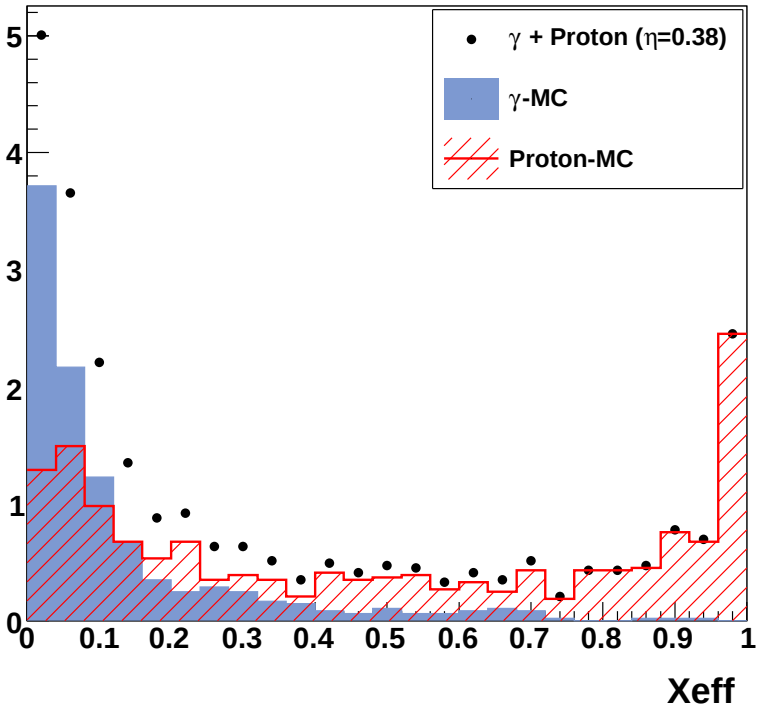


FIGURE 7.8 – Exemple de distributions [71] de la variable Xeff obtenue pour des simulations avec $\eta = 0,38$.

La figure 7.9 représente le taux de sélection des γ, tracé en fonction de l'efficacité de rejet des hadrons. La valeur de ce taux est mesurée pour différentes coupures sur la variable Xeff. Pour un taux de rejet du fond donnné, il s'avère qu'un plus grand nombre de γ est conservé avec cette nouvelle méthode qu'avec une sélection sur les moments réduits. A l'inverse, pour un taux de sélection des γ fixé, l'élimination du fond est plus efficace avec l'analyse Xeff. Le gain de l'analyse a été estimé par rapport à la méthode de Hillas en effectuant le rapport des facteurs de qualité. Ces rapports augmentent de 1.3 à 1.7 en fonction de l'angle zénithal et de 1.5 à 2.6 en fonction de l'énergie.

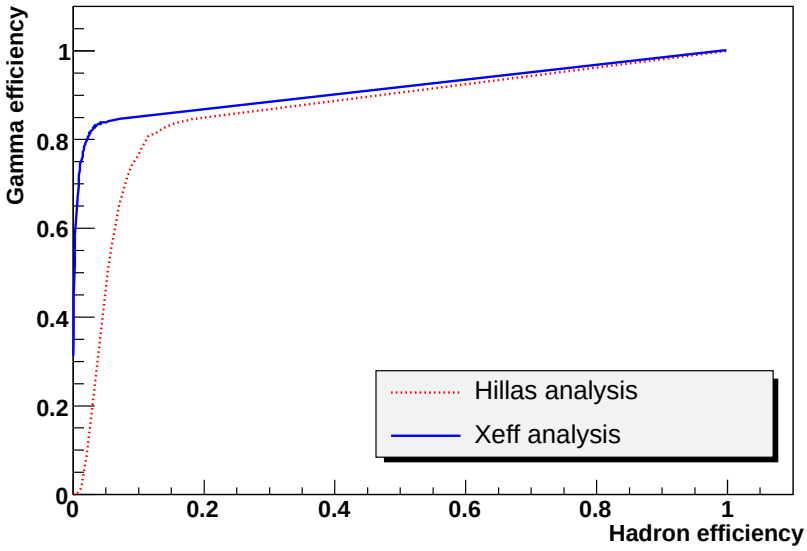


FIGURE 7.9 – Evolution de l'efficacité de sélection des γ en fonction de l'efficacité de sélection des hadrons.

7.2.7.2 Sélections

En ajustant les seuils de détection et les pondérations du fond par rapport au signal, 4 sélections différentes sont proposées :

- Flare pour les AGN [3] lumineux, avec un indice spectral généralement compris entre 3 et 4, les γ sont essentiellement émis et détectés à basse énergie (moins de 1 TeV). Une coupure basse (40 p.e.) est donc appliquée lors du nettoyage des images pour abaisser le seuil en énergie. Une coupure légère sur Xeff = 0.3, avec $\eta = 0.1$ est appliquée ;
- Brillante pour les sources galactiques lumineuses ($\sim$ 10 - 100 % du Crabe) : l'indice spectral est généralement compris entre 2 et 3, les événements à basse énergie sont noyés dans le bruit de rayons cosmiques. Un seuil plus élevé sur l'amplitude mesurée dans chaque caméra est donc choisi, à 80 p.e. Comme précédemment, une coupure légère est appliquée.
- Faible pour les sources faibles ($\sim$ 1 % du Crabe) : cette catégorie concerne une majeure partie des sources observées par H.E.S.S.. Une coupure plus forte est appliquée avec $\eta = 0.5$. Le seuil est toujours fixé à 80 p.e.
- Détection dans le cas de recherche de nouvelles sources : on veut réduire le fond au minimum. Une solution simple consiste à élever le seuil en énergie de l'analyse et à appliquer une forte sélection. Pour cet objectif, le seuil est à 200 p.e. et $\eta = 0.5$.

7.2.7.3 Reconstruction de l'énergie et de la direction d'arrivée

Grâce aux analyses présentées précédemment, on dispose de trois mesures indépendantes de l'énergier et de la position. La précision associée à chacun dépend bien évidemment de la méthode elle-même, mais aussi de l'énergie réelle du photon. En conséquence, chaque reconstruction pourra se montrer plus précise sur une bande d'énergie donnée. L'idée est donc de

3. Active Galactic Nucleus = Noyau Actif de Galaxie.

combiner les différents résultats obtenus afin de réduire les erreurs sur les trois paramètres définis précédemment.

Pour cela, une méthode générale a été utilisée pour combiner les estimateurs d'une grandeur physique. Elle s'apparente au calcul d'une moyenne pondérée par l'inverse des carrés des erreurs associées à chacune des mesures, mais elle tient compte également des corrélations possibles entre les différentes variables. Ainsi, l'estimation du paramètre $\hat{p}$ s'exprime à partir des valeurs p_i selon :

$$\hat{p} = \sum_i \alpha_i p_i \tag{7.13}$$

où les poids associés α_i vérifient la relation : $1 = \sum_i \alpha_i$.

La figure 7.10 représente les performances de reconstruction de toutes les méthodes pour l'énergie ainsi que pour la direction. La méthode Xeff s'avère la plus performante pour la reconstruction de la direction angulaire puisqu'elle possède un biais quasi nul et une résolution angulaire proche de 0.05° sur le domaine d'observation de H.E.S.S. Pour cela, elle utilise les bonnes performances de la reconstruction Model à basse énergie et de la méthode des moments réduits à haute énergie. Pour la reconstruction en énergie, la qualité vient tout d'abord des performances de la reconstruction Model avec une résolution voisine de 10 % sur la gamme d'énergie comprise entre 200 GeV et 10 TeV. Au delà, les biais sont dus au fait que les caméras n'enregistrent qu'une partie de l'image de la gerbe. L'énergie est donc sous-estimée à ces énergies et doit être corrigée.

7.2.8 Combinaison à l'aide d'une forêt d'arbres de décision : $TMV - LAPP$

Une autre combinaison des variables discriminantes des différentes analyses a été réalisée à l'aide d'arbres de décision [83]. Un arbre de décision est une méthode multivariable utilisant une structure ressemblant à celle d'un arbre, afin de séparer deux populations : le signal et le bruit. Cette méthode a l'avantage de pouvoir prendre en compte les corrélations non linéaires entre les variables d'entrée.

A partir de lots d'entraînement, une recherche du meilleur critère parmi les variables discriminantes est effectuée. Les deux lots sont séparés successivement à partir de la variable la plus discriminante en effectuant une sélection binaire. La procédure d'entraînement est arrêtée pour éviter un surentraînement qui dégraderait les performances au moment de l'analyse. La procédure utilisée ici est constituée d'une forêt d'arbres. Chaque arbre est construit en modifiant les conditions initiales de son développement. Une fois que la forêt a été définie, chaque événement est évalué individuellement et assigné d'un estimateur de ressemblance au signal ou au bruit. L'estimateur est la moyenne de la classification sur l'ensemble des arbres.

Afin d'augmenter les performances de la méthode, les entraînements ont été séparés par angle zénithal et par énergie reconstruite. La reconstruction en direction et en énergie reprend les bons résultats de la méthode Xeff. La figure 7.11 de gauche illustre la distribution du signal et du bruit pour la méthode de la forêt d'arbres de décision. La figure 7.11 de droite représente l'efficacité de rejet du fond en fonction de l'efficacité γ. Les performances sont définies comme le rapport du facteur de qualité de l'analyse TMV-LAPP sur celui l'analyse de Hillas. Elles évoluent de 1.5 à plus de 6. Le gain est le plus important pour les hautes énergies, au delà de 2 TeV.

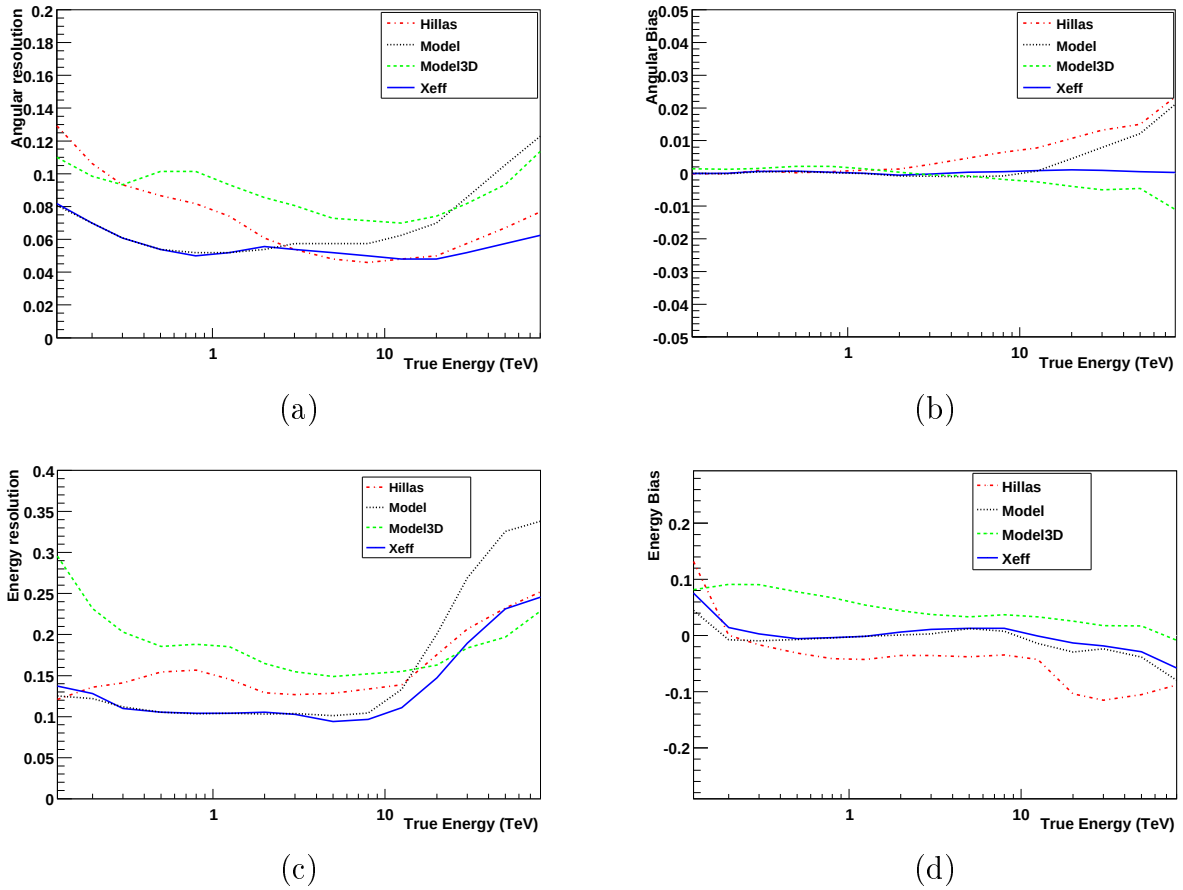


FIGURE 7.10 – Performances des reconstructions en énergie et en direction. La ligne du haut traite de la reconstruction angulaire, celle du bas de la reconstruction en énergie. La colonne de gauche correspond aux résolutions et celles de droite aux biais de reconstructions.

Les sélections de l'analyse TMV-LAPP ont été optimisées en fonction de l'intensité de la source recherchée : 1 %, 10 % et 100 % du flux de la source du Crabe. Toutes ces sélections possèdent les même pré-coupures, en particulier, sur l'amplitude de l'image dans le télescope : 60 p.e.. Pour les analyses, tous les événements sont analysés de la même façon, seule la valeur de la coupure, pour déterminer si un evènement est candidat, change.

7.3 Soustraction du fond résiduel

Les différentes méthodes de rejet du bruit de fond hadron ne permettent pas la discrimination sans ambiguïté entre une nature hadronique et électromagnétique des gerbes détectées. Une partie des hadrons, considérés comme candidats γ, est donc conservée. La soustraction de ce fond résiduel de hadrons est réalisée selon plusieurs techniques. Toutes ces techniques découlent d'une hypothèse : le flux de hadrons à l'origine de ce fond résiduel est isotrope sur la voûte céleste. Dans tous les cas, il faut au préalable construire les paramètres de sélection des γ et reconstruire la direction de l'événement.

Les statégies présentées 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

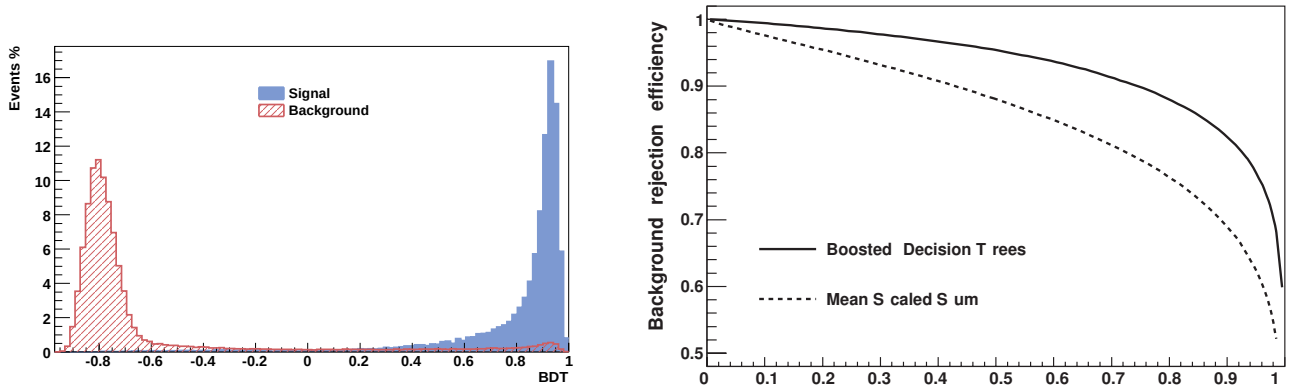


FIGURE 7.11 –
Figure de gauche : Distribution du signal et du bruit provenant de simulations.
Figure de droite : Efficacité de rejet du fond en fonction de l'efficacité γ.
Les deux figures sont représentées pour des angles zénithaux variant entre 25 et 35° et une énergie comprise en 500 GeV et 1 TeV avec l'analyse TMV-LAPP.

l'ordre de l'extension supposée de la source γ. 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 les 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.

7.3.1 Méthode ON-OFF

Cette méthode consiste en l'observation d'un objet en pointant les télescopes dans sa direction (figure 7.12 *gauche*). Le bruit de fond est estimé par une seconde observation après ou avant l'observation de la région d'intérêt. Elle est effectuée de telle façon que les deux observations soient réalisées dans les même conditions de pointé (angles zénithal et azimuthal). Pour cela, les télescopes suivent la même trajectoire dans le ciel, décalée de la durée de l'acquisition. Cette technique permet l'analyse de sources étendues couvrant une grande partie du champ de vue. L'inconvénient majeur de cette méthode est qu'elle nécessite deux acquisitions pour une seule d'observation effective. Cette méthode fut utilisée lors du fonctionnement en mode mono-télescope avant la construction du réseau complet et l'est encore pour l'observation de sources de plusieurs degrés d'extension.

7.3.2 Méthode du décalage de la source dans la caméra : mode *wobble*

La surface effective décroît lorsque la source s'écarte de l'axe optique (voir section B.2 page 328). Le grand champ de vue de H.E.S.S. permet toutefois d'avoir une acceptance faiblement décroissante jusqu'à des angles hors axe de l'ordre de 1°. Les trois méthodes présentées par la suite profitent de cette propriété. La majorité des observations effectuées par H.E.S.S. depuis son démarrage en mode complet, ont été réalisées en mode dit *wobble*. Les télescopes ne sont pas pointés directement sur les objets mais à une distance comprise entre 0.5° et 0.7° de ceux-ci.

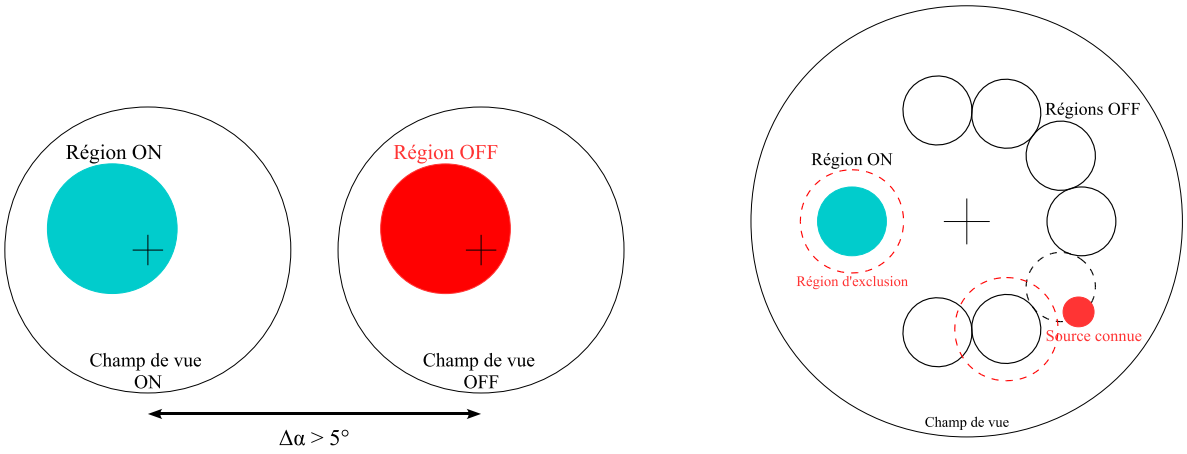


FIGURE 7.12 – *Image de gauche* : Méthode de soustraction du fond dite de On-Off. Une première acquisition est réalisée directement dans la direction de l'objet. Une seconde acquisition est réalisée en suivant un pointé décrivant la même trajectoire que la première acquisition.
Image de droite : Méthode de soustraction du fond dite des régions Off multiples. Les régions off sont choisies de même forme et à même angle hors-axe que la région où le signal est extrait. Les régions chevauchant une région exclue de l'analyse ne sont pas prises en compte.

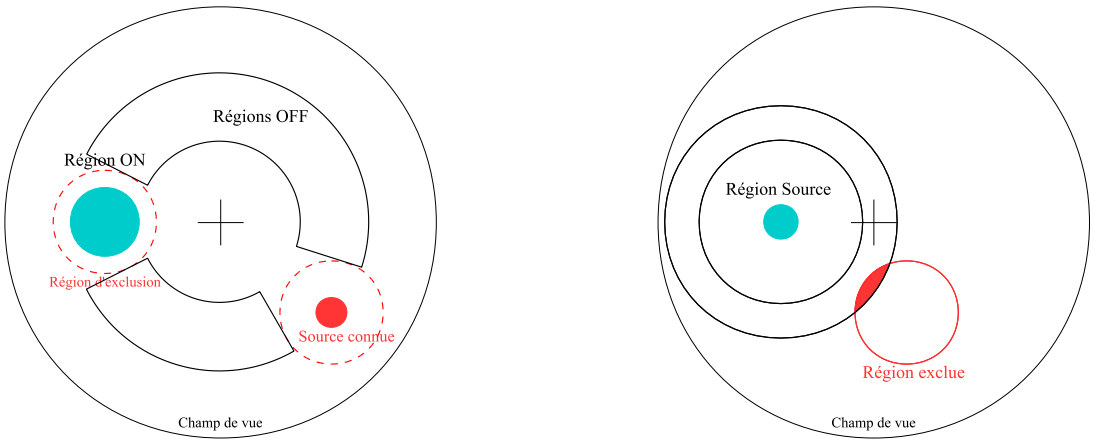


FIGURE 7.13 – *Image de gauche :* Méthode de soustraction du fond dite du segment d'anneau. Le fond est intégré sur un anneau de même largeur que le diamètre de la région où le signal est extrait, centré sur le pointé du télescope.
Image de droite : Méthode de soustraction dite de l'anneau complet. Le fond est estimé à partir d'un anneau centré sur la région où le signal est extrait.

7.3.2.1 Méthode des régions Off multiples

Le décalage du pointé permet de définir plusieurs régions où est estimé le bruit de fond. Elles sont choisies à même angle hors-axe que la région d'intérêt (région ON) et donc ont une acceptance sensiblement identique à celle-ci (figure 7.12 *droite*). L'intérêt de l'observation en mode *wobble* est que, bien que l'acceptance aux rayons γ soit légèrement réduite, le temps d'observation de la source est multiplié par deux (il n'y a plus besoin d'une seconde acquisition pour définir le fond). Un second avantage réside dans le fait que plusieurs estimations du bruit de fond peuvent être réalisées et moyennées. Les régions Off chevauchant une région exclue de l'analyse (présence d'une source de rayons γ) ne sont pas utilisées pour l'estimation du fond.

7.3.2.2 Méthode du segment d'anneau

La méthode du segment d'anneau est une méthode alternative à la précédente (figure 7.13 *gauche*). Le bruit de fond est estimé à l'intérieur d'un segment d'anneau de même largeur que le diamètre de la région ON et de rayon moyen égal à l'angle hors axe de cette région. De même que précédemment, l'acceptance aux rayons γ est sensiblement identique dans la région ON et la région OFF.

7.3.2.3 Méthode de l'anneau complet

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

7.3.2.4 Méthode template

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

7.4 Les distributions θ^2

Une quantité souvent utilisée en astronomie γ est la distance angulaire θ entre la direction pointée et la direction reconstruite du candidat (voir figure 7.1). La figure 7.14 montre une distribution θ^2 obtenue après analyse de 5.7 heures de données du Crabe. Autour d'une position de référence sans source de photons (le centre d'une région OFF par exemple), les événements sont reconstruits de façon uniforme sur le ciel. Le nombre de candidats entre θ et $\theta+d\theta$ est alors $\mathrm{dN} \propto 2\pi\ \theta\ \mathrm{d}\ \theta \propto \pi\ \mathrm{d}\ \theta^2$.

Par conséquent, la distribution en θ^2 est plate autour d'une position sans source (ou loin de la source). Dans le cas où θ est mesuré autour de la position d'une source émettrice, deux composantes se superposent :

- le bruit de fond hadronique résiduel, dont la distribution θ^2 est plate ;
- les photons réels, dont la direction est reconstruite en $\theta = 0$ à la résolution angulaire près.

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

$$N_\gamma = N_{ON} - \alpha.N_{OFF} \tag{7.14}$$

où :

- N_{ON} et N_{OFF} représente respectivement le nombre d'événements conservés dans la région ON et dans la région OFF ;
- α est le coefficient de normalisation destiné à ramener les lots ON et OFF à la même sensibilité, c'est le rapport en le nombre de régions ON et OFF.

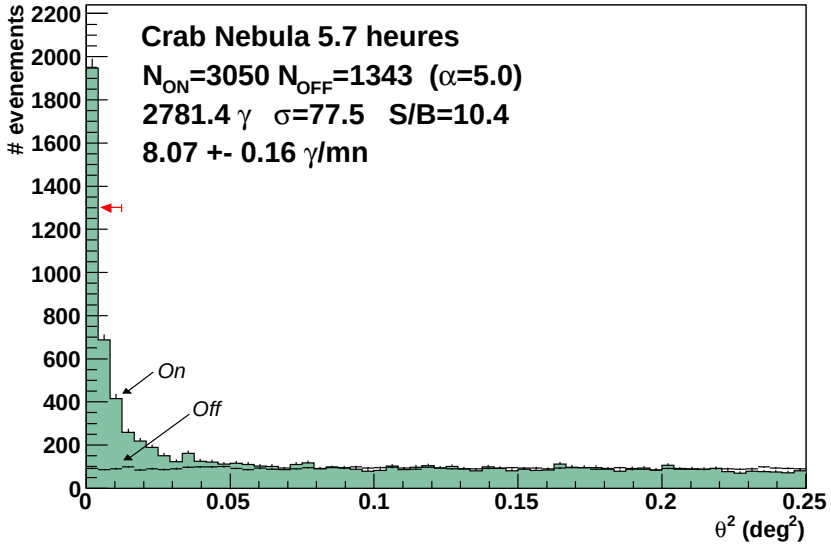


FIGURE 7.14 – Distribution des événements en fonction du carré de l'angle à la position de la nébuleuse du Crabe. Le informations (nombre d'événements On, Off ...) reportés sur la figure ont été intégrés à l'intérieur d'une région de 0.11 degrés (flèche rouge).

7.5 Estimation de la significativité des excès de rayons γ

Lorq'un excès est mis en évidence après la soustraction, il importe de préciser si ce résultat est significatif ou non. Les incertitudes concernant cet excès proviennent de deux sources, le nombre d'événements détectés dans la région ON et celui de ceux détectés dans la ou les régions OFF. Une méthode d'évaluation de la significativité des excès détectés en astronomie γ a été développée par Li & Ma en 1983 [152]. Cette méthode permet de prendre en compte le fait que

le bruit de fond est généralement estimé en astronomie γ avec un temps d'exposition différent de celui consacré à la source de rayons γ.

La méthode effectue de rapport de vraissemblance entre deux hypothèse : l'absence ou la présence de signal. La significativité de l'excès N_σ s'écrit comme

$$N_\sigma = \sqrt{2}\left[N_{ON}\ln\left(\frac{1+\alpha}{\alpha}\frac{N_{ON}}{N_{ON}+N_{OFF}}\right) + N_{OFF}\ln\left((1+\alpha)\frac{N_{OFF}}{N_{ON}+N_{OFF}}\right)\right]^{1/2} \tag{7.15}$$

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. Lorsque $\alpha = 1$, l'estimateur

$$N_\sigma = \frac{N_{ON} - \alpha N_{OFF}}{\sqrt{N_{ON} + \alpha^2 N_{OFF}}} \tag{7.16}$$

est équivalent.

7.6 Reconstruction spectrale

Deux méthodes sont utilisées au sein de la collaboration H.E.S.S. Dans la première, une distribution de l'excès en fonction de l'énergie reconstruite est tout d'abord calculée. Celle-ci est ensuite déconvoluée par la réponse du détecteur pour obtenir une distribution des γ en énergie vraie. Une forme spectrale est finalement ajustée sur cette distribution.

Dans l'autre méthode, le processus inverse est appliqué : à partir d'une forme spectrale, une convolution par la réponse du détecteur permet d'obtenir une distribution en énergie reconstruite. Cette dernière est alors ajustée à la distribution mesurée. Les paramètres du spectre sont donc déterminés par recherche du maximum de vraisemblance. La réponse du détecteur variant avec différents paramètres tels que l'angle zénithal, l'angle hors-axe, l'énergie, et l'efficacité optique. La distribution mesurée est donc échantillonnée dans une table à quatre dimensions. On définit alors n_z intervalles de largeur 0.02 en cosinus de l'angle zénithal, n_θ intervalles de largeur 0.1°, n_e intervalles de largeur 0.25 en logarithme népérien de l'énergie et enfin n_μ intervalles de largeur 0.05 en efficacité optique.

Pour chaque élément de cette table, défini par les indices i_z, i_θ, i_e et i_μ, l'excès observé est égal à :

$$N^{Obs}_{i_z,i_\theta,i_e,i_\mu} = N^{On}_{i_z,i_\theta,i_e,i_\mu} - \alpha_{i_z,i_\theta,i_e,i_\mu} N^{Off}_{i_z,i_\theta,i_e,i_\mu} \tag{7.17}$$

où $\alpha_{i_z,i_\theta,i_e,i_\mu}$ est défini comme le rapport des temps d'observation vers la région source et la région hors-source.

De même, le nombre théorique d'événements détectés pour une forme spectrale donnée est calculé selon l'expression :

$$N^{Th}_{i_z,i_\theta,i_e,i_\mu} = t^{i_z,i_\theta,i_\mu}_{On} \times \int_{\tilde{E}^{min}_{i_e}}^{\tilde{E}^{max}_{i_e}} \mathrm{d}\tilde{E} \int_0^\infty \mathrm{d}E \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E} A(\theta_{i_z},\theta_{i_\theta},\mu_{i_\mu},E) P(\theta_{i_z},\theta_{i_\theta},\mu_{i_\mu},E,\tilde{E}) \tag{7.18}$$

où :

- $t^{i_z,i_\theta,i_\mu}_{On}$ est le temps d'observation dans des conditions de zénith, d'angle hors axe et d'efficacité optique,
- E et $\tilde{E}$ sont respectivement l'énergie vraie et l'énergie reconstruite,

- $\mathrm{d}N/\mathrm{d}E$ la forme spectrale testée,
- $A(\theta_{i_z}, \theta_{i_\theta}, \mu_{i_\mu})$ et $P(\theta_{i_z}, \theta_{i_\theta}, \mu_{i_\mu}, E, \tilde{E})$ représentent respectivement la surface efficace du détecteur, et la probabilité de reconstruire un γ d'énergie vraie E à une énergie $\tilde{E}$. Elles dépendent des paramètres $t_{On}^{i_z, i_\theta, i_\mu}$ ainsi que de l'énergie reconstruite.

Afin de déterminer les valeurs de ces fonctions en tout point de l'espace des paramètres, des tables ont été créées à partir de simulations Monte Carlo.

Un ajustement des valeurs $N^{Th}_{i_z, i_\theta, i_e, i_\mu}$ sur $N^{Obs}_{i_z, i_\theta, i_e, i_\mu}$ pour l'ensemble des éléments de la table permet de déterminer au final les paramètres de la forme spectrale. Les formes les plus couramment testées sont :

- La loi de puissance :

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 . \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\Gamma} \tag{7.19}$$

où :
- E_0 est l'énergie de référence,
- Γ est l'indice spectral ;
- Φ_0 la normalisation du flux en $TeV^{-1}.m^{-2}.s^{-1}$.

En échelle logarithmique, la loi de puissance correspond à une fonction affine

- La loi de puissance avec courbure exponetielle :

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_0 . \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\Gamma} . exp\left(-\beta \frac{E}{E_0}\right) \tag{7.20}$$

où l'énergie de coupure $E_C = 1/\beta$ est exprimée en TeV.

La densité de probabilité est établie à partir de simulations Monte Carlo au travers de la chaîne d'analyse. A chaque énergie fixe simulée, on établit la distribution en énergie reconstruite $\tilde{E}$. Une interpolation entre ces énergies fixes permet de définir la distribution à deux dimensions présentée sur la figure 7.15.

Grâce à ces tables, tous les facteurs de l'équation (7.18) sont désormais connus, permettant alors d'effectuer l'analyse spectrale.

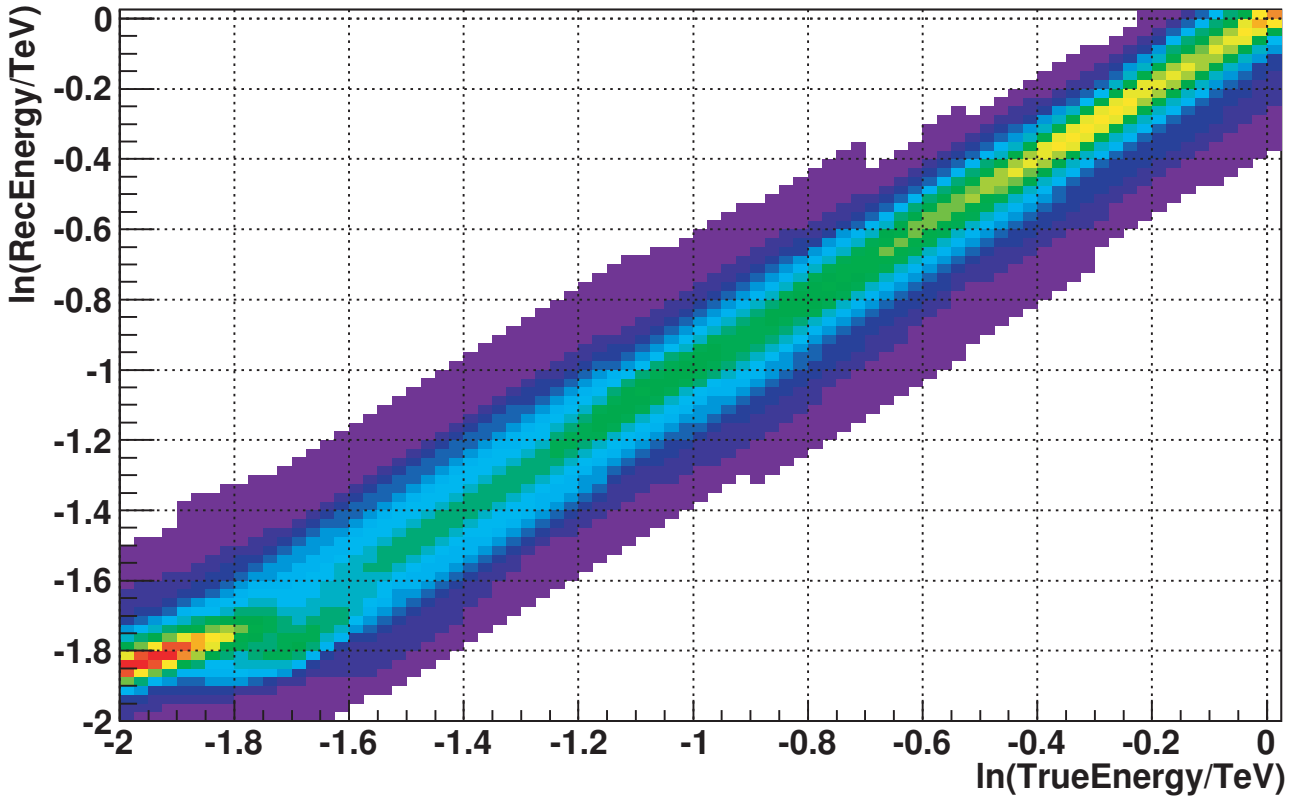


FIGURE 7.15 – Densité de probabilité de reconstruire à une énergie $\tilde{E}$ (axe des ordonnées) pour un événement γ d'énergie E (axe des abscisses). Ce graphique est obtenu pour une observation au zénith d'une source au centre de la caméra et une efficacité optique égale à 1, pour la méthode de H.E.S.S. 2 développée dans la section 11.2 page 175.

Quatrième partie

H.E.S.S. 2

Dans un futur proche, l'expérience H.E.S.S. s'agrandira avec l'ajout d'un cinquième télescope plus grand au centre des quatre télescopes existants. Son objectif est double : augmenter la sensibilité de l'expérience en coïncidence avec plusieurs télescopes mais également abaisser le seuil de détection des gerbes. La caméra étant un élément majeur de ce nouveau détecteur, j'ai participé à l'étalonnage des photomultiplicateurs, en partie réalisé au LAPP.

Les événements détectés au seuil de déclenchement de ce grand télescope ne seront visibles que par lui, la stéréoscopie ne sera alors pas utilisable. J'ai tout d'abord montré que l'analyse basée sur les moments réduits est inefficace. Son incapacité à discriminer les γ des hadrons et sa mauvaise reconstruction de l'énergie des événements ont nécessité le développement d'une nouvelle méthode d'analyse. Par une étude sur les images des gerbes dans le télescope, j'ai proposé une nouvelle variable prenant en compte la topologie de gerbes hadroniques et ayant un fort pouvoir discriminant. De même, j'ai développé une nouvelle méthode basée sur les réseaux de neurones pour rejeter le bruit tout comme pour reconstruire l'énergie des événements. Un soin particulier a été porté à l'analyse des systématiques à l'aide de plusieurs configurations de simulations et des données de HESS 1. Une extension est également présentée pour les événements stéréoscopiques à quatre télescopes.

"Ce que nous avons appris est semblable à une poignée de terre ;
ce qu'il nous reste à apprendre ressemble au monde entier... "

8 H.E.S.S. phase II

Contents

8.1 Objectifs 122
8.2 L'instrument 123
8.2.1 Le télescope 124
8.2.1.1 La structure 124
8.2.1.2 Les miroirs 125
8.2.2 La caméra 125
8.2.2.1 L'électronique 126
8.2.2.2 Le système d'auto-focus et de déchargement 126
8.2.3 Le système de déclenchement 128

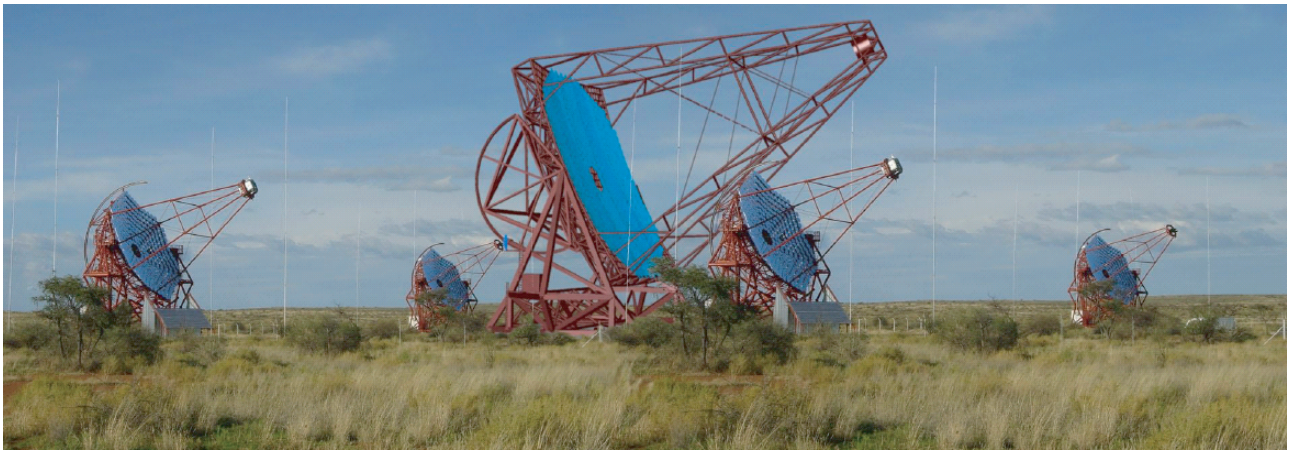


FIGURE 8.1 – Montage photographique représentant le télescope de la phase II au milieu des quatres télescopes actuels de la phase I.

8.1 Objectifs

La phase I de l'expérience H.E.S.S. a définitivement démontré la puissance et la valeur des méthodes expérimentales des imageurs Cherenkov pour l'observation de rayons γ cosmiques de très haute énergie. En six années de fonctionnement, H.E.S.S. a également permis la découverte de nombreuses sources de rayons γ de très haute énergie, situées pour la plupart dans le plan de la galaxie. Cependant les performances de ce système sont limitées aux événements d'énergie comprise entre quelques centaines de GeV à quelques dizaines de TeV. La limite de sensibilité à haute énergie provient d'un manque de statistiques dû à un flux trop faible. A basse énergie, l'intensité de la lumière Cherenkov émise par les gerbes limite leur détection mais ne constitue pas la seule limitation ; la rejection du bruit de fond constituée par les rayons cosmiques durant l'analyse est également plus difficile :

- Les plus grandes fluctuations de la géométrie et de l'intensité des images rendent la réduction du fond hadronique plus compliquée,
- Le spectre d'électrons étant plus pentu [1], les gerbes électromagnétiques détectées sont plus nombreuses à basse énergie,
- Des effets géomagnétiques plus importants perturbent l'évolution des gerbes atmosphériques.

De plus, en raison de la variation des spectres en énergie en loi de puissance, la statistique est bien plus importante à basse énergie, pour le signal comme pour le fond. Cependant, l'indice spectral des rayons cosmiques, ~ 2.7, est généralement plus élevé que celui des sources galactiques, généralement entre 2 et 2.5. Le rapport fond/signal augmente donc plus rapidement, réduisant la sensibilité à basse énergie.

Parmi les solutions étudiées [138], le choix original s'est porté sur l'ajout d'un cinquième télescope de plus grand diamètre au centre des télescopes actuels, comme illustré sur la figure 8.1. Dans la gamme en énergie actuelle, l'adjonction d'un télescope permet d'augmenter la sensibilité ainsi que les résolutions angulaires et en énergie grâce à la stéréoscopie. Le miroir de grande taille collecte plus de lumière en provenance d'une gerbe et détecte des événements de plus basse énergie permettant alors de réduir le seuil en énergie de l'expérience.

1. D'indice 3.3.

La couverture d'une plus large gamme en énergie a un intérêt crucial pour l'étude de plusieurs types de sources de rayons γ déjà observées au delà de 100 GeV ou potentiellement observables à plus basse énergie ; les observations du télescope Fermi du MeV au GeV en ont d'ailleurs révélé ou confirmé [3],[4]. Dans ces listes, certaines sources n'ont jusque-là pas été détectées au TeV. La surface efficace d'un télescope au sol, très largement supérieure à celle d'un observatoire spatial, rendra possible la détection et l'étude de sources de photons d'énergie intermédiaire.

Du fait de l'expansion de l'univers, la diminution du seuil en énergie devrait permettre la détection de nouvelles sources telles que les noyaux actifs de galaxies. Souvent situées à des distances très grandes, le spectre d'émission est alors décalé vers le rouge, un photon émis à une énergie donnée est observé à une énergie plus basse. Cet effet est d'autant plus important que la source se situe loin de l'observateur.

Au TeV, les spectres mesurés ne permettent pas de contraindre les différents modèles d'émission de rayons γ. Ce problème s'applique particulièrement aux restes de supernovae, pour lesquels les émissions leptoniques (rayonnement Compton-inverse) ou hadroniques (désintégration du π^0) ne peuvent être distinguées. A plus basse énergie, au contraire, la forme des spectres diffère sensiblement. Dans le cas des pulsars et des systèmes binaires, les modèles théoriques prédisent une coupure du spectre en énergie émis par ces objets en dessous de la gamme couverte par H.E.S.S. Des contraintes plus importantes pourraient être posées sur la variabilité de ces objets à haute énergie.

La réduction du seuil en énergie est très intéressante dans la recherche de signaux γ provenant de l'annihilation de matière noire. Réduire le seuil aux environs d'une dizaine de GeV permettrait d'accéder à des masses de particules inférieures au TeV, mais également à des flux plus intenses [2].

La complémentarité avec les autres instruments est aussi un objectif majeur de la seconde phase de H.E.S.S. Le satellite FERMI observe l'ensemble de la voûte Céleste entre 100 MeV et 300 GeV toutes les 90 minutes environ. Réduire le seuil en énergie des détecteurs au sol permettra un recouvrement des gammes en énergie avec FERMI et une intercalibration en énergie des deux instruments. L'utilisation de modèles pour décrire l'atmosphère ou le comportement des détecteurs induit des erreurs systématiques, notamment sur la normalisation des flux mesurés. Des observations avec différents détecteurs sur un même domaine en énergie permettent de corriger ces erreurs, d'autant plus qu'un satellite est calibré grâce à des tests faisceaux et non uniquement à partir de simulations comme c'est le cas pour les télescopes Cherenkov au sol. L'observation simultanée d'objets avec H.E.S.S. II et FERMI assurera une couverture continue à haute énergie entre 100 MeV et 100 TeV typiquement.

8.2 L'instrument

Le cinquième téléscope reprend l'esprit des télescopes de H.E.S.S. 1 avec une structure en acier sur une monture alt-azimuthale. Il diffère principalement par ses dimensions : un poids de plus de 560 tonnes, 28 m de diamètre de miroirs recouvrant une surface de 596 m^2, une caméra située à 36 m du plan des miroirs composés de 2 048 photomultiplicateurs. La figure 8.2 représente le cinquième télescope.

2. Le flux d'émission γ est inversement proportionnel au carré de la masse de la particule recherchée.

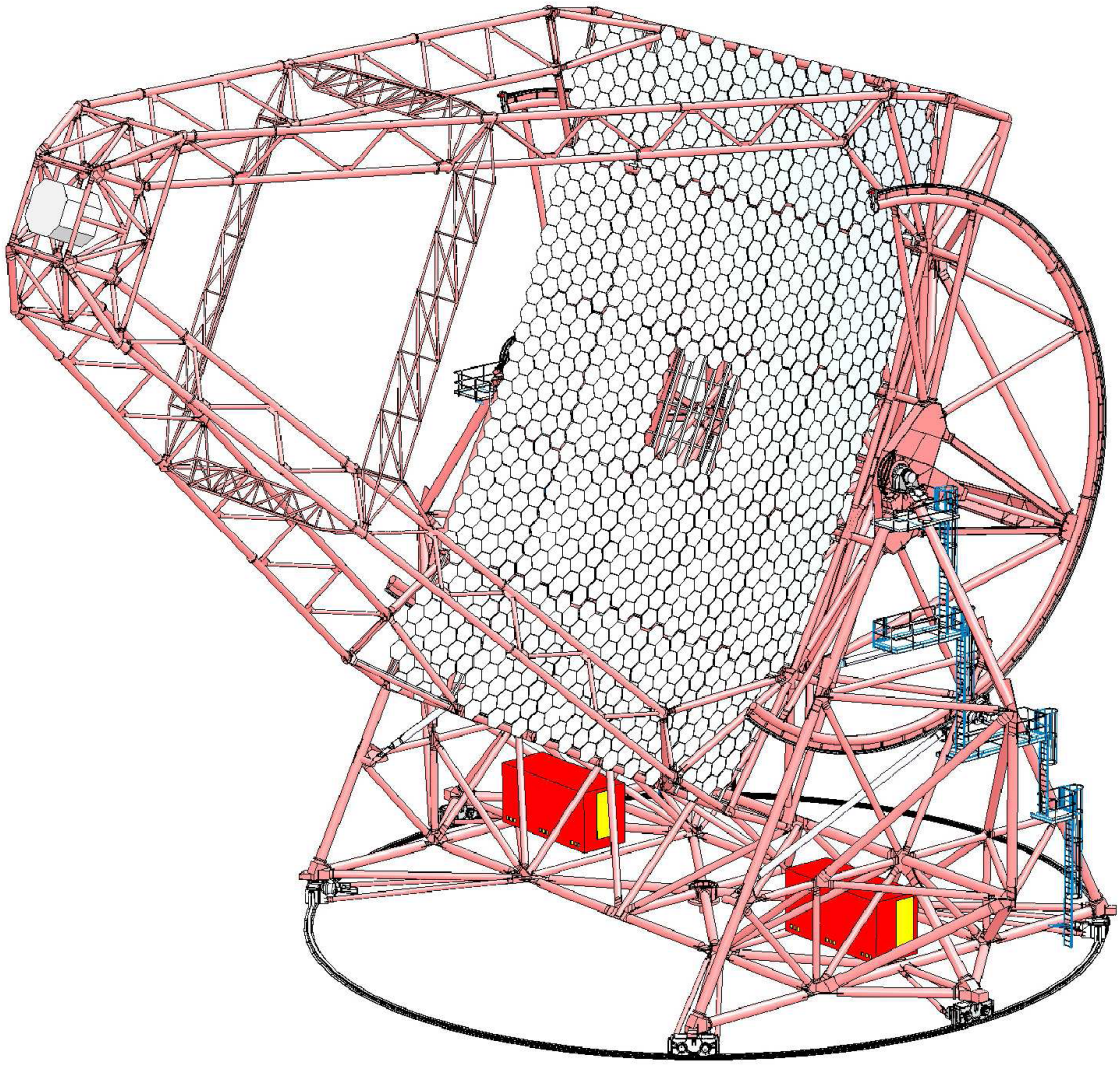


FIGURE 8.2 – Schéma du télescope H.E.S.S. 2 [61].

8.2.1 Le télescope

8.2.1.1 La structure

La monture alt-azimuthale du télescope est semblable à celle utilisée pour les quatre premiers télescopes. Un rail de 36 m de diamètre guide les mouvements de la structure en azimuth sur 540° avec une vitesse maximum de $200°.\text{min}^{-1}$. Il supporte également la monture de 560 tonnes qui soutient le système d'élévation dont l'axe horizontal est situé à 24 m de hauteur. La structure supportant le miroir pourra pivoter entre $-35°$ (position de stationnement) et 180°. La précision du système de guidage est de l'ordre de $1'$ par rapport au pointé souhaité.

La caméra de 3 tonnes est située au foyer du réflecteur dont la distance focale est de 36 m. Sa position va entraîner des contraintes mécaniques importantes et donc des déformations de la monture. La précision du pointé du télescope est affectée de même que la position de la caméra au foyer du réflecteur. Une grande partie des déformations est corrigée à posteriori en utilisant

un système de caméra CCD comme pour les télescopes existants. Ces corrections devraient permettre d'atteindre une précision absolue sur le pointé de l'ordre de 10″.

8.2.1.2 Les miroirs

Le support des miroirs est construit de façon à obtenir une surface parabolique, les dimensions extrêmes de ce télescope ne permettant pas l'usage d'un montage Davies-Cotton. En effet, la longueur de la focale implique une trop grande dispersion dans le temps d'arrivée des photons Cherenkov. En conséquence, les aberrations de coma plus importantes dans une configuration parabolique limitent le champ de vue à 3,2°de diamètre.

Le réflecteur est en fait une mosaïque de 24 m de large par 32 m de haut, composée de 850 miroirs hexagonaux de 90 cm de large illustré sur le figure 8.3. Par analogie avec ce qui avait été fait pour H.E.S.S. I, les miroirs seront fixés sur des supports permettant leur alignement et par conséquent la minimisation des aberrations. Une fois le réglage effectué, la réponse à une source ponctuelle devrait avoir une largeur de 0.2 mrad sur l'axe optique, et de 0.5 mrad à 1,6° de l'axe optique ([55]).

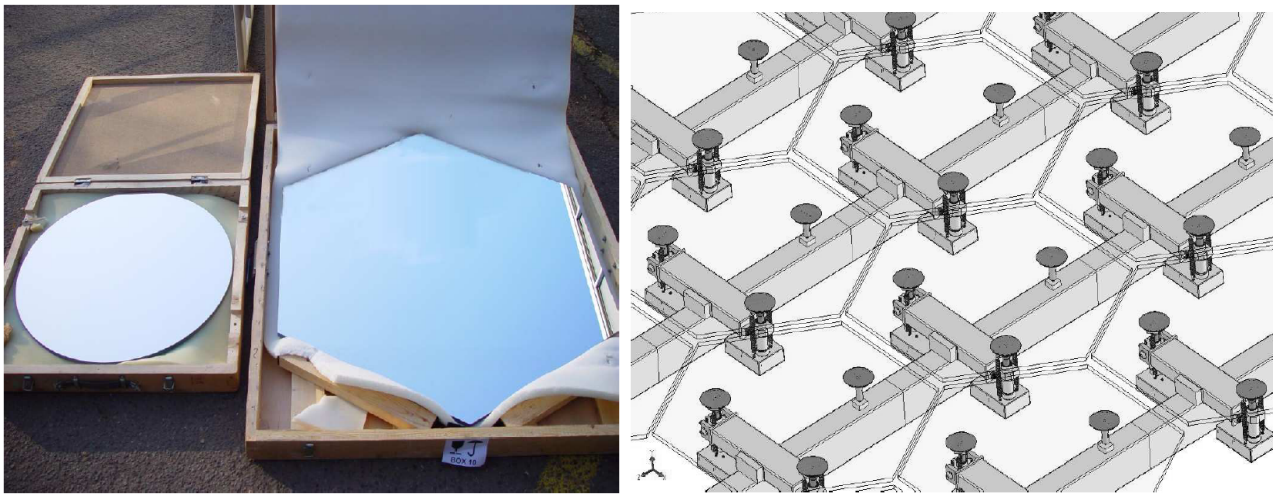


FIGURE 8.3 – *Image de gauche* : Photographie d'un miroir de HESS phase I (gauche) et de HESS phase II (droite).
Image de droite : Schéma d'un ensemble de miroirs tels qu'ils seront disposés sur la monture [230].

8.2.2 La caméra

Le concept de caméra composée de pixels fins permetttant d'avoir une excellente résolution angulaire est conservé, tout comme l'électronique d'acquisition embarquée au sein de la caméra. La caméra est située dans le nez d'un quadripode à la distance focale du réflecteur (36,74 m). La structure générale de la caméra reste inchangée : elle est composée de 2 048 photomultiplicateurs répartis sur un cylindre de 2.5 m de diamètre et 2.2 m de long. Le champ de vue de la caméra est de 3.17° et chaque pixel a un champ de vue de ($0.07^{\circ 2}$), contre ($0.16^{\circ 2}$) pour les anciennes caméras, une fois équipées de cônes de Winston. La conservation du rapport distance focale - diamètre du réflecteur permet de conserver un bruit de fond similaire à celui de H.E.S.S. 1. La

réduction de la taille angulaire des pixels fournit une meilleure définition des images Cherenkov et donc une meilleure résolution angulaire, cela va également reduire le nombre de pixels éteints à cause des étoiles présentes dans le champ de vue. Cette nouvelle caméra fournira également des informations temporelles sur le développement de la gerbe. En mono-télescope, le connaissance de la dispersion en temps du signal devrait assurer une meilleur rejection du fond des hadrons.

La caméra contient l'ensemble de l'électronique de traitement : 128 tiroirs dédiés chacun à 16 photomultiplicateurs. En incluant les systèmes de contrôle et de refroidissement, la caméra pèse plus de 2.6 tonnes et applique par conséquent de fortes contraintes sur les structures du télescope.

8.2.2.1 L'électronique

Les caractéristiques de ce nouveau télescope génèrent de nouvelles contraintes sur l'électronique : le taux de déclenchement de l'expérience sera de l'ordre de 3 kHz en mode mono-télescope (sans stéréoscopie) contre 200 Hz - 300 Hz à l'heure actuelle. En effet, le déclenchement sur un seul télescope ne permet pas de réduire le nombre de muons et de protons au niveau du déclenchement du système. Aujourd'hui le temps de lecture des événements est de 446 μs, le conserver pour cette seconde phase impliquerait une fraction de temps mort de 57 %. L'électronique d'acquisition et de lecture a donc été adaptée à ces contraintes..

La gamme dynamique d'utilisation des photomultiplicateurs s'étend de 1 à 5 000 photoélectrons (p.e.) Elle est divisée en deux parties : de 1 à 100 p.e. pour l'étude des faibles signaux et entre 25 et 2 500 p.e. pour les signaux plus intenses. La voie de haut gain possède un facteur d'amplification de 25, celle de bas gain de 1. Les tiroirs d'électronique sont semblables à ceux de H.E.S.S. 1 : deux cartes analogiques chargées du traitement des données issues des photomultiplicateurs et une carte Slow-control destinée au contrôle du tiroir (température, hautes tensions, seuil de déclenchement). 16 voies de signaux en haut et bas gains de 8 photomultiplicateurs peuvent être traitées par chaque carte. Le signal est ensuite échantillonné par mémoires analogiques SAM (pour Swift Analog Memory) de 256 cellules. La fréquence d'échantillonage est de 1 GHz. Ces mémoires permettent un gain en temps important par rapport aux ARS utilisées dans H.E.S.S. 1, grâce à un traitement des 16 voies en parallèle[3]. En sortie, les informations sont envoyées vers une mémoire tempon (FIFO) chargée de les chaîner pour homogénéiser les fluctuations du taux de déclenchement d'une part, et pour laisser le temps pour traiter les événements (décider de déclencher ou non les caméras) d'autre part. L'ensemble des opérations est contrôlé par un circuit logique programmable (FPGA).

Au final, le temps de traitement des données est réduit à 10 μs dans le cas où l'événement est accepté [178] et à 600 ns lorsque l'événement est rejeté.

8.2.2.2 Le système d'auto-focus et de déchargement

Les gerbes électromagnétiques se forment à une distance du détecteur qui varie selon l'angle d'incidence des rayons γ mais également de l'énergie des photons. Dans le cas de H.E.S.S. 1, les perturbations des images enregistrées par les caméras demeurent faibles et il n'est pas nécessaire de faire régulièrement la mise au point du détecteur. En revanche, le télescope de H.E.S.S. 2 possède une focale plus grande (plus de 36 mètres) et fonctionne dans une gamme d'énergie plus basse. Ainsi, un système de mise au point a dû être développé pour conserver les qualités optiques de l'instrument face à une source pontuelle. La figure 8.4 présente le dispositif

3. Des ARS utilisées à 3 kHz impliquait un temps mort de l'ordre de 16 %.

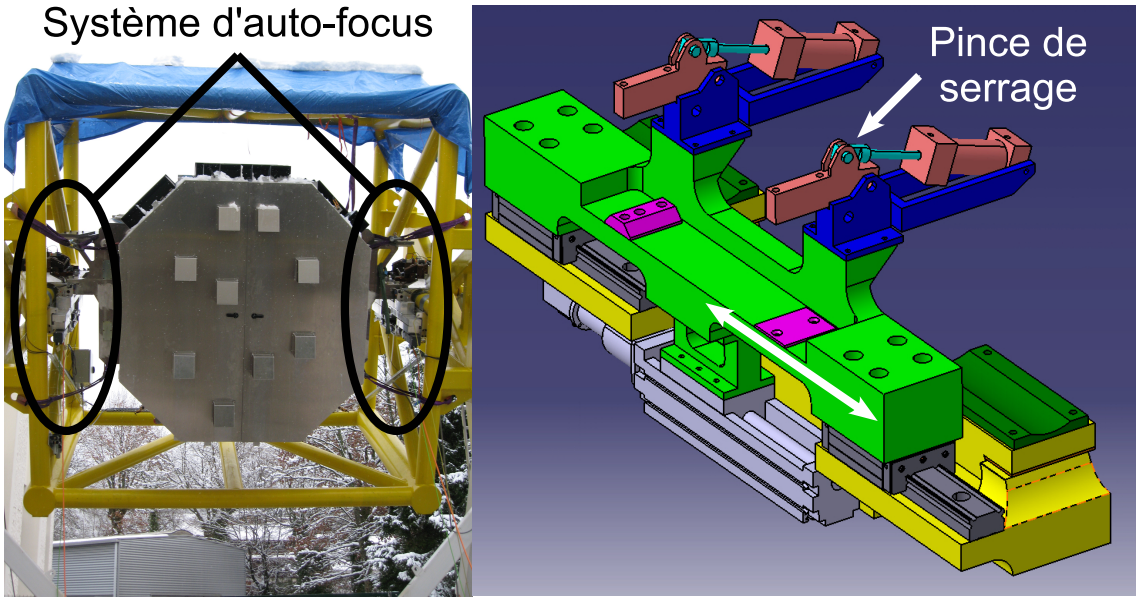


FIGURE 8.4 – Système de mise au point : deux systèmes symétriques sont situés de part et d'autre de la caméra (*à gauche*), composés d'un moteur assurant le déplacement sur un rail le long de l'axe optique (*à droite*), et de deux pinces hydrauliques pour le maintien de la caméra (Photographie et schéma du LAPP : janvier 2008).

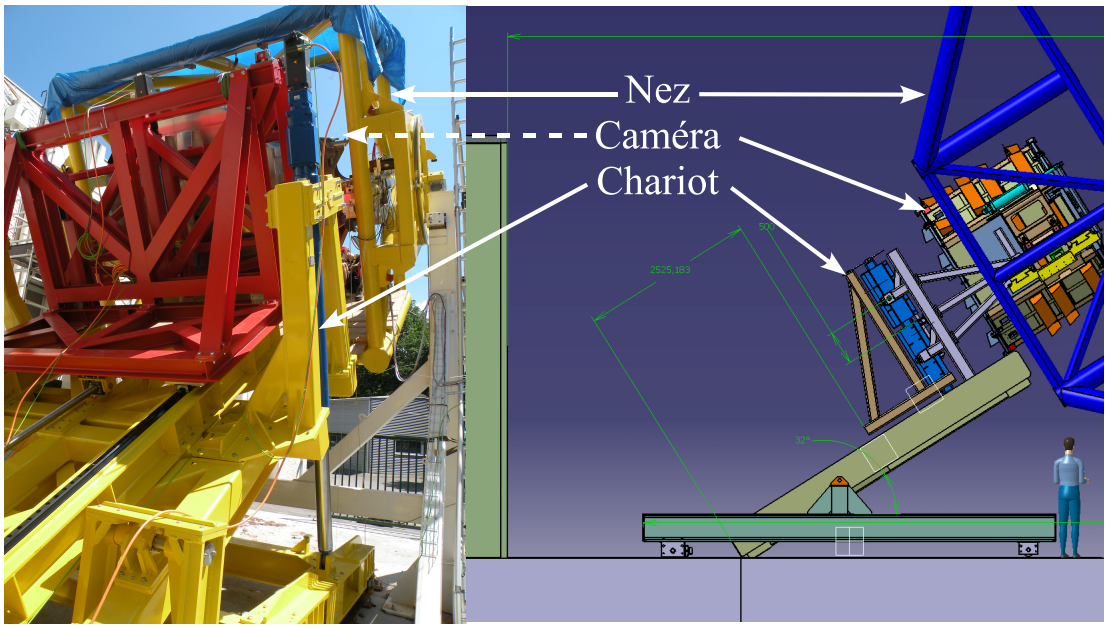


FIGURE 8.5 – Photographie et schéma du chariot de déchargement de la caméra en position pour sortir la caméra du nez du télescope (Photographie et schéma du LAPP : juillet 2008).

développé au LAPP [4]. Il permet de déplacer par un mouvement de translation la caméra le long de l'axe optique sur un intervalle de 200 mm.

Du fait de ses dimensions exceptionnelles, une nouvelle difficulté s'est ajoutée à la conception de l'instrument : la position de la caméra supportée au bout du nez rend difficile la construction d'un abri pour protéger la caméra ainsi que pour y effectuer des opérations de maintenance. Pour cela, il a été décidé de décharger la caméra à la fin des observations. Un chariot automatisé, représenté sur la figure 8.5, a été conçu et réalisé au LAPP. En position de repos (direction sud avec une altitude de -32°), le chariot prend et range la caméra dans un abri avant d'installer une fausse caméra de poid équivalent dans le quadripole du télescope afin de l'équilibrer, en moins de 30 minutes.

8.2.3 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement de H.E.S.S. 1 a été réutilisé pour intégrer le cinquième télescope :

- Deux télescopes (ou plus) parmi les cinq déclenchent (en dépassant le seuil fixé) sur un événement en coïncidence, les images des télescopes concernés sont conservées afin d'être analysées en tant qu'événements stéréoscopiques.
- Le grand téléscope déclenche seul et les événements sont conservés sous conditions.

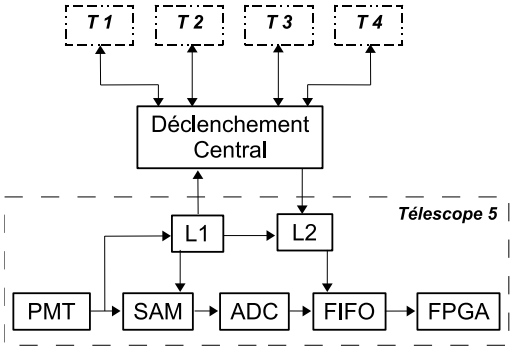


FIGURE 8.6 – Schéma simplifié [82] du système de déclenchement à deux niveaux (L1 & L2) envisagé pour la phase II.

Afin de réduire le nombre d'événements à enregistrer, le système de déclenchement de la caméra de ce cinquième télescope a été divisé en deux niveaux. Le premier se base sur l'intensité du signal, le second plus complexe est basé sur la recherche d'amas de photomultiplicateurs éclairés.

Le premier niveau fonctionne de manière analogue au système de déclenchement dans H.E.S.S. 1. La caméra est divisée en 99 secteurs de 64 photomultiplicateurs se recouvrant partiellement. Lorsque, dans un secteur donné, le nombre de pixels dépassant un certain seuil est atteint, un premier signal, noté L1A est émis. Dans le cas d'un événement en coïcidence avec un autre petit télescope, les informations sont enregistrées. Afin de réduire au mieux le bruit de fond de ciel tout en diminuant la sélection de hadrons, un seuil de 4 p.e. pour au moins quatre photomultiplicateurs a été établi [25]. Dans le cas d'un événement en mode mono-télescope, la procédure du second niveau de déclenchement est alors amorcée.

4. Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules, IN2P3 - CNRS, Université de Savoie

Après ce premier rejet des images trop peu lumineuses, un second critère est appliqué pour réduire encore le taux de déclenchement de la caméra sur les hadrons : c'est le second niveau, noté L2, traitant l'informations à près de 3 GHz. Il porte sur l'étude de la morphologie de l'image obtenue. Si l'application d'un seuil à 7 p.e. sur 3 photomultiplicateurs voisins permet un rejet de près de 70 % des hadrons, elle augmente également le seuil de détection des événements. Des méthodes plus fines ont également été étudiées comme l'utilisation de réseau de neurones [92] sur les paramètres de Hillas. La solution retenue consisterait en une sélection sur la distance angulaire entre le centre de gravité de l'image et la position de la source pointée dans le repère de la caméra [25]. La durée de ce traitement est limitée et sera de l'ordre de 20 μs en moyenne. La mémoire tampon permettra la conservation d'environ 200 événements.

Dans le mode stéréoscopique, le système de déclenchement central a dû être modifié. Précédemment, les images n'étaient conservées que lorsque deux caméras au moins avaient émis en coïncidence le signal de déclenchement. Or avec l'apparition de ce cinquième télescope, susceptible de fonctionner seul, de nouvelles conditions ont été ajoutées : les données sont également enregistrées lorsque la caméra du grand télescope a déclenché (niveau L2 vérifié), ou lorsque les caméras du grand et d'un petit télescope ont déclenché simultanément. Ces conditions de déclenchement offrent finalement la possibilité d'observer les sources de rayons γ dans une bande d'énergie allant de 30 GeV environ à plusieurs dizaines de TeV.

"Se donner du mal pour les petites choses,
c'est parvenir aux grandes, avec le temps. "

Samuel Beckett

9

Etalonnage des photomultiplicateurs pour la caméra de H.E.S.S. 2

Contents

9.1 Les photomultiplicateurs 132
9.1.1 Fonctionnement 132
9.1.2 Description 133
9.1.3 Cahier des charges 133
9.2 Le banc de test 133
9.2.0.1 L'optique 133
9.2.0.2 L'acquisition 134
9.2.0.3 Le contrôle des tests 135
9.3 Présentation des différents tests 135
9.3.1 Le piédestal 135
9.3.2 Tension de fonctionnement 136
9.3.3 Test du photoélectron seul 138
9.3.4 Linéarité 140
9.3.5 Déplacement du piedestal 141
9.3.6 Taux de comptage de post-impulsion 142
9.4 Conclusion 143

Avant l'assemblage de la caméra de H.E.S.S. 2, chaque composant a été contrôlé visant d'une part à vérifier son bon fonctionnement et d'autre part à mesurer ses propriétés. Cette phase d'étalonnage concerne en particulier les photomultiplicateurs (PM). Du fait du grand nombre de PM à tester, et pour partager les compétences, l'étalonnage a été réparti sur trois sites différents : au CESR [1], au LAPP [2] et au LPNHE [3]. Dans ces trois laboratoires, des bancs de tests et des logiciels indépendants ont été mis au point, afin de vérifier la reproductibilité des résultats.

Les propriétés des photomultiplicateurs à tester sont les suivantes : position du piédestal, gain (dépendant de la tension d'alimentation), rapport pic-vallée, taux de déclenchement post-impulsion et décalage du piédestal en fonction du courant de haute tension (HVI).

9.1 Les photomultiplicateurs

9.1.1 Fonctionnement

Les photomultiplicateurs (PM) sont des détecteurs de lumière extrêmement sensibles qui ont une réponse proportionnelle à l'intensité de la lumière incidente. La possibilité d'avoir une grande surface de détection, un haut gain et de détecter un seul photon donne aux PM un avantage important par rapport aux autres détecteurs de lumière.

Le PM est constitué d'une enceinte de verre (sous vide) qui contient une photocathode et un multiplicateur d'électrons. La lumière est détectée au niveau de la photocathode où les photons génèrent des électrons par effet photoélectrique. Ces électrons émis (ou photoélectrons) sont accélérés et focalisés par un champ électrostatique vers la première dynode (D1) du multiplicateur. Les impacts des électrons sur les dynodes libèrent par émission secondaire un certain nombre d'électrons secondaires qui sont à leur tour accélérés et focalisés vers les dynodes suivantes. Les électrons émis par la dernière dynode sont collectés sur une électrode spéciale appelée anode, sur laquelle est pris le signal de sortie. La figure 9.1 présente le schéma d'un PM.

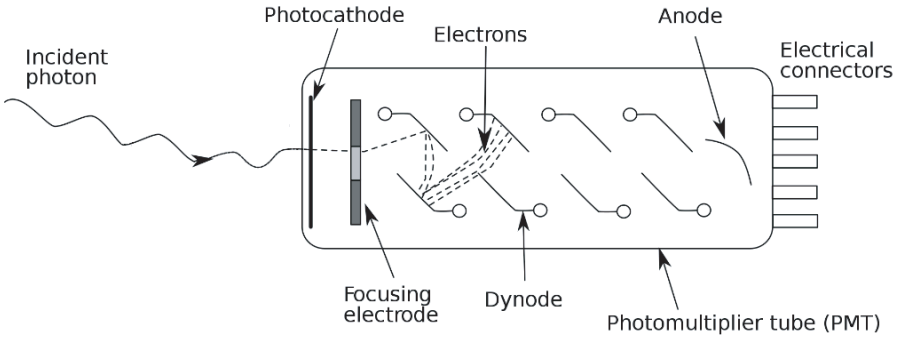


FIGURE 9.1 – Schéma d'un photomultiplicateur.

1. Centre d'Étude Spatiale du Rayonnement, CNRS - Université Paul Sabatier (Toulouse III).
2. Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules, IN2P3 - CNRS, Université de Savoie
3. Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies, IN2P3 - CNRS - Université Paris VI et VII.

9.1.2 Description

Les photomultiplicateurs utilisés pour la phase II de H.E.S.S. sont similaires à ceux présents dans les caméras de la phase I : l'ensemble est formé d'un tube photomultiplicateur et d'une base active de type ISEG PHQ2960 constituée de deux éléments : le premier est fixé à l'arrière du PM pour la partie élévatrice de la haute tension d'alimentation (de 0-4 V à 0-1 600 V), le second permet à la fois la lecture de la tension en sortie du PM, l'amplification du signal et la transmission vers le tiroir.

Les tubes sont de taille légèrement réduite : 90 mm de longueur pour un diamètre de la photocathode égal à 29 millimètres. Les composants internes du photomultiplicateur sont protégés par un bouclier magnétique. Alors que l'anode est à la masse, la cathode est au potentiel négatif. L'intensité mesurée est alors transmise à l'électronique de traitement via la base active.

L'ensemble, d'une longueur de 188,5 millimètres, est maintenu par deux bagues serties autour du tube photomultiplicateur.

9.1.3 Cahier des charges

L'objectif des ces tests est d'étudier le comportement des PM (tubes et bases actives) pour les classer selon leur tension de fonctionnement et pour rejeter ceux ne vérifiant pas les critères de sélection. L'étalonnage porte sur 2 500 PM : 2 048 pour la caméra, les autres comme pièces de rechange. Tous les tests sont effectués à la tension de fonctionnement du photomultiplicateur, déterminée pour obtenir un gain en sortie de 2×10^5. Dans ces conditions, les critères sont les suivants :

- une haute tension inférieure à 1 250 V avec une dispersion sur l'ensemble des PM de 250 V environ,
- un rapport pic sur vallée (défini section 9.3.3 page 138) supérieur à 1.5,
- un écart à la linéarité inférieur à 5% sur une gamme allant de 0 à 2 500 p.e.,
- un taux de post-impulsion en lumière blanche évalué à l'origine et inférieur à 50 kHz,

Seuls les PM vérifiant les critères de sélection seront utilisés. Les éléments défectueux seront renvoyés au fabriquant pour être remplacés.

9.2 Le banc de test

Le banc de test est composé de trois parties majeures :

- l'optique simulant la lumière Cherenkov et la lumière issue du bruit de fond de ciel,
- les photomultiplicateurs à tester,
- le contrôle des instruments pour les différents tests.

La description suivante concerne essentiellement le banc de test mis en place au LAPP par N. Fouque, J.L. Panazol, F. Dubois, J. Masbou, J.P. Baud et S. Rosier-Lees.

9.2.0.1 L'optique

La lumière Cherenkov provenant des gerbes de l'atmosphère est simulée par une diode électroluminescente (DEL) émettant dans l'ultraviolet à une longueur d'onde de 374 nm et pouvant fonctionner jusqu'à 1 kHz. Cette diode est alimentée par un générateur d'impulsion.

Afin de synchroniser l'émission de l'impulsion et la fenêtre temporelle sur laquelle le signal est mesuré, les coïcidences temporelles ont été ajustées.

Les photons émis par le fond du ciel (produit par les objets célestes, principalement les étoiles) sont également reproduits par un générateur halogène à une fréquence de 100 MHz émettant en lumière blanche.

Les deux générateurs sont eux-mêmes contrôlés grâce à un générateur de fonctions piloté par une interface de type IEEE. Les impulsions (Cherenkov ou blanches) sont ensuite transmises via des fibres optiques dans un caisson hermétique. L'intensité de la lumière Cherenkov est modulée à l'aide d'une roue à filtres consistuée de six éléments. La valeur de la transmissivité des filtres est étalée entre 0 et 1.

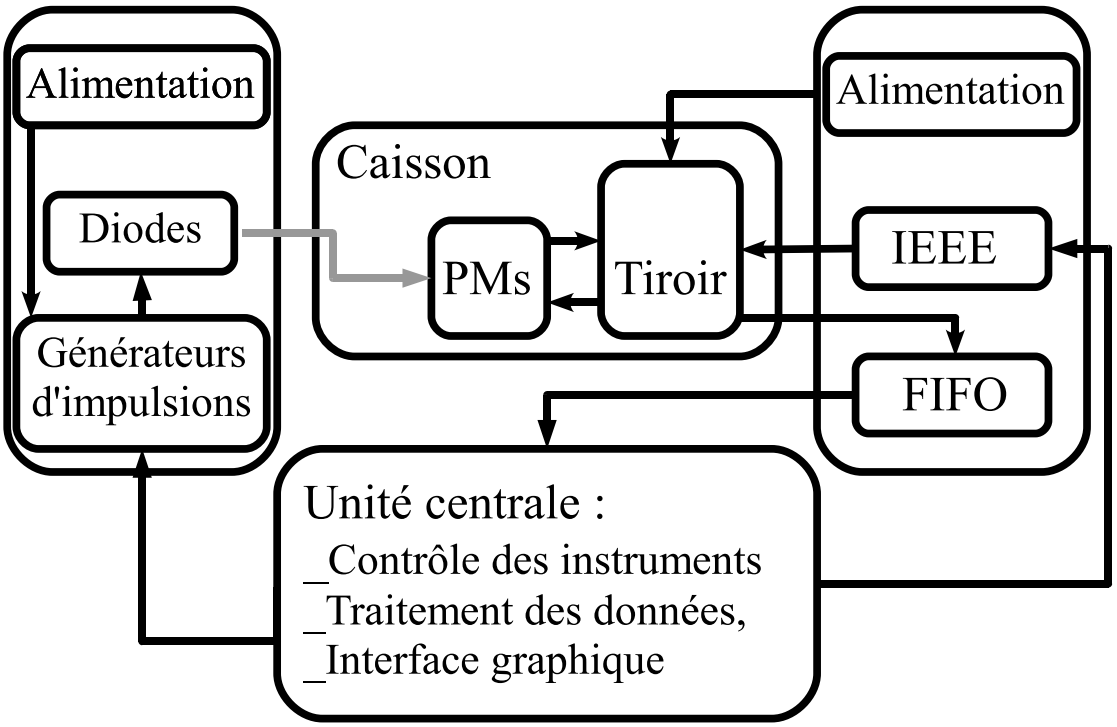


FIGURE 9.2 – Schéma du banc de montage : les tests sont exécutés à partir d'une unité centrale. Elle contrôle à la fois la partie émission (générateurs d'impulsions pour l'émission dans le domaine de l'ultraviolet ou pour l'émission de lumière blanche) et la partie acquisition (ordre de déclenchement, tension d'alimentation des PM,...) via le protocole IEEE. Les informations, traitées dans le tiroir, sont ensuite chaînées dans la carte FIFO et renvoyées vers l'unité centrale pour y être traitées.

9.2.0.2 L'acquisition

L'acquisition des données s'effectue au moyen des photomultiplicateurs à tester, reliés à un tiroir de H.E.S.S. 1. Les photomultiplicateurs sont placés sur un châssis pouvant contenir huit éléments sur deux rangées. Cependant, la distribution de l'éclairement, présentée sur la

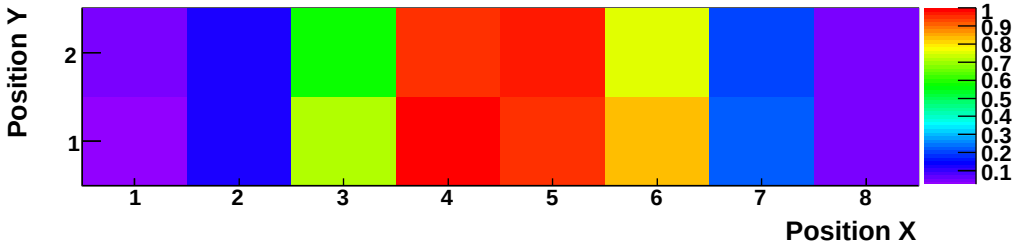


FIGURE 9.3 – Flux perçu par les photomultiplicateurs en fonction de leur position sur le support, normalisé par rapport au PM le plus éclairé. Les positions extérieures (1,2,7 et 8 en abcisse) sont clairement sous-exposées. En dessous de 50%, les positions n'ont pas été utilisées.

figure 9.3, n'étant pas homogène, seules les huits positions centrales sont utilisées car suffisamment éclairées.

Ce tiroir de H.E.S.S. 1 est composé de trois cartes électroniques : deux pour le traitement des données et une pour le contrôle. Les variations de la température à l'intérieur et à l'extérieur du tiroir sont également surveillées : des variations trop importantes peuvent causer une instabilité dans la position du piédestal. Bien que les cartes diffèrent du point de vue des composants de celles qui seront utilisées dans la caméra de la phase II, ces tiroirs conviennent tout à fait pour tester les photomultiplicateurs.

9.2.0.3 Le contrôle des tests

Tous ces systèmes sont contrôlés via un ordinateur utilisant l'interface graphique de language LabView [144]. Pour faire le lien entre l'ordinateur et les différentes parties du banc de test, deux cartes IEEE, pour les générateurs, et FIFO, pour la lecture des données, sont utilisées. L'intégration au système d'exploitation de l'ordinateur s'effectue par un protocole PXE (Preboot eXecution Environnement).

Avant le lancement des tests, différents réglages sont exécutés : alignement des fibres optiques et positionnement des photomultiplicateurs par rapport à la source de lumière pour optimiser l'intensité et l'uniformité de l'éclairement, et synchronisation de la fenêtre temporelle d'acquisition. Une fois ces tâches accomplies, l'étalonnage peut débuter.

9.3 Présentation des différents tests

9.3.1 Le piédestal

Le piédestal correspond à une mesure du bruit électronique dans l'ensemble du banc de test. Il inclut également le bruit engendré par les circuits électroniques utilisés pour l'alimentation du tiroir et l'enregistrement des données, même si cette part reste faible, de l'ordre de quelques pourcents. Connaître la valeur et la dispersion de ce paramètre revêt une importance capitale : il sert de référence pour déterminer l'intensité lumineuse en photoélectrons observée par le photomultiplicateur.

Sa détermination s'effectue en l'absence totale de lumière. Une haute tension, égale à la tension nominale fournie par le constructeur est cependant appliquée. La position du piédestal étant elle-même soumise à des fluctuations statistiques, la mesure est répétée 3 000 fois ; une distribution du piédestal est tracée. La valeur moyenne, en coups d'ADC [4], est calculée par un ajustement par une loi gaussienne et donne la position du piédestal. Sa largeur renseigne sur l'intensité des bruits électroniques dans le banc de test. La position est généralement comprise entre -12 500 et -11 000 coups d'ADC. Les distributions de la largeur du piédestal obtenues sur les trois bancs de tests sont présentées sur la figure 9.4. Elles présentent de légers décalages pour les largeurs moyennes. Ceci s'explique essentiellement par un bruitage électronique plus élevé sur les banc de tests du LAPP et du CESR. Le LPNHE bénéficie des tiroirs déjà prêt pour H.E.S.S. 2 alors que le LAPP et le CESR utilise les vieux tiroirs de H.E.S.S. 1 défectueux.

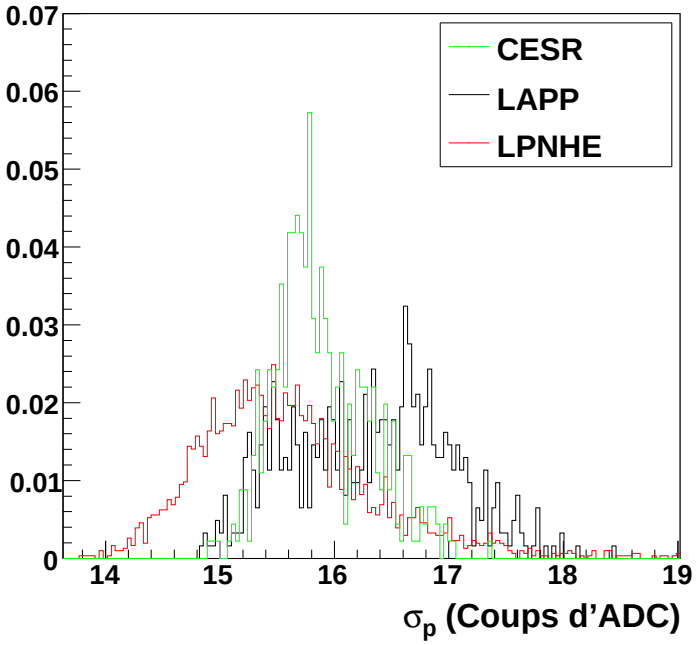


FIGURE 9.4 – Distributions des largeurs des piédestaux sur les trois bancs de tests.

9.3.2 Tension de fonctionnement

Le nombre d'électrons émis dépend très fortement de la valeur de la haute tension appliquée. Après échantillonnage, le facteur de conversion entre le nombre de coups d'ADC et le nombre de photoélectrons vus par le capteur en dépend également. Or pour toutes les comparaisons entre le nombre de photoélectrons détectés et la valeur du seuil, il est essentiel que le facteur de conversion soit le même de manière à avoir une réponse homogène sur l'ensemble des test... D'après le cahier des charges, la tension de fonctionnement du photomultiplicateur est celle pour laquelle le gain vaut 2×10^5 équivalent à 80 coups d'ADC par photoélectron sur la voie en bas gain.

4. (ADC = Analogic to Digital Converter)

Le gain G du multiplicateur est défini comme le rapport entre le nombre d'électrons recueillis à l'anode et ceux reçus sur la première dynode. Pour un multiplicateur de N étages, le gain total sera le produit des contributions de chaque étage g_i, il s'exprime par la relation suivante :

$$G = \prod_{i=1}^{N} g_i \tag{9.1}$$

Le gain g_i d'un étage est une fonction croissante de la tension V_{D_{i-1},D_i} appliquée entre les dynodes D_{i-1} et D_i :

$$g_i = k_i V_{D_{i-1},D_i}^{\alpha} \tag{9.2}$$

où k_i est l'efficacité quantique et α est un coefficient qui dépend des matériaux et de la géométrie.

Pour un type de multiplicateur donné, α est à peu près constant. Des deux formules précédentes, on peut déduire une relation entre le gain et la haute tension appliquée aux bornes du tube :

$$G = K\,(V_{HT})^{N\alpha} \tag{9.3}$$

où K est une constante.

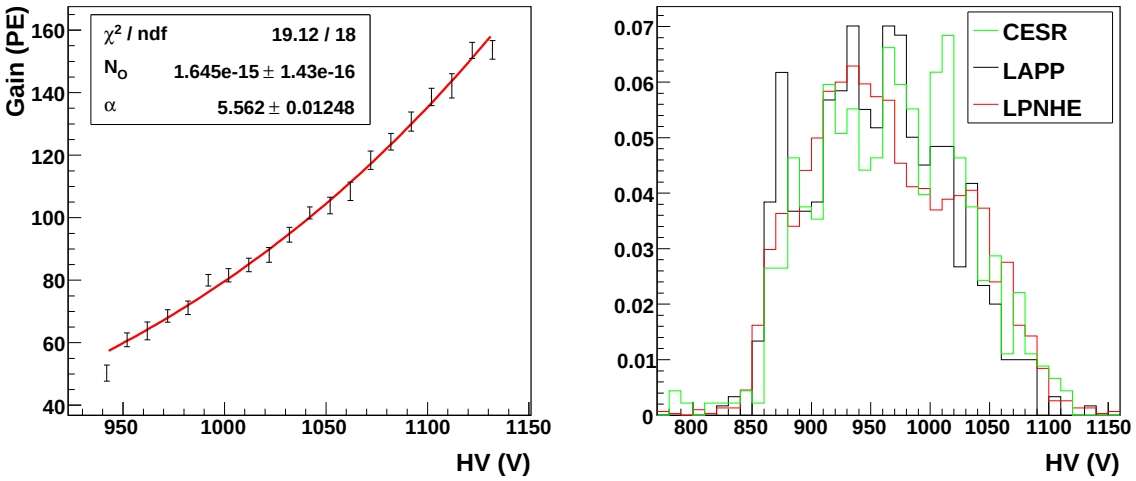


FIGURE 9.5 – *Figure de gauche* : Evaluation de la tension nominale. Le gain est ajusté par une loi de puissance de la forme $g(V)=N_0 V^{\alpha}$.
Figure de droite : Distributions des valeurs de la haute tension, mesurées sur les trois bancs de tests.

Pour évaluer le gain, 20 mesures de photoélectron unique (voir paragraphe suivant) sont effectués à différentes tensions, autour de la tension nominale donnée par le fabriquant. Partant de 50 V en dessous de cette valeur, la tension est progressivement augmentée par pas de 10 V. Pour chacune de ces tensions, le gain correspond au paramètre δ obtenu lors de l'ajustement de la distribution par la fonction 9.5. Après mesure, un ajustement par une loi de puissance de

la forme : g(V)=$N_0 V^{\alpha}$ est réalisé, g(V) étant le gain exprimé en photoélectrons en fonction de la haute tension appliquée.

La tension de fonctionnement utilisée pour la suite des tests est finalement définie par :

$$V = g^{-1}(80) = (80/N_0)^{1/\alpha} \tag{9.4}$$

Dans la figure 9.5 de gauche, la valeur de la haute tension qui sera appliquée sur ce PM pour la suite des tests vaut 1001 V. Les valeurs obtenues pour la haute tension sont distribuées dans une gamme comprise entre 850 et 1 100 V environ, comme illustré figure 9.5 de droite. La comparaison entre les différents bancs de tests montre une très bonne homogénéité des résultats. Les PM retenus vont pouvoir être classés suivant leur haute tension de fonctionnement afin d'être regroupés entre PM de même caractéristique dans un même tiroir, pour des contraintes d'électronique.

9.3.3 Test du photoélectron seul

L'objectif de ce test est de vérifier la valeur de la haute tension trouvée précédemment, et également de valider les conditions dans lesquelles les propriétés des capteurs sont testées. Un gain différent de 80 coups d'ADC mettra en évidence une instabilité dans le comportement du photomultiplicateur et les résultats des tests suivants ne seront pas enregistrés.

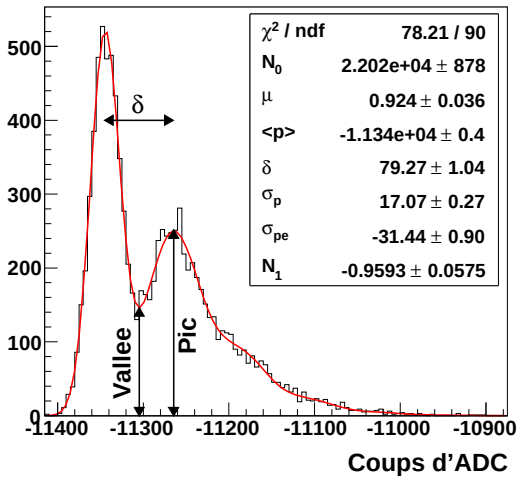


FIGURE 9.6 – Ajustement d'une distribution lors de la mesure d'un photoélectron. Le rapport pic sur vallée vaut ici 1,71.

La procédure de ce test est la suivante : 10 000 impulsions sont émises dans la gamme de couleur correspondant à la lumière Cherenkov par une diode. L'intensité de la source est calibrée à l'aide des filtres pour obtenir un flux moyen d'un photon par photomultiplicateurs et par période d'enregistrement des données. La distribution du nombre de coups d'ADC obtenus suit une loi poissonienne, visible figure 9.7, et ajustée par la fonction suivante :

$$f(x) = \frac{N_0 e^{-\mu}}{\sigma_p} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x - < p >}{\sigma_p}\right)^2\right] + \sum_{i=1}^{10} \frac{N_0 N_1 e^{-\mu}\mu^i}{\sigma_{pe}.i!\sqrt{i}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x - < p > -i\delta}{\sigma_{pe}}\right)^2\right] \tag{9.5}$$

où

- N_0 N_1 sont des facteurs de normalisation,
- <p> la position du piedestal mesurée précédemment,
- σ_p et σ_{pe} sont respectivement les largeurs des distributions du piedestal et du photoélectron,
- δ l'écart entre la position du piedestal et celle du premier photoélectron, également appelé le gain (égale à 80 lorsque la haute tension choisies est la bonne)

Le premier terme correspond à la distribution obtenue pour le piédestal, et le second à la somme des distributions obtenues pour 1 à 10 p.e. Enfin, le paramètre μ, lié à la luminosité normalise entre eux les pics associés à un nombre différent de photoélectrons. Un exemple d'ajustement est présenté figure 9.6. Après détermination de la tension nominale associée à chacun des photomultiplicateurs, la valeur du gain est trouvé proche de 80 coups d'ADC par photoélectron, à moins de 3 coups près.

Ce test permet également de définir la valeur du rapport pic sur vallée, utilisé comme critère de sélection. Ce paramètre est défini comme le rapport entre la hauteur du pic représentant un photoélectron et la valeur prise par la fonction d'ajustement entre le pic du piédestal et celui du premier photoélectron. Ces deux valeurs sont mises en évidence sur la figure 9.6. Pour qu'un photomultiplicateur soit sélectionné, la valeur de ce rapport doit être supérieure à 1.5.

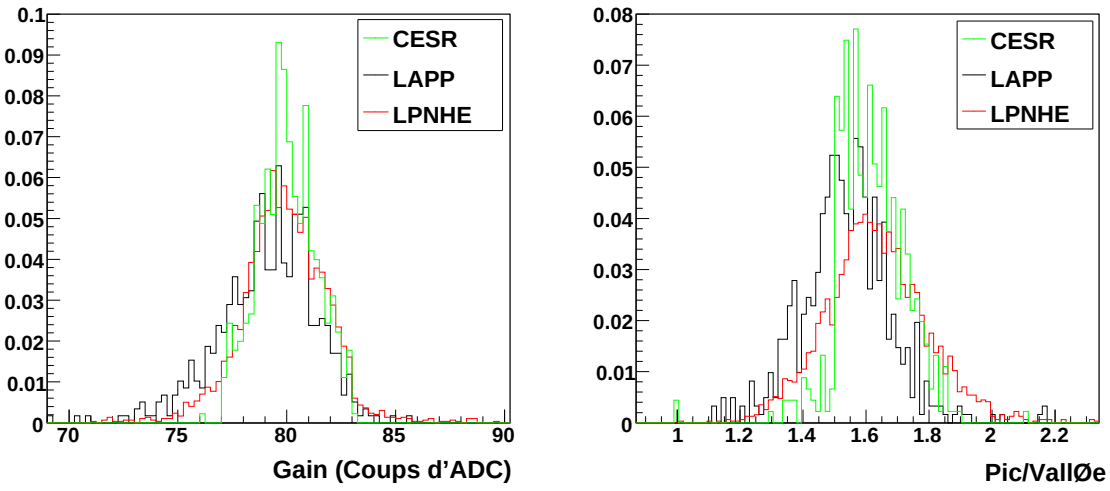


FIGURE 9.7 – Distributions des valeurs du gain (*figure de gauche*) et du rapport pic sur vallée (*figure de droite*) pour les trois bancs de tests.

Près de 30 % des PM ont été testés plusieurs fois pour avoir le bon gain et donc être utilisés pour les tests de discrimination. Le rapport pic sur vallée est bien distribué autour de 1.5 sur les trois bancs de tests, voir figure 9.7. Une moyenne plus faible pour les résultats du CESR et surtout du LAPP s'explique par un piédestal plus large, qui réduit la profondeur de la vallée.

9.3.4 Linéarité

Pour un bon fonctionnement, une relation linéaire doit pouvoir être étalie entre le nombre de photons émis par la source de lumière Cherenkov et le nombre de coups d'ADC associés, et cela sur l'ensemble de la gamme dynamique d'utilisation des photomultiplicateurs.

Des impulsions lumineuses, dans le domaine de l'ultraviolet, sont émises par une DEL. Un filtre est appliqué en amont des photomultplicateurs pour atténuer le signal. Le nombre moyen de photoélectrons détectés par impulsion est alors évalué par soustraction du piédestal. La mesure nous donne un nombre de coups d'ADC mesurés N_{ADC}, correspondant à :

$$N_{pe} = \frac{N_{ADC} - P_{ADC}}{80} \tag{9.6}$$

Pour la voie en bas gain, on multiplie la relation précédente par le rapport des gains entre les voies haut et bas gain, qui vaut approximativement 13.7 pour les tiroirs de H.E.S.S. I.

Cette opération est réalisée pour six filtres dont la transmissivité relative des uns par rapport aux autres est connue. Une droite passant par l'origine est alors ajustée sur les points obtenus. La gamme dynamique étant plus réduite en haut gain, l'ajustement est limité dans ce cas aux intensités inférieures à une centaine de photoélectrons. En bas gain au contraire, les mesures effectuées avec une faible intensité présentent des incertitudes plus élevées. L'ajustement est limité ici aux intensités supérieures à 50 p.e.

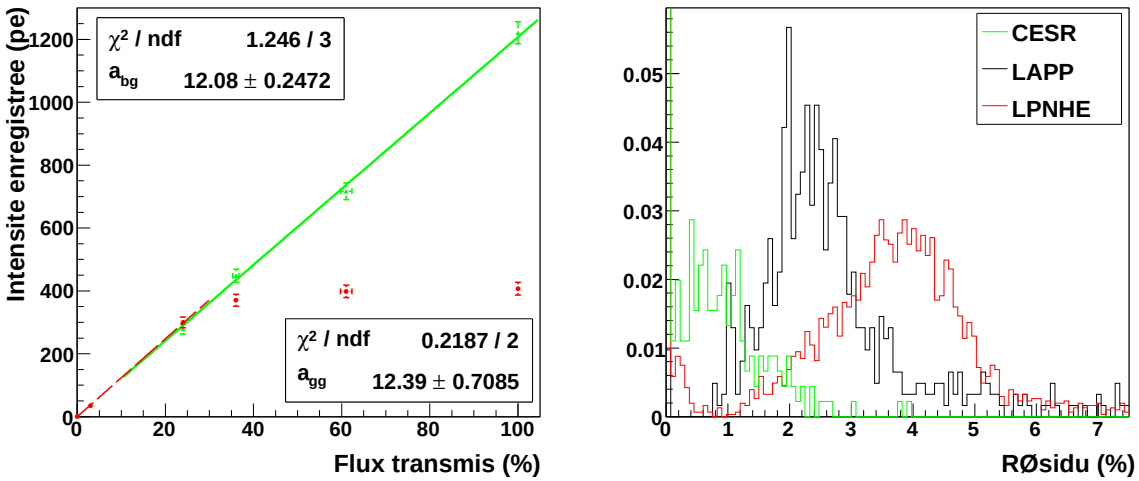


FIGURE 9.8 – *Figure de gauche* : Résultats des ajustements obtenus lors du test de linéarité pour la voie en bas gain (en vert) et celle en haut gain (en rouge). Les pentes associées valent respectivement : 12,4±0.7 et 12,1±0.3. On y voit clairement des points rouges en dehors de la droite, ils représentent la saturation de la voie de haut gain.
Figure de droite : Distributions de l'écart maximal entre les mesures et la droite qui s'ajuste le mieux aux mesures.

Le critère de rejet de ce test porte sur les résidus calculés lors de l'ajustement. Les écarts relatifs entre la droite théorique et les mesures doivent être inférieurs à 5%. Un exemple d'ajustement est présenté sur la figure 9.8. Les distributions des écarts maximaux sont représentées

sur la figure voisine. Dans la majorité des tests, les résidus sont nettement inférieurs à 5%. Les valeurs obtenues sur le banc de test du LPNHE (courbe rouge) sont sensiblement plus élevées. Une explication de cette différence provient de la roue à filtres utilisée : il s'agit d'un disque présentant un gradient de transmissivité. Grâce à cet outil, un plus grand nombre de mesures peut être exécuté, mais l'incertitude sur la transmissivité augmente également.

9.3.5 Déplacement du piedestal

Lorsque le photomultiplicateur est éclairé, il émet sa réponse par un courant proportionnel au signal reçu. La charge du signal s'effectue de manière rapide alors que sa décharge est environ dix fois plus lente. A cause d'un couplage capacitif entre les PM et les ARS (de type circuit RC), la réponse à la stimulation sera d'abord un signal décalé vers les valeurs positives du nombre de coups d'ADC suivi d'une réaction de plus faible amplitude sous la forme d'un décalage vers les valeurs négatives. Par conséquent, si deux événements sont rapprochés dans le temps, la position du piédestal du second ne sera pas à sa valeur nominale mais décalée plus probablement vers les valeurs négatives.

Durant l'acquisition des données, le bruit de fond de ciel modifie la distribution obtenue pour le piédestal vers les valeurs négatives. Plus le bruit de fond de ciel est important, plus le décalage sera grand.

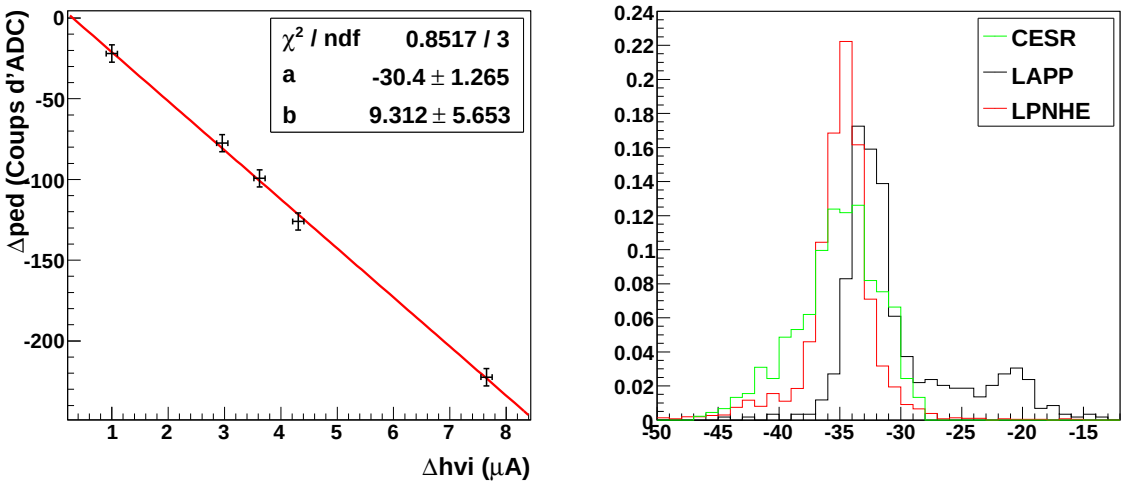


FIGURE 9.9 – *Figure de gauche* : Résultat de l'ajustement obtenu lors du test.
Figure de droite : Distributions du rapport entre le décalage du piédestal et le courant de haute tension.

Le test se déroule comme il suit : pour des fréquences échelonnées entre 10 MHz et 300 MHz [5] simulant différents taux, la position moyenne du piédestal est mesurée. L'écart entre cette valeur et la position du piédestal dans l'obscurité mesurée initialement est alors calculé. Le bruit de fond de ciel n'étant pas aisément mesurable en dehors du banc de test, on utilisera à la place

5. La valeur moyenne du bruit de fond de ciel est de 100 Hz. 300 MHz correspond à une observation dans le plan galactique avec le bruit de fond de ciel le plus important. Les observations extragalactiques descendent jusque vers 30 MHz environ.

un estimateur : le courant d'anode HVI [10]. En effet, ce paramètre varie linéairement avec le taux d'arrivée des photons. Plus facile à mesurer, il remplacera le taux de bruit de fond de ciel pour la suite. La figure 9.9 de gauche représente la relation entre le décalage du piédestal et le courant de haute tension, ajustée par une droite passant à l'origine.

9.3.6 Taux de comptage de post-impulsion

Certains signaux parasites peuvent apparaître à l'anode avec un retard de plusieurs micro secondes par rapport au pic principal. Ces signaux, corrélés en temps avec les signaux principaux, sont généralement nommés post-impulsion. Ils ont pour origine l'ionisation des atomes ou des molécules de gaz résiduels à l'intérieur du tube. Lorsqu'un électron vient de la photocathode jusqu'à l'anode, il peut ioniser une molécule de gaz résiduel. Lors de l'ionisation, un deuxième électron est créé. L'ion positif est accéléré par le champ électrique jusqu'à la photocathode. Le choc de l'ion avec la photocathode produit, par émission secondaire, un ou plusieurs électrons, qui se comportent comme des photoélectrons. Le retard dépend directement du type de l'ion, de la géométrie du PM et de la configuration du champ électrique.

Le comportement du taux de comptage en fonction d'un seuil de discrimination ne suit pas une loi de Poisson. Ceci est essentiellement dû à la présence d'impulsions secondaires (post-impulsion) causées par des remontées d'ions dans le tube qui induisent une production importante d'électrons entre les dynodes. Ces impulsions secondaires sont importantes dans la mesure où elles peuvent dépasser le seuil habituel choisi pour le déclenchement (photoélectrons). Leur fréquence dans l'obscurité est négligeable (de l'ordre de quelques Hertz) mais elle peut devenir importante lorsque le photomultiplicateur est soumis à un éclairement aléatoire élevé (en l'occurence le bruit de fond de ciel). Ce phénomène reste cependant assez rare, sa probabilité est de l'ordre de 10^{-4} environ.

Pour garantir la qualité des images au foyer du télescope, le cahier des charges requiert que les photomultiplicateurs présentent un taux de déclenchement inférieur à 50 KHz lorsqu'ils sont placés dans les conditions d'observation suivantes : en lumière blanche avec un taux de photons incidents égal à 100 MHz et pour un seuil à 4 p.e. Pour tester cette condition, on mesure le taux moyen de comptage pour différents seuils, allant de 1 à 10 p.e. La courbe donnant le taux de comptage du photomultiplicateur en fonction du seuil de discrimination est représentée figure 9.10. Pour un seuil fixé à 1 p.e., le taux de comptage de post-impulsion reste négligeable comparé à la fréquence moyenne d'arrivée des photons sur la photocathode, de l'ordre de 100 MHz. Afin de réduire le bruit de fond, une coïncidence d'au moins 4 p.e. est demandée pour H.E.S.S. 2, réduisant le taux de comptage à quelques dizaines de kilohertz.

Deux régimes sont nettement mis en évidence : en dessous d'un seuil approximativement égal à 4 p.e., le taux de comptage décroît très rapidement lorsque le seuil augmente, il s'agit des photons de bruit de fond de ciel qui déclenchent le système. Au dessus, les variations sont moins sensibles et correspondent au courant noir. Ce second régime est principalement dû à ce phénomène de comptage post-impulsion, qui peut difficilement être supprimé. Cette figure justifie donc le choix d'un seuil à 4 p.e. : il permet de réduire considérablement le bruit de fond de ciel, en ne conservant que ce taux résiduel, et tout en abaissant le seuil en intensité de la gerbe atmosphérique, et par conséquent le seuil en énergie.

Ce second régime peut être ajusté par une fonction exponentielle décroissante (courbe rouge sur la figure 9.10). Un critère plus restrictif est imposé : l'ordonnée à l'orgine de cette fonction doit également être inférieure à 50 kHz. Les résultats obtenus sur les différents bancs de tests sont présentés sur la figure 9.10. Le taux de comptage post-impulsion calculé est très inférieur

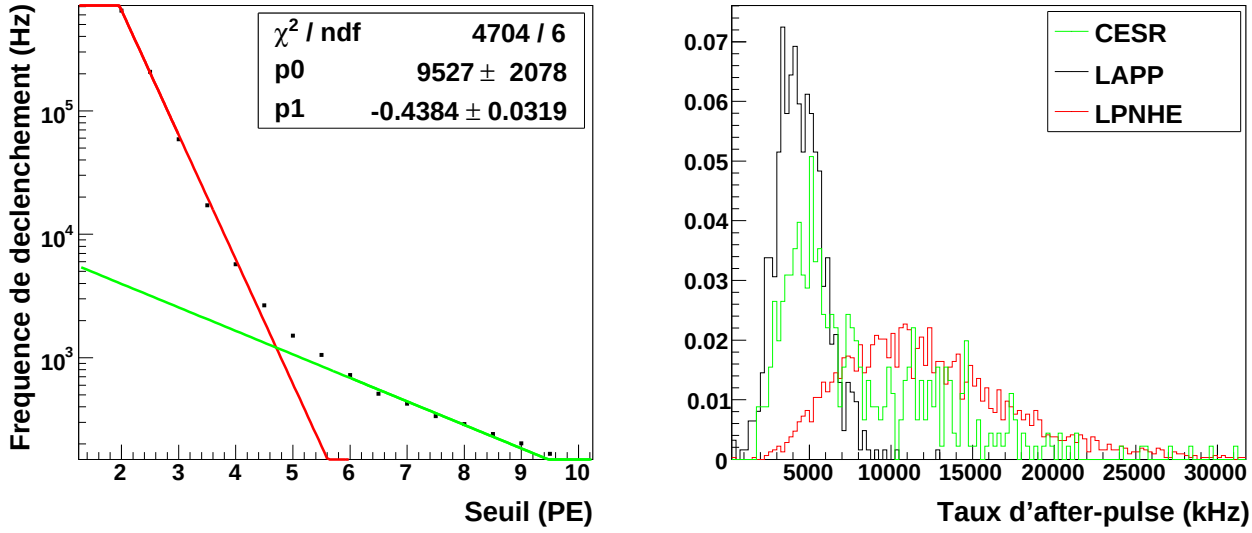


FIGURE 9.10 – *Figure de gauche* : Résultat de l'ajustement obtenu lors du test. La courbe verte correspond à la mesure des post-impulsions, la courbe rouge à la lumière de bruit de fond de ciel (voir texte).
Figure de droite : Distributions du taux de déclenchements post-impulsion.

à la condition imposée dans le cahier des charges.

9.4 Conclusion

Après étalonnage, il s'avère que le taux de photomultiplicateurs présentant un dysfonctionnement est faible. La table 9.1 résume les résultats des tests : une grande partie des photomultiplicateurs a passé avec succès l'ensemble des critères prévus dans le cahier des charges. Une autre partie, plus réduite, s'approche des critères de sélection, notamment à cause d'un rapport pic sur vallée limite dû aux bruits de l'électronique lors des tests. Avec des tiroirs plus performants et engendrant un bruit plus faible, la largeur du piédestal devrait être réduite, s'accompagnant d'un gain sensible du rapport pic sur vallée.

Laboratoire	CESR	LAPP	LPNHE	Total
Testés	452	555	2267	2486
Acceptés	416	438	1451	1964
Taux d'acceptés	92%	79%	64%	79%

TABLE 9.1 – Répartition des PM testés et acceptés par les différents laboratoires. Une fraction des PM testés par le LAPP et le CESR ont été au préalable soumis à des tests préliminaires au LPNHE, ce qui explique l'excès de PM. Le nombre total de PM acceptés a été établi à partir des derniers tests réalisés (sans prendre en compte les tests préliminaires).

Plus généralement, l'homogénéité des propriétés des photomultiplicateurs, notamment pour

la mesure de la haute tension, permet d'exclure tout biais dans les résultats obtenus. Les différences restantes s'expliquent très bien par des caractéristisques variables d'un banc à l'autre, plus particulièrement liées au matériel utilisé.

"Instruit pas la mésaventure des miens,
j'avais appris à me méfier des évidences.
Lorsque tout le monde s'agglutine autour d'une même opinion,
je m'enfuis : la vérité est sûrement ailleurs."

Amin Maalouf, Léon l'africain

10

Etudes des variables pour la reconstruction en énergie et la discrimination des hadrons

Contents

10.1 La méthode des moments réduits (en mono) 146
10.1.1 Définition des paramètres de Hillas 146
10.1.2 Reconstruction de l'énergie 147
10.1.2.1 Importance du paramètre d'impact 147
10.1.2.2 Reconstruction de l'énergie 147
10.1.2.3 Reconstruction du paramètre d'impact 150
10.1.2.4 Echec des tables 151
10.1.3 Pouvoir de discrimination gamma / hadrons 151
10.2 Variables à disposition 156
10.2.1 Sélection sur les variables 159
10.2.2 Dépendance des variables pour la reconstruction de l'énergie 159
10.2.2.1 Corrélation avec l'énergie 159
10.2.2.2 Corrélation avec le paramètre d'impact 162
10.2.3 Discrimination gamma / hadrons 163
10.2.4 Importance du nettoyage 163

Les événements aux plus basses énergies ne peuvent être détectés que par ce cinquième télescope. Dans ce cas il n'est donc plus possible d'utiliser la stéréoscopie ni pour reconstruire l'énergie, ni pour reconstruire la direction incidente. Si l'application de la méthode des moments réduits à un seul télescope apporte une première réponse, les reconstructions obtenues sont assez mauvaises tant pour la résolution que pour le biais. Les informations issues des images de gerbes sont alors étudiées en vue d'une reconstruction de l'énergie non biaisée et d'une discrimination efficace du fond de hadrons. Pour cela, une nouvelle variable discriminante, prenant en compte la topologie des gerbes de hadrons, est présentée.

Les simulations présentées utilisent la même procédure que celle habituelle de H.E.S.S. : KASCADE puis Smash. Dans la modélisation de la configuration du cinquième télescope, les conditions du trigger n'étant pas connues au début de cette analyse, celles-ci sont les mêmes que pour H.E.S.S. 1 : un événement déclenche le télescope s'il a 3 pixels dans un secteur au dessus de 4 photoélectrons.

10.1 La méthode des moments réduits (en mono)

10.1.1 Définition des paramètres de Hillas

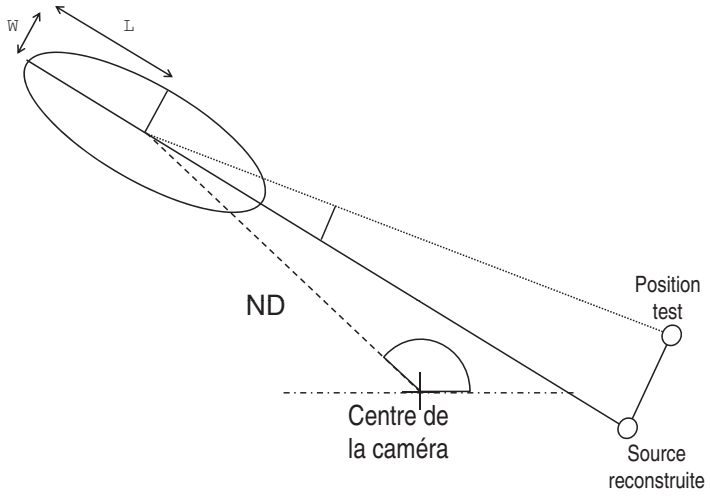


FIGURE 10.1 – Définition des paramètres de Hillas où l'image est supposée elliptique.

La méthode de Hillas repose sur le calcul de moments géométriques des images en considérant que l'image idéale a une forme elliptique où l'intensité de la lumière est répartie selon une gaussienne pour chacun des axes. Cette méthode a été développée par A.M. Hillas en 1985 [105] pour l'analyse des images de l'observatoire Whipple, premier télescope Cherenkov observant les gamma au TeV. Les différents paramètres calculés, appelés aussi paramètres de Hillas et représentés figure 10.1, sont :

- la demi-longueur de l'image (L),
- la demi-largeur de l'image (W),
- la distance angulaire du barycentre par rapport au centre de la caméra (appelée également distance nominale (ND),

- l'amplitude totale de l'image (Charge),
- l'angle α qui est l'angle formé par le grand axe de l'ellipse et l'axe reliant le barycentre de l'image à la source, α dépend donc de la position testée,
- l'angle ϕ correspondant à l'angle azimutal de l'axe principal de l'image,
- le moment d'ordre 3 (skewness) donne une information sur l'asymétrie de l'image.
- le moment d'ordre 4 (kurtosis) donne une information sur l'aplatissement de l'image. Pour une distribution de probabilité suivant la loi normale centrée réduite, ce coefficient d'aplatissement vaut -3.

Il est possible d'ajouter à ces paramètres la distance θ qui correspond à la distance angulaire dans l'espace entre le point source reconstruit et la position réelle de la source.

10.1.2 Reconstruction de l'énergie

10.1.2.1 Importance du paramètre d'impact

La stéréoscopie permet d'améliorer significativement la résolution angulaire sur la direction de provenance d'une gerbe de gamma par rapport à l'analyse d'une seule image. Cette amélioration dépend de l'angle de séparation entre les images des télescopes ayant acquis l'événement. Cet angle est défini par la position relative du point d'impact au sol de la gerbe (aussi appelée paramètre d'impact ou pied de gerbe) par rapport à la position des télescopes.

A partir d'une seule image d'un événement, il est possible d'estimer la direction de la source le long de l'axe principal de l'image. La méthode des moments permet de déterminer de quel côté est le pied de gerbe à l'aide des moments d'ordre supérieur (ou avec l'information temporelle). Mais pour ce qui est de la détermination du paramètre d'impact, seule la distance au télescope est importante et non la direction. En mode stéréoscopique, cette dégénérescence est levée et illustrée figure 10.2. Comme nous pouvons le voir figure 10.3, l'amplitude de l'image est fortement corrélée à l'énergie du gamma incident. Cependant, une amplitude d'image s'étale sur plus d'un ordre de grandeur en énergie (voir profil 10.4 du haut). Le paramètre d'impact est donc utilisé pour lever la dégénérescence, le profil 10.4 du bas illustre cette dépendance. Pour des paramètres d'impact proches, la différence est faible mais devient importante avec la distance. Le paramètre d'impact permet alors de positionner les gerbes dans l'espace : à amplitude d'image constante, une gerbe tombant près du télescope est moins énergétique qu'une gerbe lointaine.

10.1.2.2 Reconstruction de l'énergie

Les paramètres de Hillas sont fonction de l'énergie, de la direction de propagation, et du paramètre d'impact des candidats gamma (voir section 10.2.2 page 159). Ils peuvent donc être utilisés pour estimer l'énergie des gamma. L'énergie des événements est déterminée à l'aide d'une table (figure 10.5) créée avec des γ simulés : pour un grand nombre de γ simulés sur une large bande en énergie et en paramètre d'impact, on calcule la valeur moyenne de l'énergie par intervalle d'angle zénithal. En stéréoscopie, l'amplitude de l'image et le paramètre d'impact sont utilisés pour estimer l'énergie de l'événement pour chaque télescope. 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.

En mono-télescope, la reconstruction du paramètre d'impact s'avère compliquée (voir section suivante) et ne peut donc être utilisée. D'autres types de table ont été utilisés dans le but de lever la dégénérescence et de mesurer correctement l'énergie. Malheureusement, ces méthodes

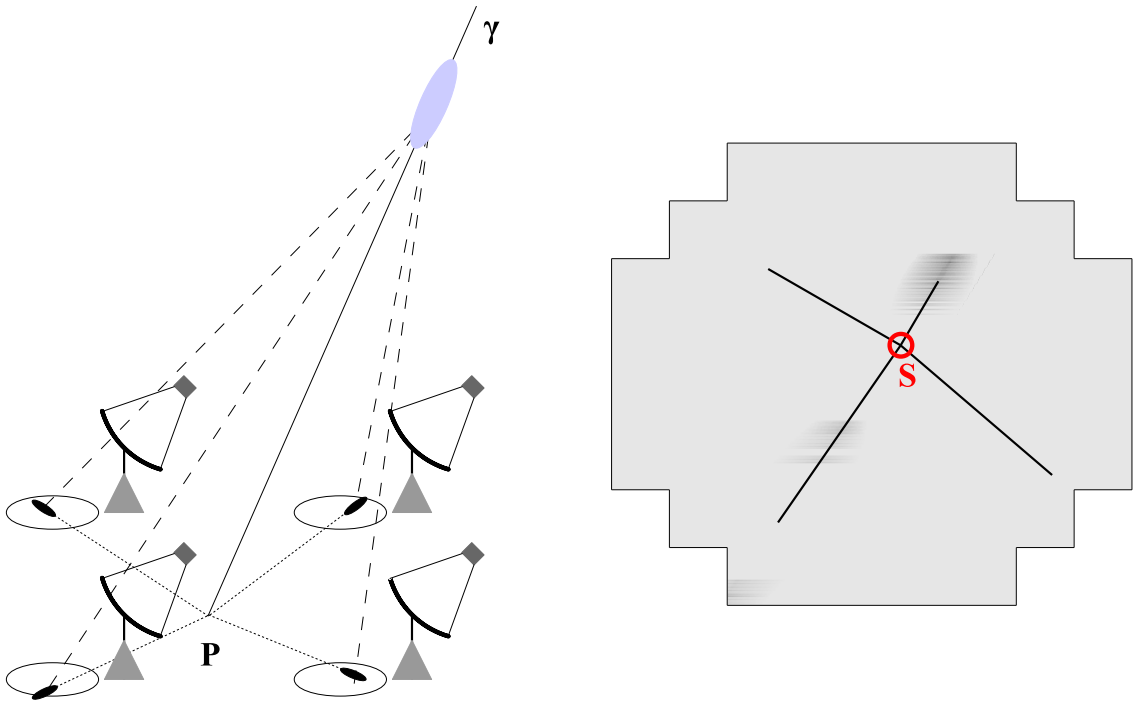


FIGURE 10.2 – Reconstruction de la position du pied de gerbe avec 4 télescopes : Représentation de l'image d'une gerbe vue par l'ensemble des 4 télescopes de H.E.S.S.
Dessin de gauche : L'image d'une gerbe électromagnétique est acquise sur les 4 caméras (cercles représentés à gauche de chaque télescope). Le pied de gerbe P correspond à l'intersection des directions principales des images de la gerbe.
Dessin de droite : Images de la gerbe provenant de chacun des télescopes reportées dans le même champ de vue. Le point S représente la position reconstruite de la source.

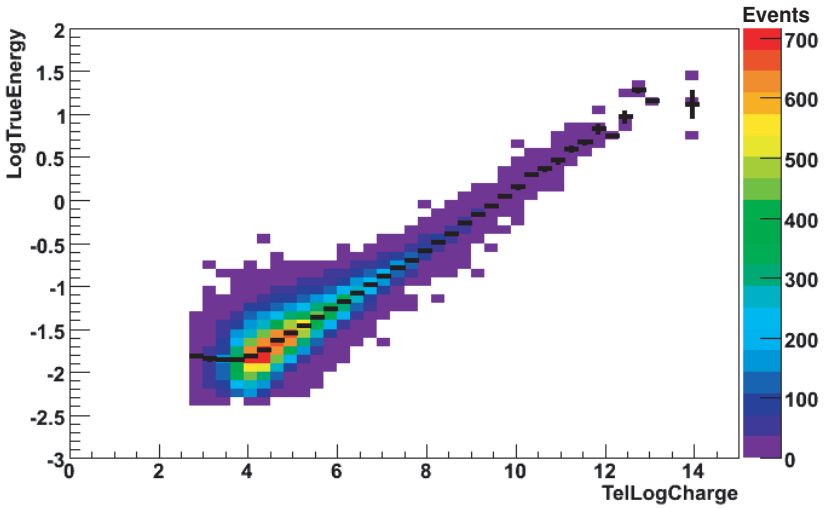


FIGURE 10.3 – Corrélation entre l'énergie simulée du gamma et l'amplitude de l'image pour des paramètres d'impact compris entre 0 et 550 m. Le profil est représenté en noir. Facteur de corrélation 0.79.

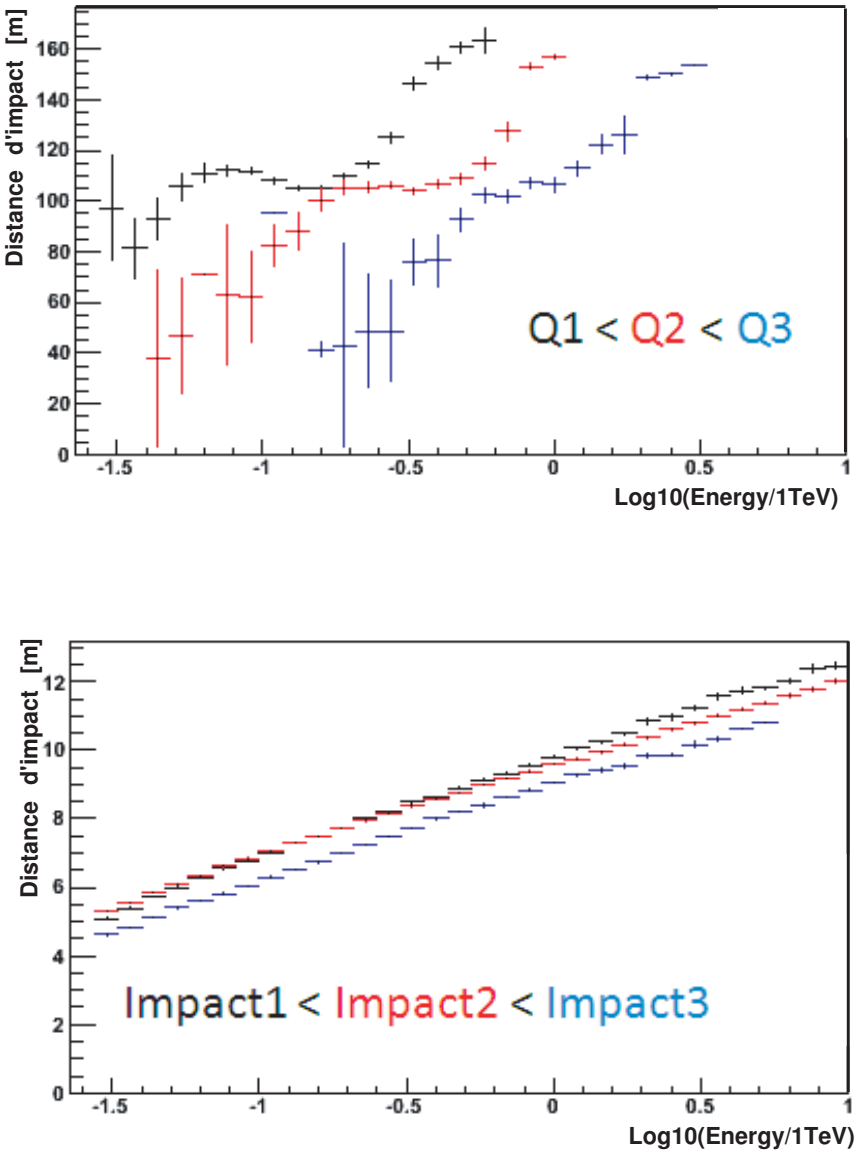


FIGURE 10.4 – *Profil du haut* : Profil de distribution du paramètre d'impact en fonction de l'énergie simulée pour différentes amplitudes d'image mesurées. A amplitude d'image constante, une gerbe tombant près du télescope est moins énergétique qu'une gerbe lointaine. La plateau vers 100 m correspond au maximum de détection illustré figure 6.2 page 75. Puisque plus d'un ordre de grandeur en énergie est couvert avec une même charge, le paramètre d'impact permet de différencier les différentes positions des gerbes dans l'espace.
Profil du bas : Profil de distribution de l'amplitude de l'image en fonction de l'énergie simulée pour différents paramètres d'impact. A énergie constante, les gerbes les plus lumineuses sont les plus proches du télescope.

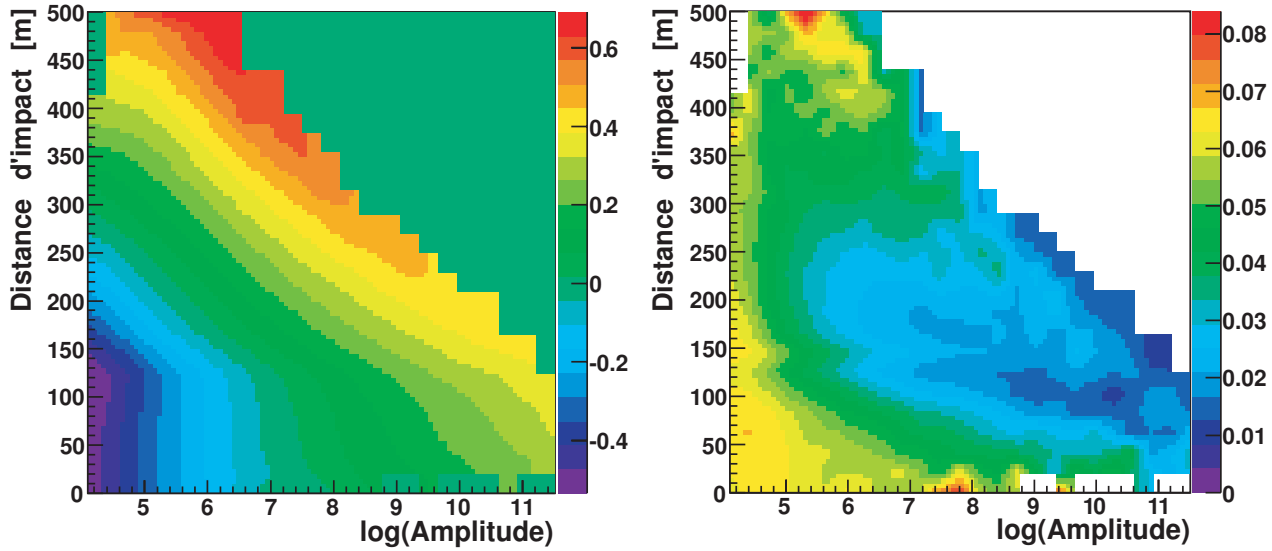


FIGURE 10.5 – Tables utilisées pour déterminer l'énergie dans H.E.S.S. 1 (zénith = 0°, offset = 0°, efficacité optique = 1).
Figure de gauche : L'énergie (échelle en couleur) est déterminée à partir du paramètre d'impact (en ordonnée) et de l'amplitude de l'image (en abscisse).
Figure de droite : Variance correspondante utiliséé pour pondérer chaque télescope.

ne permettent pas de reconstruire l'énergie d'une façon satisfaisante comme illustré par la figure 10.6 .

Les gerbes ayant une énergie inférieure à 50 GeV sont toutes reconstruites aux alentours de la même valeur de 30 GeV. Par exemple, une gerbe de 80 GeV avec un paramètre d'impact de 200 m ressemble fortement à une gerbe de 30 GeV à 100 m. La relation entre l'amplitude de l'image et l'énergie n'est pas linéaire à cause de l'influence des queues de distribution et de la profondeur d'interaction [109]. Les tables sont donc nécessaires en stéréoscopie mais ne semblent pas suffisantes en mono-télescope et surtout à plus basse énergie.

10.1.2.3 Reconstruction du paramètre d'impact

Comme nous venons de le voir, le paramètre d'impact est un paramètre important pour espérer une bonne reconstruction de l'énergie, il faut donc le connaître avec la meilleure précision possible. La distance nominale permet en première approximation une mesure du paramètre d'impact (comme illustré sur la figure 10.7), tout comme l'amplitude de l'image pour la mesure de l'énergie. Nous utilisons alors cette dépendance, que nous supposons linéraire, comme illustrée sur la figure 10.8 de gauche, pour estimer le paramètre d'impact (voir figure 10.9).

Comme les gerbes lointaines sont toutes mesurées avec la même distance nominale (profil 10.8 de droite), il est important d'utiliser un autre paramètre pour lever cette dégénérescence. La variable la plus appropriée est l'inverse de la largeur de l'image de la gerbe comme présenté figure 10.10. En incluant cette dépendance, il est alors possible de mesurer des paramètres d'impact plus lointains tout en améliorant la résolution (voir figure 10.11).

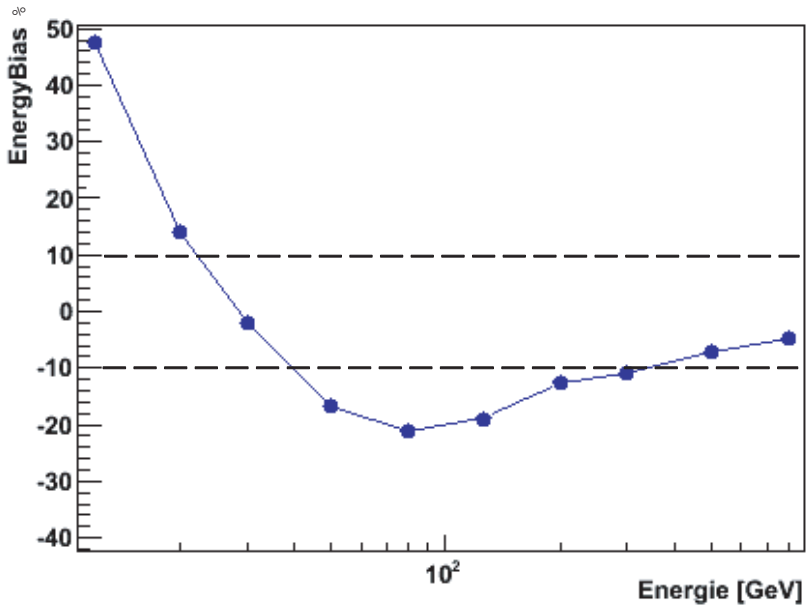


FIGURE 10.6 – Biais de la reconstruction en énergie en utilisant la table : Charge / Longueur.

Le paramètre d'impact est ainsi reconstruit par :

$$\alpha + \gamma . \exp\left(-\beta . \left(\frac{1}{Largeur}\right)^{\delta} . (\epsilon + \mu . DistanceNominale)\right) \tag{10.1}$$

En utilisant maintenant le paramètre d'impact reconstruit pour déterminer l'énergie, nous voyons sur la figure 10.12 que le biais à basse énergie est moins important que précédemment mais que les résultats ne sont toujours pas satisfaisants.

10.1.2.4 Echec des tables

Dans un premier temps, nous utilisons la reconstruction de l'énergie avec les tables en utilisant les deux paramètres : l'amplitude de l'image et la longueur. Nous espérons que la longueur sera capable de remplacer le paramètre d'impact en levant la dégénérescence grâce à la connaissance du pied de gerbe. Cependant, comme nous pouvons le voir sur le profil 10.13, une simple combinaison linéaire entre ces deux paramètres montre clairement qu'une gerbe à 100 m peut être mesurée de la même façon qu'une gerbe à 200 m du télescope à énergie constante (50 GeV). Les méthodes basées sur les tables sont donc écartées puisqu'elles ne sont pas capables de s'affranchir des dégénérescences.

10.1.3 Pouvoir de discrimination gamma / hadrons

De par la nature des processus physiques mis en jeu, la forme des gerbes dépend de la nature de la particule primaire. Les gerbes issues de photons sont très collimées dans la direction d'origine du photon. Les faibles impulsions transverses des particules générées induisent une largeur de la gerbe plus réduite que celle des hadrons dont les produits peuvent emporter

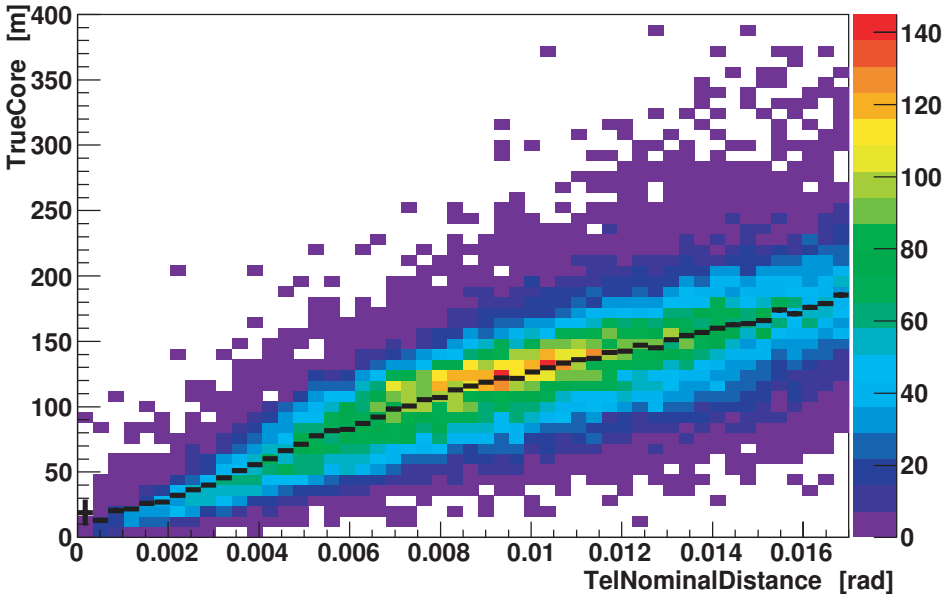


FIGURE 10.7 – Corrélation entre le paramètre d'impact simulé et la distance nominale pour des énergies comprises entre 5 GeV et 100 TeV. Facteur de corrélation : 0.79.

une impulsion transverse importante. La modélisation de Hillas compare les images des gerbes détectées avec celles simulées en supposant une forme elliptique.

Les distributions des paramètres de Hillas 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. Afin de tenir compte des fluctuations intrinsèques lors du développement des gerbes électromagnétiques dans l'atmosphère, une méthode initialement développée par l'expérience HEGRA [137] 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 (SP = Scaled Parameter) est défini par :

$$SP = \frac{P - \langle P \rangle}{\sigma_P} \tag{10.2}$$

Où la valeur moyenne $<$ P $>$ et la largeur σ_P de la distribution de ce paramètre sont obtenues à partir de gamma simulés en fonction du paramètre d'impact reconstruit, de l'amplitude d'image reconstruite et de l'angle zénithal. La distribution est une gaussienne centrée en 0 et de largeur 1. Les paramètres habituellement utilisés sont la longueur renormalisée (SL = Scaled Length) ainsi que la largeur renormalisée (SW = Scaled Width). Dans le cas d'un seul télescope, comme la méthode de reconstruction de l'énergie utilise la mesure de la longueur de l'image, il ne reste plus que la largeur à disposition comme paramètre discriminant. Les distributions en largeur renormalisée (voir figure 10.14) des gamma et des hadrons sont tellement similaires qu'il n'est pas possible de l'utiliser comme paramètre discriminant (voir figure 10.15). Pourtant, la demi-largeur de l'image est généralement plus petite pour les gerbes électromagnétiques que pour les gerbes hadroniques en raison des différences d'ordre de grandeur des impulsions

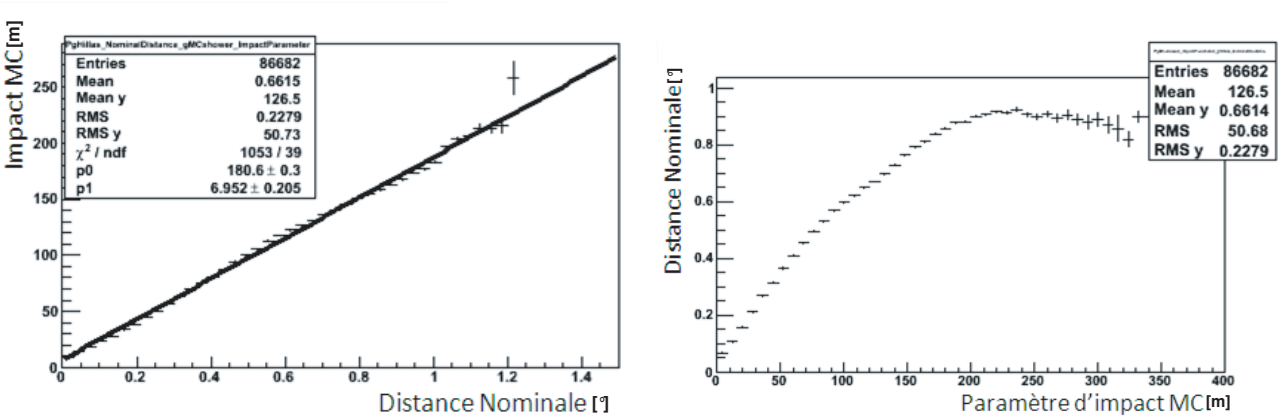


FIGURE 10.8 – *Figure de gauche* : Profil du paramètre d'impact vrai en fonction de la distance nominale et ajustement linéaire utilisé pour la reconstruction.
Figure de droite : Profil de la distance nominale en fonction du paramètre d'impact vrai. Les gerbes lointaines sont toutes mesurées avec la même distance nominale.

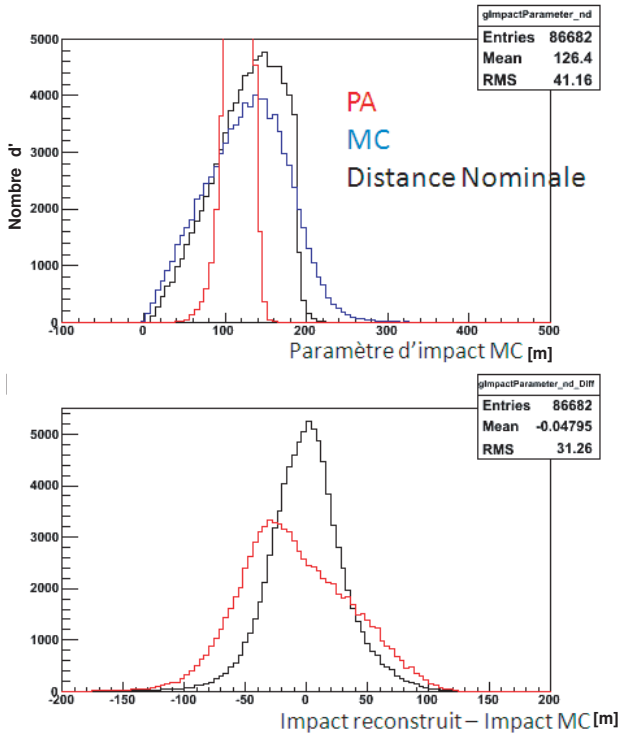


FIGURE 10.9 – Reconstruction du paramètre d'impact à l'aide de la distance nominale uniquement. En bleu est représentée la distribution simulée du paramètre d'impact, en rouge la mesure avec des tables basées sur la charge et la longueur et en noir la mesure provenant de la corrélation entre la distance nominale et le paramètre d'impact étudié ici.
Distribution du haut : le paramètre d'impact reconstruit atteint une valeur limite à 200 m.
Distribution du bas : la distance nominale fournit une bonne estimation du pied de gerbe : un biais inférieur à 5 cm et une résolution de 30 m.

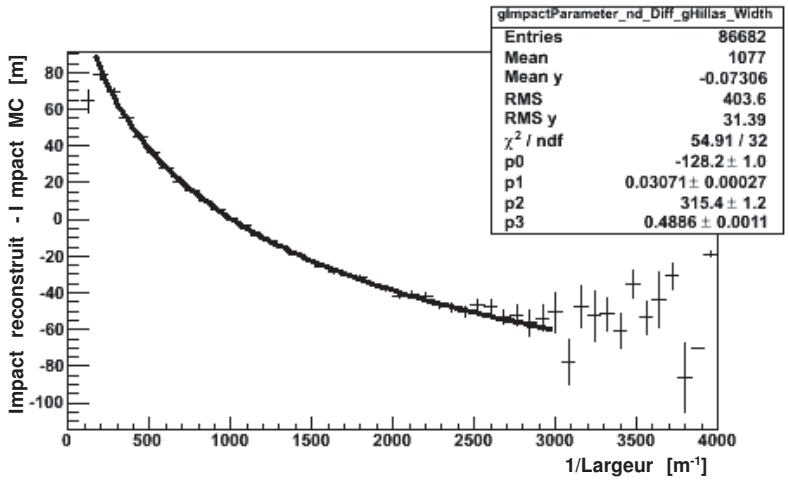


FIGURE 10.10 – Profil de l'erreur de détermination du paramètre d'impact en fonction de l'inverse de la longueur de l'image. L'ajustement au profil est effectué avec une fonction exponentielle.

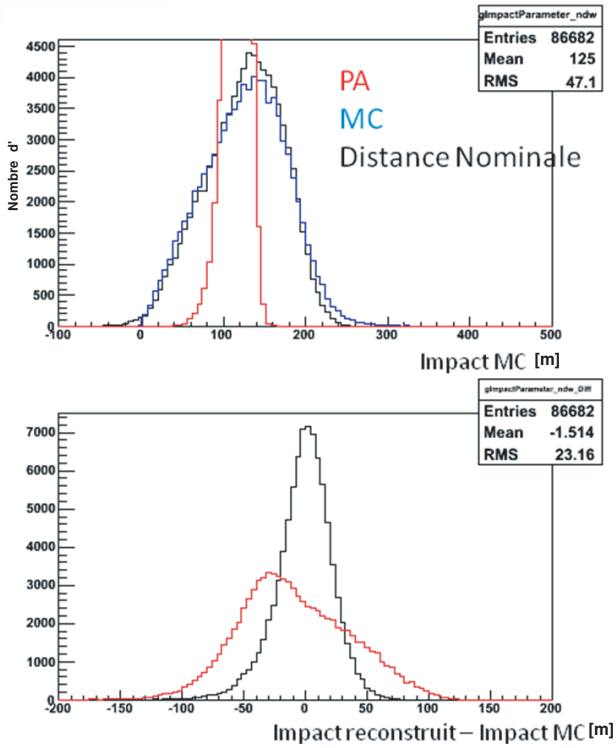


FIGURE 10.11 – Reconstruction du paramètre d'impact à l'aide de la distance nominale et de la largeur. En bleu est représentée la distribution simulée du paramètre d'impact, en rouge la mesure avec des tables basées sur la charge et la longueur et en noir la mesure provenant de la paramétrisation étudié ici (équation 10.1).
Distribution du haut : La détermination du pied de gerbe est maintenant possible sur toute la gamme. *Distribution du bas* : La mesure du paramètre d'impact est améliorée : un biais de l'ordre de 1.5 m et une résolution de 23 m.

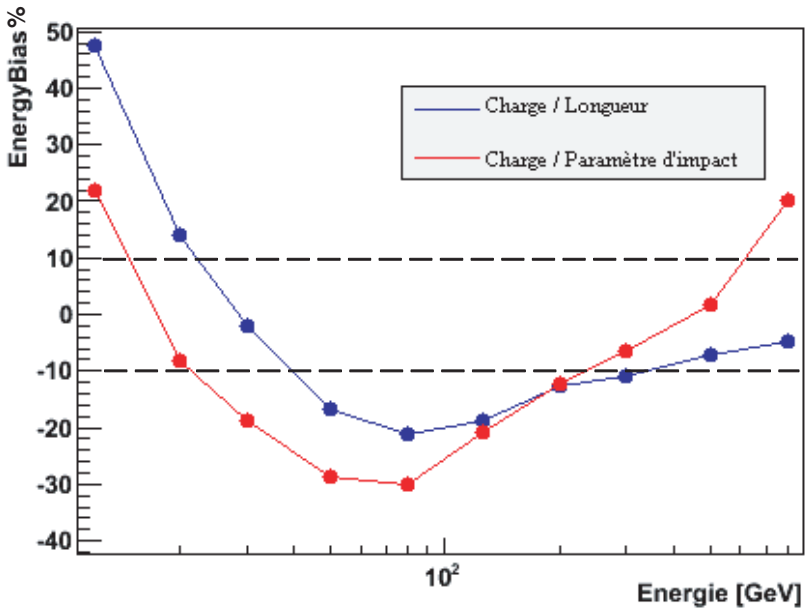


FIGURE 10.12 – Biais de la reconstruction en énergie en utilisant la table : Charge / Paramètre d'impact.

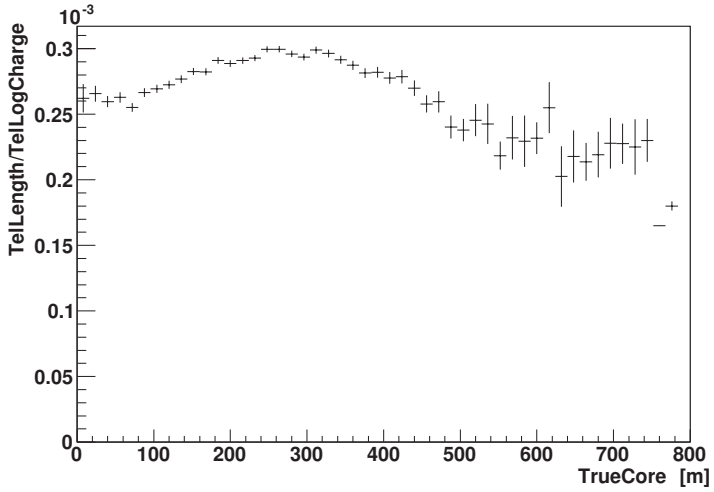


FIGURE 10.13 – Le profil montre que l'amplitude de l'image et la longueur de l'image ne permettent pas d'avoir une estimation du paramètre d'impact. Pour chaque combinaison de paramètres, il y au moins deux pieds de gerbe possibles.

transverses des particules. Elle s'avère être fortement discriminante à plus haute énergie.

Dans le cas d'une source ponctuelle, où l'on connaît la direction d'arrivée du gamma, il est également possible d'utiliser l'angle de pointé α . En effet, les gamma pointent tous vers leur source d'origine et ont donc un angle α petit. Les hadrons n'ont aucune raison particulière de pointer vers la source visée, leur distribution est alors isotrope. Ainsi, en se restreignant aux petits angles α, on s'affranchit de nombreux hadrons. Cependant, comme la reconstruction de la direction n'est pas chose aisée en mode mono-télescope, cette solution n'est pas satisfaisante.

10.2 Variables à disposition

Puisque les méthodes usuelles ne permettent pas d'atteindre nos buts (mesure de l'énergie et discrimination des hadrons), il est nécessaire d'élargir notre " vision " de la gerbe et donc de chercher à extraire le maximum d'informations de l'image.

La principale différence entre les gerbes électromagnétiques et hadroniques est que ces dernières sont plus larges et que les fluctuations sont plus importantes. Une gerbe hadronique de haute énergie peut développer des sous-gerbes électromagnétiques. Vue depuis un télescope Cherenkov, une telle gerbe ressemble à une superposition de plusieurs gerbes électromagnétiques d'énergies plus faibles. La figure 10.16 de gauche illustre les images d'une gerbe électromagnétique et d'une gerbe hadronique à droite. De par leurs fluctuations, les images hadroniques seront plus morcelées comme le montre la figure 10.17. Dans le cas idéal, les gerbes électromagnétiques ne forment qu'un seul bloc.

Les paramètres de Hillas peuvent être regroupés en trois classes :

- Les paramètres de forme : la charge, la longueur, la largeur, le skewness et le kurtosis ;
- Les paramètres de direction : l'angle ϕ ;
- Les paramètres de position relative : la distance nominale et l'angle α .

La technique de détection basée sur la pixellisation de la caméra et donc de l'image de la gerbe permet également d'introduire de nouveaux paramètres pour observer au mieux l'événement :

- L'amplitude des trois pixels de plus haute intensité : PixMax13 [1] ;
- L'amplitude de l'image sur le bord de la caméra [2] ;
- L'amplitude de l'image pour l'amas principal [3].

Ainsi, pour mieux étudier la gerbe, certaines combinaisons sont également utilisées :

- La densité de photoélectrons dans l'image :

$$Densite = \frac{LogCharge}{Longeur.Largeur} \tag{10.3}$$

- L'ellipticité permet d'estimer la rondeur de l'image :

$$Ellipticite = \frac{Longueur - Largeur}{Longueur + Largeur} \tag{10.4}$$

1. Il faut suffisamment de pixels pour ne pas être sensible aux fluctuations d'un seul, mais pas trop pour ne pas pénaliser les petites images (soit les basses énergies). Le nombre a donc été fixé à 3.
2. L'intensité est calculée sur la somme des deux couronnes de pixels au bord de la caméra.
3. L'amas pricipal est défini comme celui de plus haute intensité.

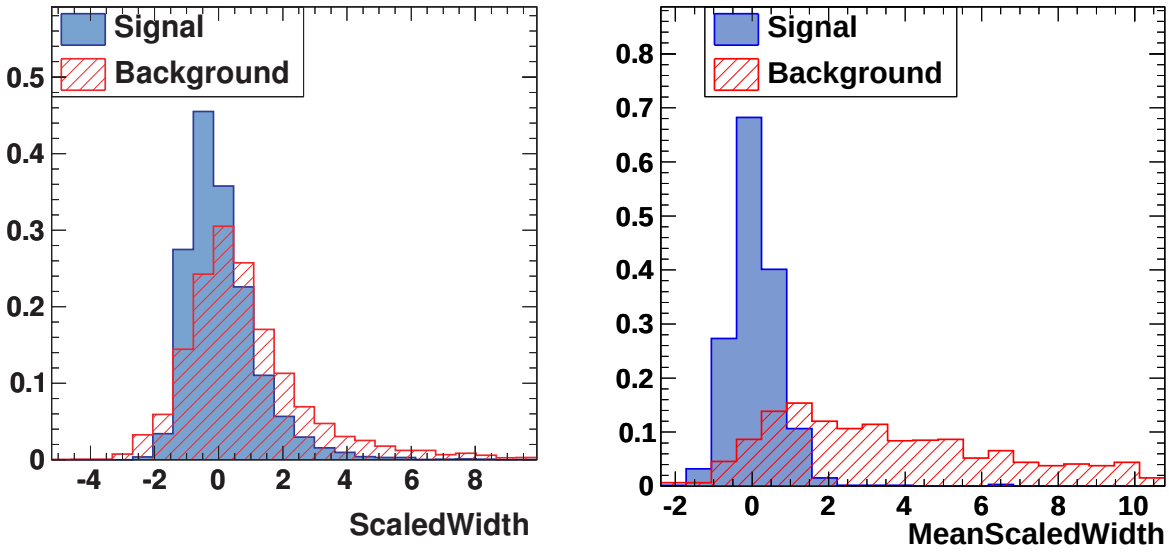


FIGURE 10.14 – Distributions de la largeur renormalisée pour les gamma (en bleu) et pour les hadrons (en rouge).
Distribution de gauche : Pour H.E.S.S. 2, la largeur renormalisée ne permet pas de séparer les 2 populations de manière efficace.
Distribution de droite : Pour H.E.S.S. 1, une coupure est habituellement appliquée sur la largeur renormalisée entre $[2\,;0.9]$ pour conserver les photons tout en supprimant une partie importante des hadrons.

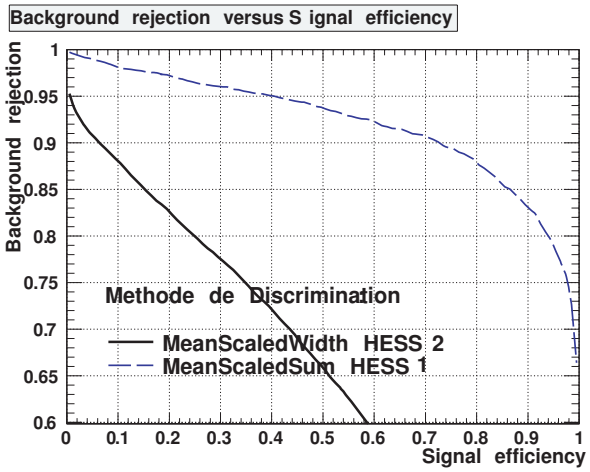


FIGURE 10.15 – Diagramme de réjection du fond en fonction de l'efficacité du signal, pour H.E.S.S. 2 avec MeanScaledWidth en noir. L'efficacité de réjection avec MeanScaledSum pour H.E.S.S. 1 est égalament représenté en pointillés bleus. La méthode provenant de paramètres renormalisés n'est pas satisfaisante puisqu'elle ne permet pas une réelle réjection.

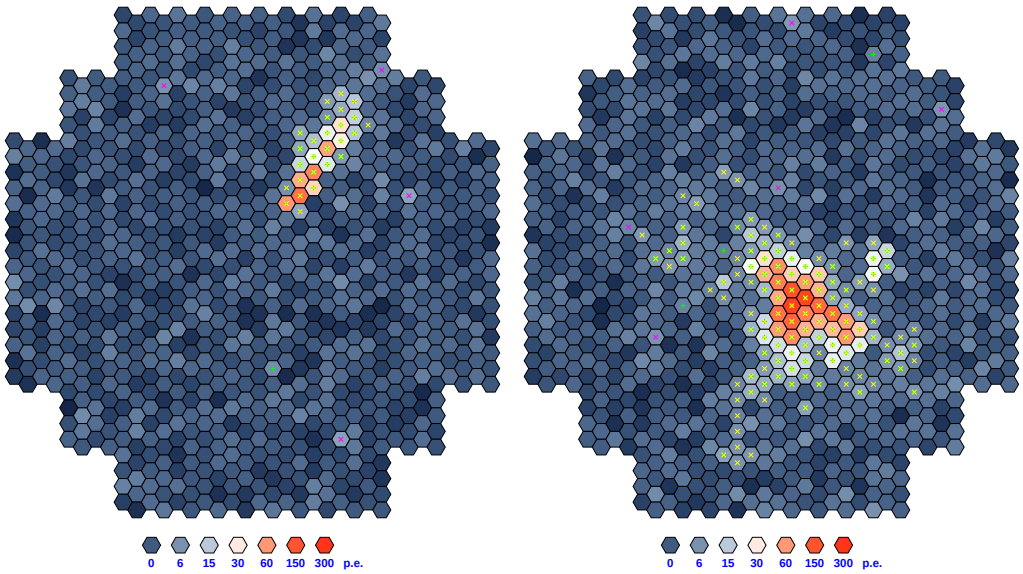


FIGURE 10.16 – Exemples d'images Cherenkov [232] d'un candidat γ (*à gauche*) et d'un candidat hadron (*à droite*) provenant de données.

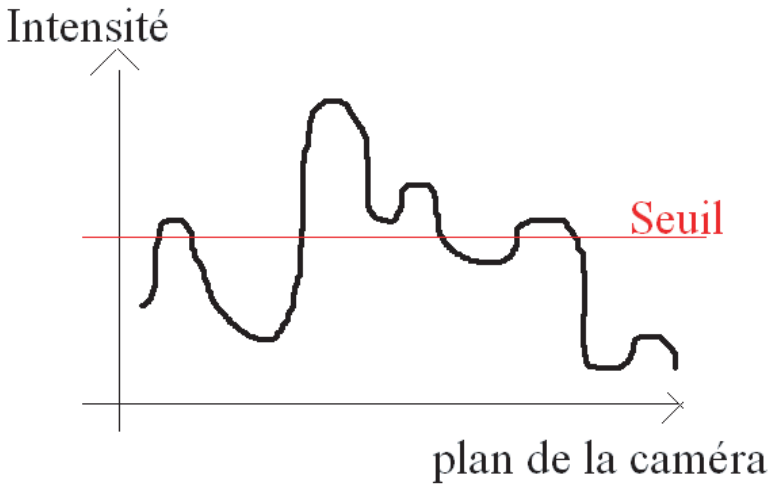


FIGURE 10.17 – Illustration du morcellement d'une image hadronique dans la caméra d'un détecteur Cherenkov. La raison d'un seuil pour nettoyer l'image est discutée section 10.2.4 page 163.

– Un estimateur de la quantité de lumière dans la caméra, comme les gerbes ne sont pas toujours contenues entièrement dans la caméra, :

$$Fuite = \frac{Charge\ en\ bord\ de\ caméra}{Charge\ totale} \tag{10.5}$$

– Le fractionnement de l'image :

$$Fractionnement = \frac{Charge\ amas}{Charge\ totale} \tag{10.6}$$

Le nombre d'amas formant l'image est un nombre discret, il ne sera pas utilisé comme variable pour le réseau de neurones qui n'apprécie pas les distributions discrètes pouvant amener des structures dans la distribution de sortie.

Tous ces paramètres ont leurs particularités qui seront analysées dans la section suivante dans le but de reconstruire l'énergie puis pour discriminer les photons des hadrons.

10.2.1 Sélection sur les variables

Pour un événement enregistré dans la caméra, toute la gerbe n'est pas toujours contenue. En effet, comme la taille de la caméra est limitée, seule une faible partie de la gerbe est vue pour les événements tombant loin du télescope. Les images de ces événements sont donc tronquées et l'information à disposition ne permet pas une reconstruction satisfaisante de l'événement. La sélection s'effectue en fonction de la qualité de la reconstrucion angulaire. Comme on peut le voir sur la figure 10.18, lorsqu'une gerbe n'est que partiellement comprise dans la caméra, sa direction est mal reconstruite. Une coupure est donc appliquée sur la distance nominale à 1.0° (0.0175 rad) pour s'assurer que la majeure partie de la gerbe est comprise dans le télescope. Les gerbes de haute energie sont donc plus touchées puisque la taille de l'image est plus importante (voir figure 10.19).

Par définition de la variable fuite, celle-ci est dépendante de la position de la source dans la caméra. La figure 10.20 illustre la corrélation entre la fuite et la Distance Nominale. Les gerbes détectées en bord de caméra (fuite importante) ont de grandes Distance Nominale. Nous voyons donc que la coupure sur la Distance Nominale prend déjà en compte la perte d'informations estimée avec la variable fuite. Une coupure sur la distance nominale à 1.0° (0.0175 rad), permet une fuite maximale de 30 % ce qui signifie que plus de 70 % de la gerbe est comprise (en intensité) dans la caméra.

Afin d'augmenter la résolution angulaire, une coupure sur les faibles valeurs de la distance nominale peut-être envisagée, voir figure 10.18. Comme les événements concernés sont ceux à basse énergie, aucune sélection ne sera appliquée. L'amélioration d'une telle coupure s'avère importante en dessous de 50 GeV, mais réduit l'acceptance de 31 % sur un spectre en E^{-2} (voir figure 10.21).

10.2.2 Dépendance des variables pour la reconstruction de l'énergie

Comme nous l'avons vu pour la méthode de Hillas, une reconstruction de l'énergie la moins biaisée possible ne nécessite pas seulement une corrélation avec l'amplitude de l'image elle-même mais aussi avec le paramètre d'impact (pour lever la dégénérescence).

10.2.2.1 Corrélation avec l'énergie

Les figures A.1 et A.3 (en annexe) montrent les corrélations des différentes variables avec l'énergie. Comme cela a déjà été évoqué précédemment, la taille de la gerbe est proportionnelle à l'énergie du primaire. Le logarithme de l'énergie des gerbes électromagnétiques est linéairement corrélé au logarithme de l'amplitude de l'image mesurée dans la caméra, à la longueur et à la

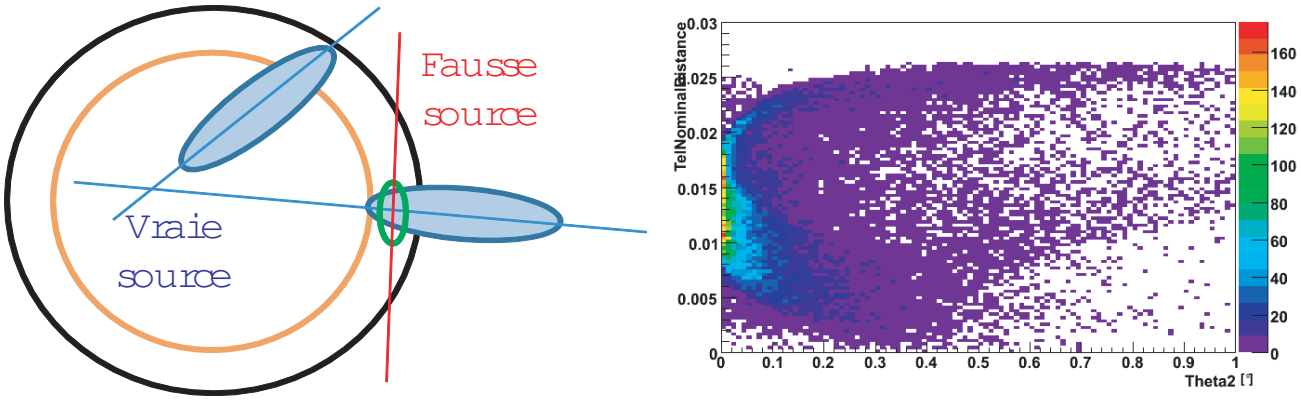


FIGURE 10.18 – Illustration des raisons d'une coupure sur la Distance Nominale à 1°.
Figure de gauche : La caméra est représentée schématiquement en noir et les gerbes en bleu. Lorsque l'événement est entièrement contenu dans la caméra (gerbe de gauche) la reconstruction angulaire s'effectue dans de bonnes conditions. Lorsque l'événement est en bord de caméra (gerbe de droite) les informations enregistrées dans la caméra conduisent à une mauvaise reconstruction. Une coupure, représentée en orange est alors appliquée.
Figure de gauche : Distribution de la position de la gerbe dans la caméra (Distance Nominale) en fonction de la qualité de sa reconstruction angulaire (θ^2).
Une coupure sur la position de la gerbe dans la caméra s'avère indispensable pour assurer une bonne reconstruction de la gerbe. Elle est fixée à 1.0° (0.0175 rad).

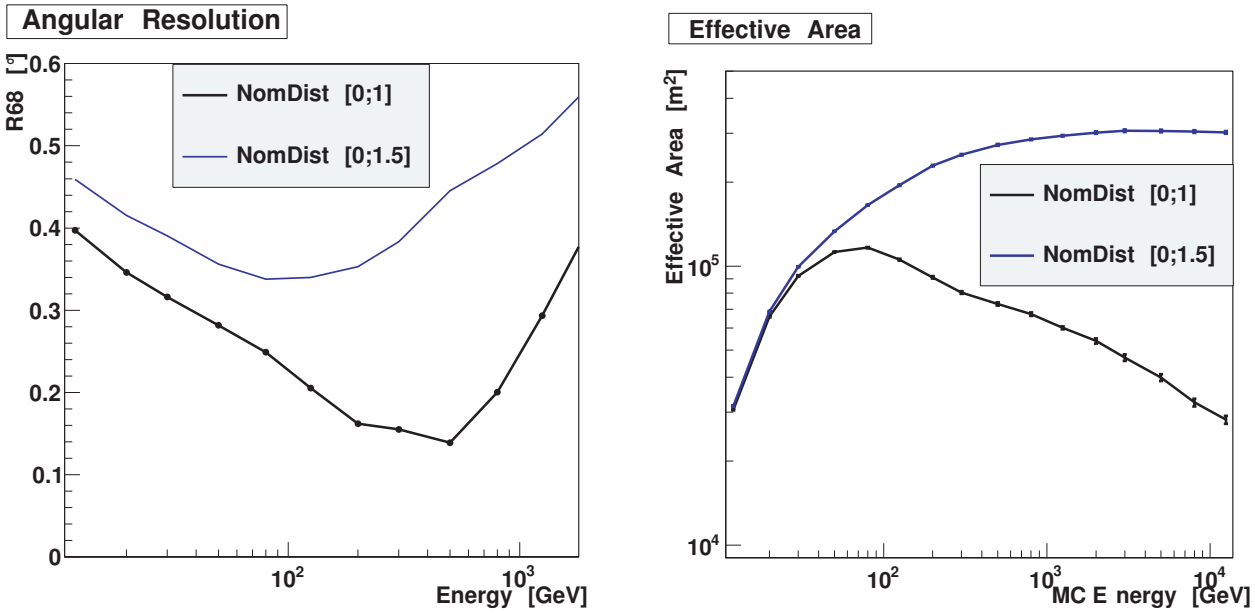


FIGURE 10.19 – Résolution angulaire et surface effective avec une coupure sur la Distance Nominale à 1°.
La coupure sur la Distance Nominale à 1.0° (*courbe noire*) améliore la résolution angulaire comparée à une coupure à 1.5^o (*courbe bleue*). Au delà de 100 GeV, le gain est particulièrement important. Cependant, la coupure réduit fortement l'acceptance pour les événements de plus haute énergie.

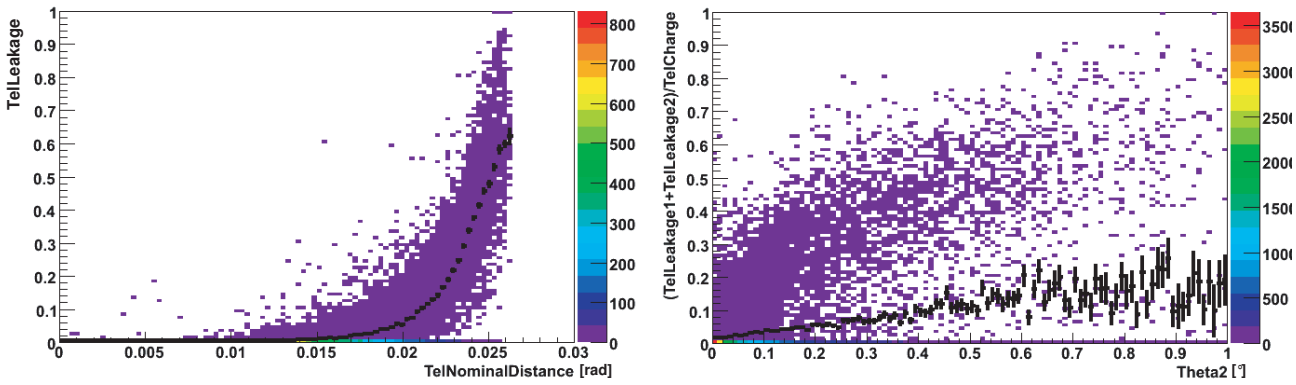


FIGURE 10.20 – Inutilité d'une coupure supplémentaire sur la fuite.
Figure de gauche : Distribution de la fuite en fonction de la Distance Nominale.
Figure de droite : Distribution de la fuite en fonction de sa reconstruction anugulaire (θ^2).
Une sélection sur la Distance Nominale prend en compte la perte d'informations estimée par la fuite alors qu'une coupure sur la fuite seule n'améliorera pas significativement la reconstruction.

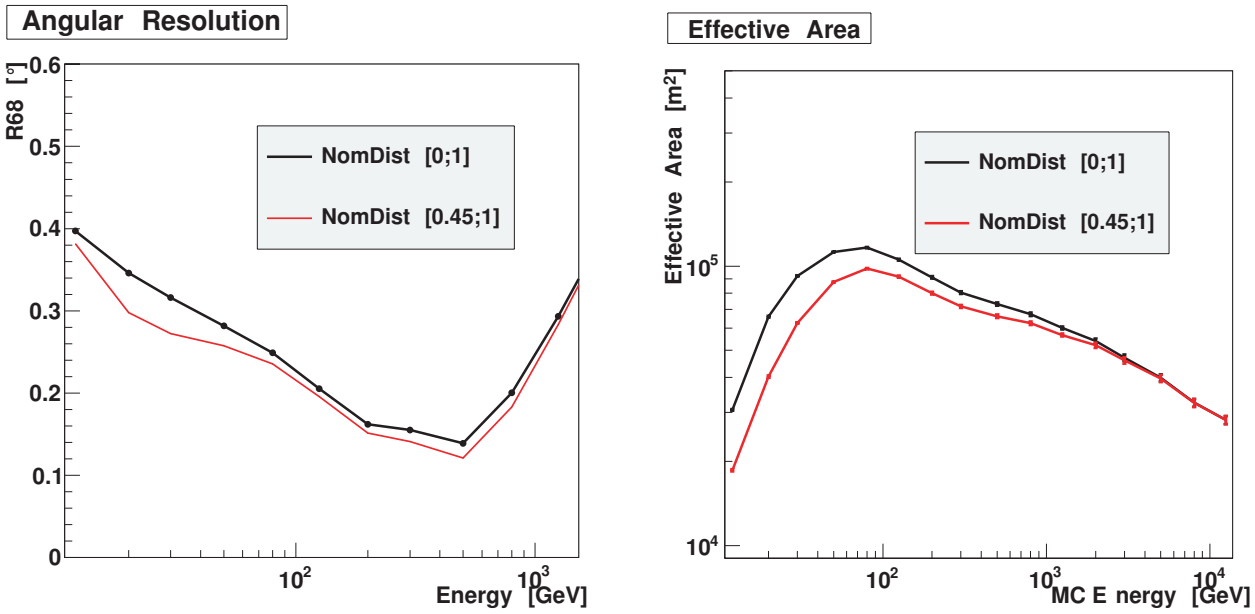


FIGURE 10.21 – Surface effective avec une coupure sur la Distance Nominale entre 0.45 et 1°.
La sélection sur une Distance Nominale minimale de 0.45° (0.007 rad) améliore faiblement la résolution angulaire à basse énergie mais réduit l'acceptance de 31 % sur un spectre en E^{-2}.

largeur. De même, l'amplitude des pixels de plus haute intensité est aussi directement corrélée à l'énergie. Pour les moments d'ordres supérieurs, le skewness et le kurtosis, une valeur élevée informe que la gerbe est de basse énergie. Le kurtosis semble très intéressant pour les gerbes possédant une énergie inférieure à 100 GeV. La corrélation de la distance nominale et de la fuite avec l'énergie a été évoquée à la section précédente, ce sont principalement les événements de haute énergie qui tombent en bord de caméra. En effet, plus l'énergie est importante, plus l'image est grande et donc susceptible de se rapprocher (voire même de déborder) de l'extrémité de la caméra. Ainsi, une fuite non nulle concerne plutôt les gerbes de haute énergie.

L'angle ϕ nous indique que les gerbes arrivent dans toutes les directions dans la caméra et ce quelle que soit l'énergie. L'angle α confirme que les gamma pointent bien vers la source vers laquelle ils ont été simulés ; on peut également observer que les gerbes les moins bien reconstruites sont à basse énergie.

La densité de l'image permet de reconnaître également les gerbes de basse énergie, puisque pour des images proches du seuil, seuls les pixels du coeur de la gerbe (les plus lumineux) sont conservés par le nettoyage (voir paragraphe dédié plus loin) augmentant alors "artificiellement" la densité. Puisque le développement d'une gerbe s'effectue longitudinalement les gerbes de haute énergie sont les plus elliptiques ; on note une corrélation de l'énergie avec l'ellipticité.

Enfin, la proportion de l'image dans l'amas principal est plus faible pour les gerbes de basse énergie pour 2 raisons :

- L'intensité des pixels étant plus proche du seuil, un morcellement de l'image est plus aisé ;
- Quelques pixels forment immédiatement une partie importante de l'image totale.

On constate pour les hautes énergies (au delà du TeV) que si la corrélation est déjà présente, elle augmente fortement permettant alors une mesure de l'énergie quasi-directe.

10.2.2.2 Corrélation avec le paramètre d'impact

Les figures de A.4 à A.8 (en annexe) montrent les corrélations des différentes variables avec le pied de gerbe. Comme cela a déjà été montré précédemment, pour la reconstruction du paramètre d'impact, la distance du barycentre de l'image au centre de la caméra est linéairement et fortement corrélée avec le paramètre d'impact, tout comme la fuite. On observe d'ailleurs que l'amplitude de l'image est bien indépendante du paramètre d'impact qui a pour effet de diminuer l'intensité (à énergie constante) pour des événements tombant loin du télescope. Cet effet est également observé avec les pixels de plus haute intensité. L'ellipticité nous indique que les gerbes tombant très proches sont plus rondes que celles tombant loin. En effet, quand la gerbe tombe très proche du télescope, la projection de la gerbe ne donne accès qu'au profil latéral et non longitudinal. Comme la gerbe a une symétrie de révolution le long de son axe longitudinal, l'image est un cercle plein et sa reconstruction angulaire est plus difficile. On retrouve l'effet de dégénérescence de la longueur avec le paramètre d'impact. En effet, proche du télescope, l'image est ronde et petite. En s'éloignant, l'image s'agrandit puisque que l'on projette le développement longitudinal jusqu'à environ 120 m (pour les gerbes de 50 GeV) où la longueur de l'image décroît à cause de la baisse d'intensité dûe à la distance du pied de gerbe. Ainsi, la largeur de l'image décroît avec la distance au pied de gerbe, à énergie constante.

Les variables restantes : le skewness et le kustosis, Alpha et Phi ainsi que la densité et la fraction d'image dans l'amas principal n'ont aucun lien avec la distance de la gerbe au télescope.

10.2.3 Discrimination gamma / hadrons

Les figures de A.9 à A.12 (en annexe) montrent les corrélations des différentes variables pour les hadrons et les gamma. A même énergie, l'image d'une gerbe hadronique est moins lumineuse qu'une image de gerbe électromagnétique. La corrélation avec l'amplitude de l'image est toujours linéaire. L'énergie reconstruite des hadrons est en moyenne trois fois plus faible que l'énergie simulée, elle est estimée en faisant l'hypothèse qu'il s'agit d'une gerbe électromagnétique. Pour cette raison, les paramètres proposés seront comparés à l'intensité lumineuse de la gerbe dans la caméra et non à l'énergie vraie des événements.

De par la nature même des interactions hadroniques, les distributions des variables pour les hadrons sont plus larges que pour les photons. Dans le cas d'une analyse Hillas classique, la largeur réduite est le paramètre le plus discriminant puisque les gerbes hadroniques ont des impulsions transverses plus importantes.

Les différences de distribution sont importantes pour α car les photons pointent en direction de la source ponctuelle alors que les hadrons sont répartis de manière isotrope. Il en est de même pour la distance nominale où la distribution correspond dans ce cas à l'intégration des événements en fonction du rayon et donc à une évolution en fonction du carré de la distance nominale. Ces deux comportements sont indépendants de l'énergie hadronique de l'événement.

Aucune variable ne semble avoir de pouvoir de réjection important. Seule une combinaison de plusieurs variables pourra être exploitable, surtout à basse énergie où les différences sont les plus faibles.

10.2.4 Importance du nettoyage

Les moments d'ordre deux sont sensibles aux fluctuations d'intensité dans les pixels loin du barycentre de l'image. Il est donc important de limiter la contribution du bruit de fond de ciel aux paramètres de Hillas. Cela est effectué par un nettoyage de l'image. Il s'agit d'appliquer un seuil à chaque pixel afin d'avoir une probabilité négligeable qu'un pixel parmi tous ceux de la caméra passe le seuil à cause du bruit de fond de ciel. Il est possible de traiter l'image avec un unique seuil de nettoyage S appliqué aux pixels de l'ensemble de la caméra mais cette méthode est pénalisante pour les gerbes de faible énergie. Les pixels allumés par le bruit de fond ne peuvent alors être éliminés qu'en utilisant un seuil élevé (10 p.e.). On peut également demander que le pixel ne soit pas isolé mais possède un voisin dépassant ce seuil S, ce qui limite fortement l'effet du bruit de fond de ciel mais augmente le seuil de détection. La méthode actuellement utilisée comprend deux seuils S_1 et S_2. Seuls les pixels dont la charge est supérieure à S_1 et ayant au moins un voisin supérieur à S_2 sont conservés et réciproquement. Dans le cas contraire, les charges des pixels sont mises à zéro. La contamination du bruit de fond de ciel qui pourrait ainsi déstabiliser l'analyse est en grande partie éliminée.

Un faible nettoyage semble être à proscrire. Pourtant, en nettoyant l'image, on supprime des informations qui pourraient être utiles à la bonne reconstruction de la gerbe. Alors qu'un seuil de nettoyage élevé reconstruit uniquement le coeur de la gerbe, un nettoyage nul (ou faible [4]) sera sensible à l'enveloppe de la gerbe et donc aux sous-structures. Les gamma ont une image elliptique et ne possèdent pas de sous-structures, la gerbe conservera ses propriétés de forme et donc de direction de pointé même pour un faible nettoyage. A l'inverse, dans le cas des hadrons, les nombreuses sous-structures inhérentes aux interactions hadroniques modifient de manière

4. Un faible nettoyage est sécurisant par rapport à l'image brute puisqu'il permet d'éliminer les pixels isolés.

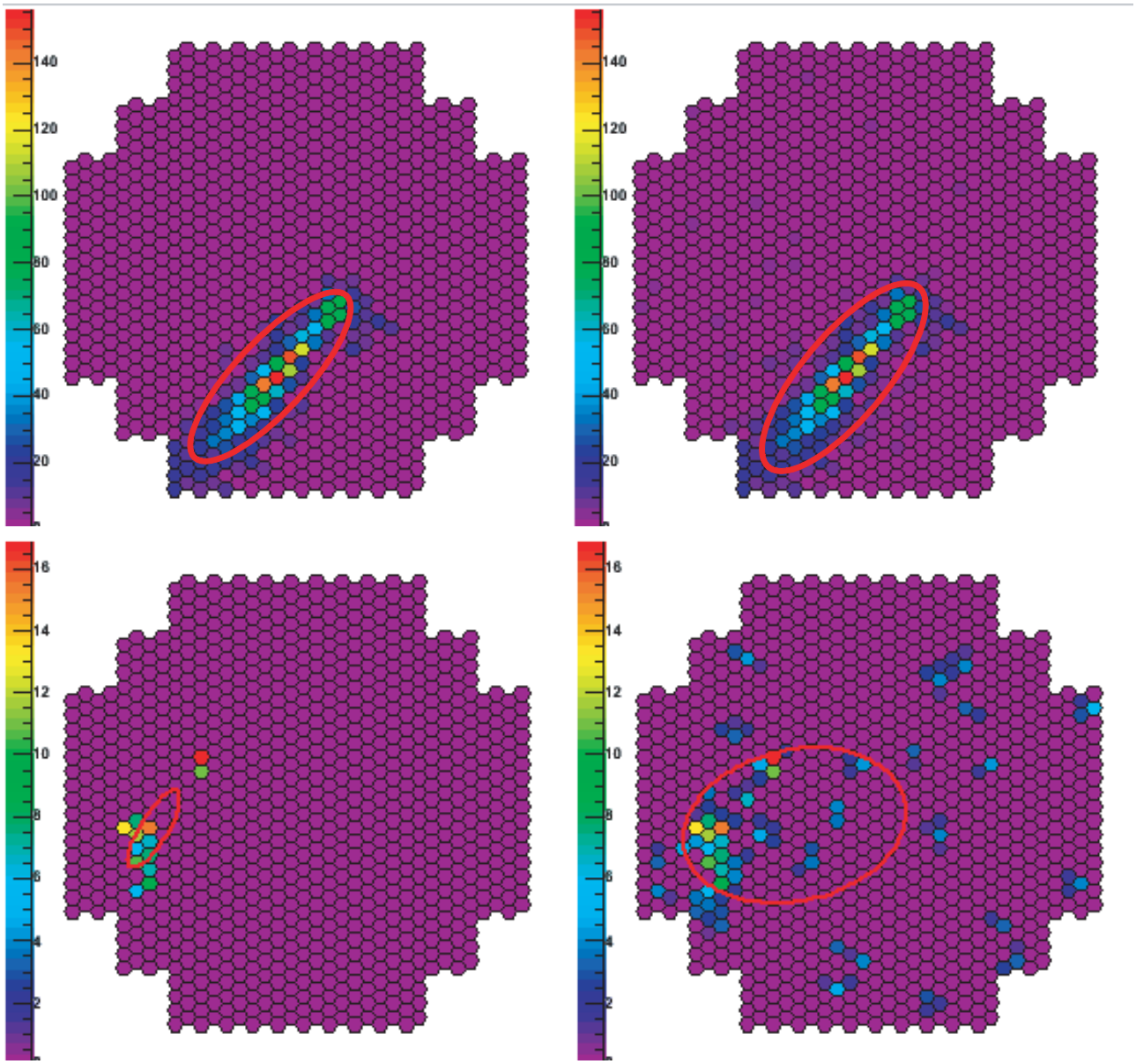


FIGURE 10.22 – Exemples d'images Cherenkov de gerbes atmosphériques simulées pour deux nettoyages différents. La colonne de gauche correspond à un nettoyage 5/10, la colonne de droite à 1/3. Les deux images du haut représentent une même gerbe électromagnétique, celles du bas une même gerbe hadronique, pour les deux différents nettoyages. Les gerbes elliptiques semblent être bien moins dépendantes du nettoyage que les gerbes hadroniques.

plus importante l'image et en particulier sa direction, puisque l'enveloppe n'est pas répartie de manière homogène autour du coeur. La figure 10.22 permet d'illustrer cette propriété.

Définissons alors $\Delta\phi$ comme la valeur absolue de la différence entre la variable ϕ calculée grâce au nettoyage 5/10 et celle calculée grâce au nettoyage 1/3. $\Delta\phi$ est une variation relative de la direction de l'ellipse, illustrée figure 10.23 :

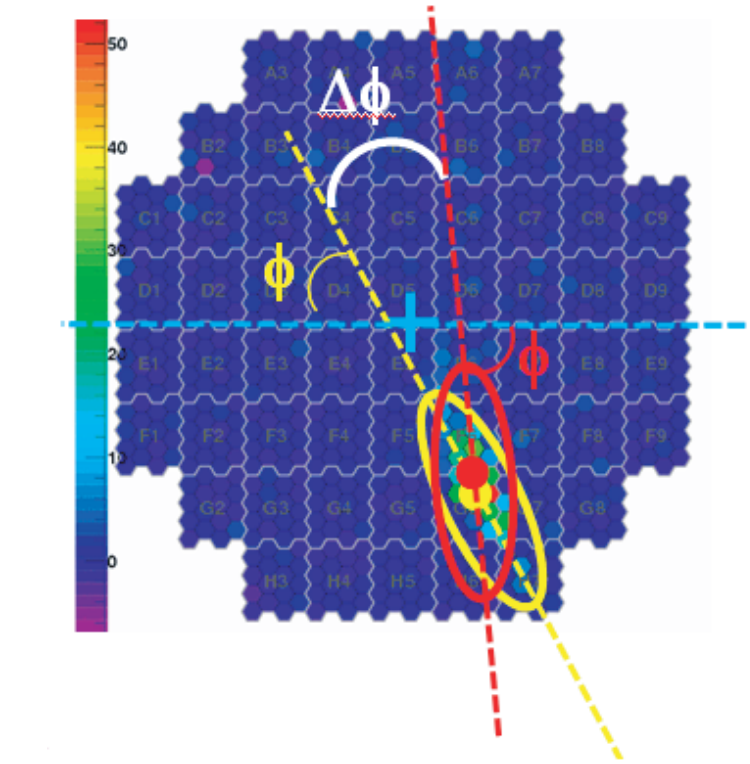
$$\Delta\phi = \left|\phi_{5/10} - \phi_{1/3}\right| \tag{10.7}$$

Puisque $\Delta\phi$ utilise, entre autres, un faible nettoyage de l'image, il est important de contrôler sa stabilité en fonction du bruit de fond de ciel. La figure 10.24 du haut représente la distribution de $\Delta\phi$. Quel que soit le bruit de fond de ciel compris entre 30 et 300 MHz, l'évolution de la distribution est de l'ordre du pourcent tout comme pour les variables de Hillas. Le bruit de fond moyen dans les observations de H.E.S.S. est typiquement de 100 MHz.

A titre d'illustration, la distribution de la longueur est représentée sur la figure du milieu et $\Delta\text{Longueur} = \left(\text{Longueur}_{5/10} - \text{Longueur}_{1/3}\right)$ est représentée sur la figure du bas. Comme le bruit de fond de ciel est homogène sur l'ensemble de la caméra, l'ellipse s'agrandit au fur et à mesure que le bruit de fond de ciel augmente d'où la variation observée avec $\Delta Longueur$. Comme $\Delta\phi$ utilise l'orientation relative entre ces deux images, la dépendance est très faible et permet alors son utilisation.

Par construction, $\Delta\phi$ possède le même comportement que α face aux gamma et aux hadrons comme illustré figure 10.26. Cependant comme aucune hypothèse n'est nécessaire au vu de la position de la source, cette variable peut également être utilisée dans le cas de sources étendues. Dans le cas d'une source ponctuelle, une coupure additionnelle en θ^2 est toujours possible (et réalisée).

La taille de l'image dépendant de l'énergie, $\Delta\phi$ sera aussi sensible à l'énergie. En effet, une gerbe de faible énergie possèdera moins de pixels allumés et sera plus petite, la détermination de la direction sera donc plus imprécise. Comme illustré figure 10.25, les photons de basse énergie peuvent alors avoir prendre une grande valeur synonyme d'une grande rotation de l'image. Pour les mêmes raisons, la reconstruction angulaire est plus imprécise à basse énergie. De plus, aucune corrélation n'est visible avec le paramètre d'impact. Puisque $\Delta\phi$ ne permet pas d'effectuer de mesure de l'énergie, cette variable ne sera utilisée que pour la discrimination gamma / hadrons.



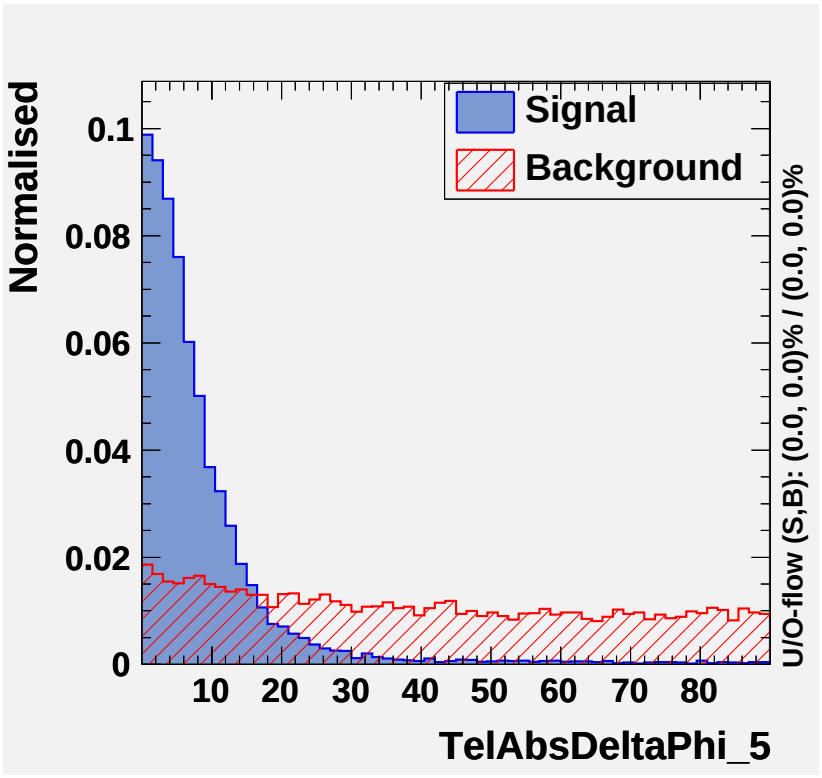


FIGURE 10.23 – *Figure du haut* : Illustration de $\Delta\phi$ définie comme une variation relative de la direction de l'ellipse pour deux nettoyages de l'image. L'ellipse jaune correspond au premier nettoyage, celle en rouge au second.
Figure du bas : Distribution de $\Delta\phi$ en bleu pour les photons et en rouge pour les hadrons. On voit clairement que les hadrons sont influencés par la prise en compte de l'enveloppe de la gerbe contrairement aux photons.

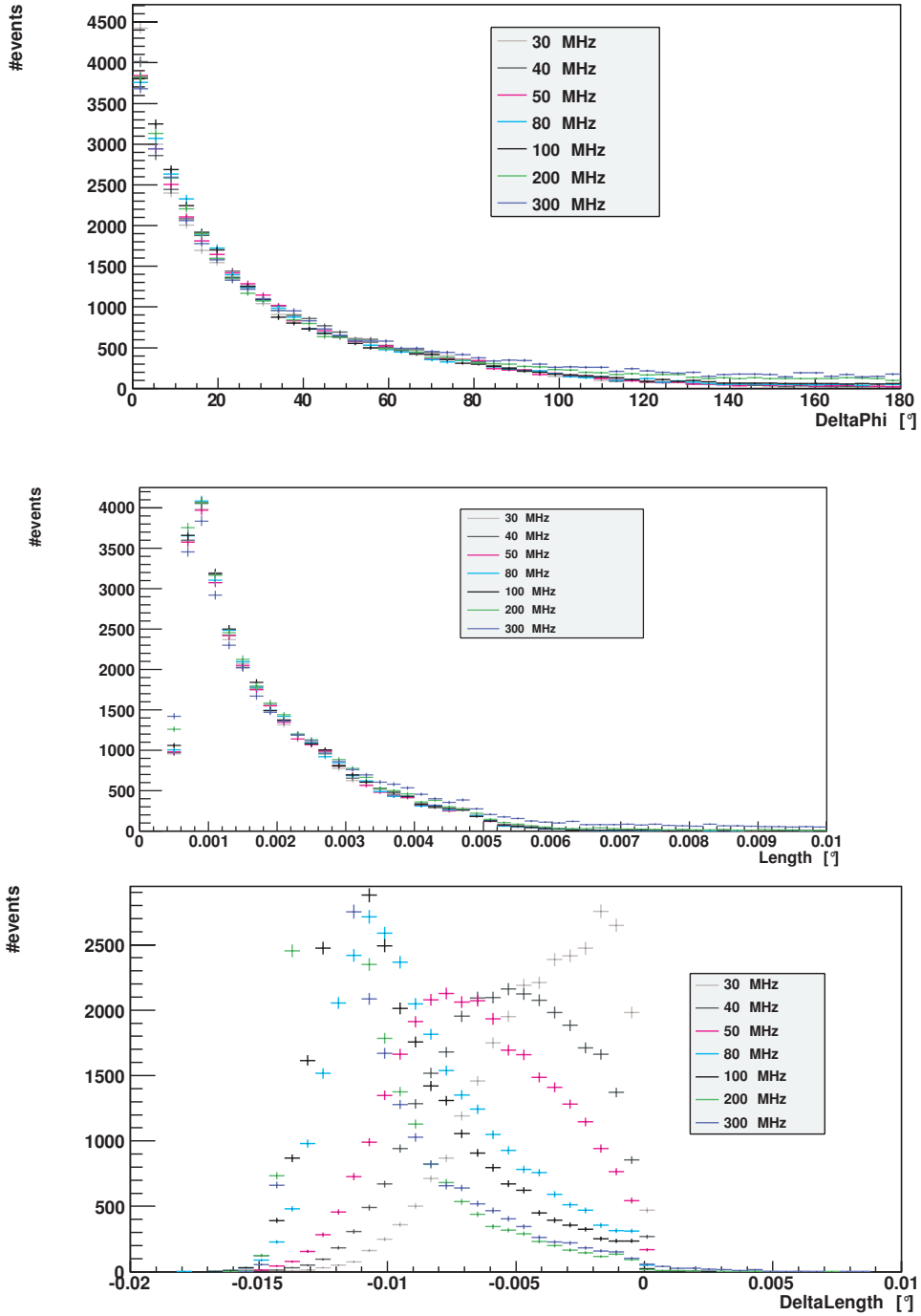


FIGURE 10.24 – Distributions de $\Delta\phi$, la longueur et de ΔLongueur pour différents bruits de fond de ciel.
La dépendance de $\Delta\phi$ (*en haut*) au bruit de fond de ciel, représenté ici de 30 à 300 MHz est de l'ordre du pourcent, tout comme pour les variables de Hillas (ici la longueur *au milieu*). Pour comparaison, l'image *du bas* illustre la distribution de ΔLongueur qui est inutilisable puisque fortement dépendante du bruit de fond de ciel.

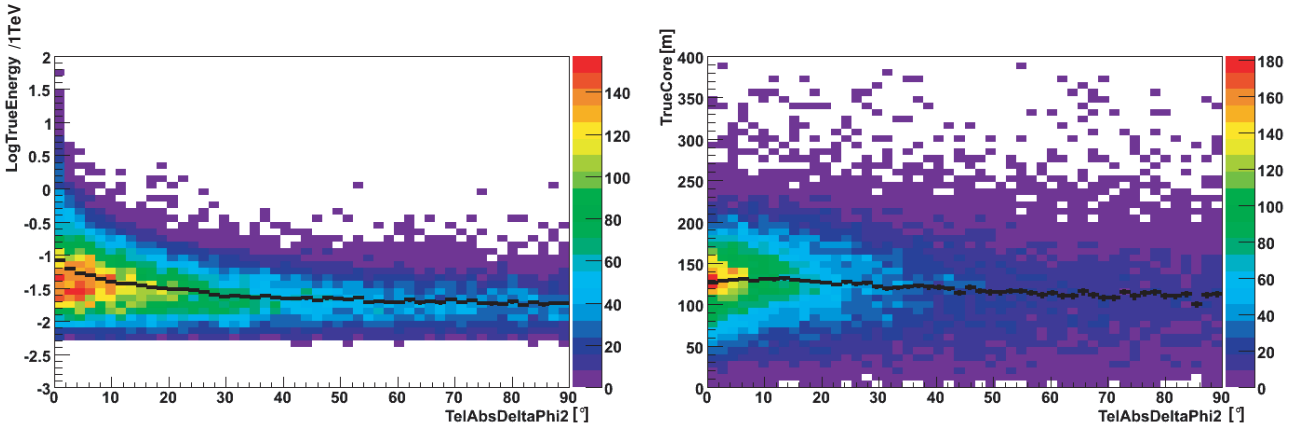


FIGURE 10.25 – Corrélation pour $\Delta\phi$ (en abscisse) avec l'énergie (*à gauche*) et avec le paramètre d'impact (*à droite*). $\Delta\phi$ est moins bien reconstruit pour les faibles énergies et ne possède aucune corrélation avec le paramètre d'impact.

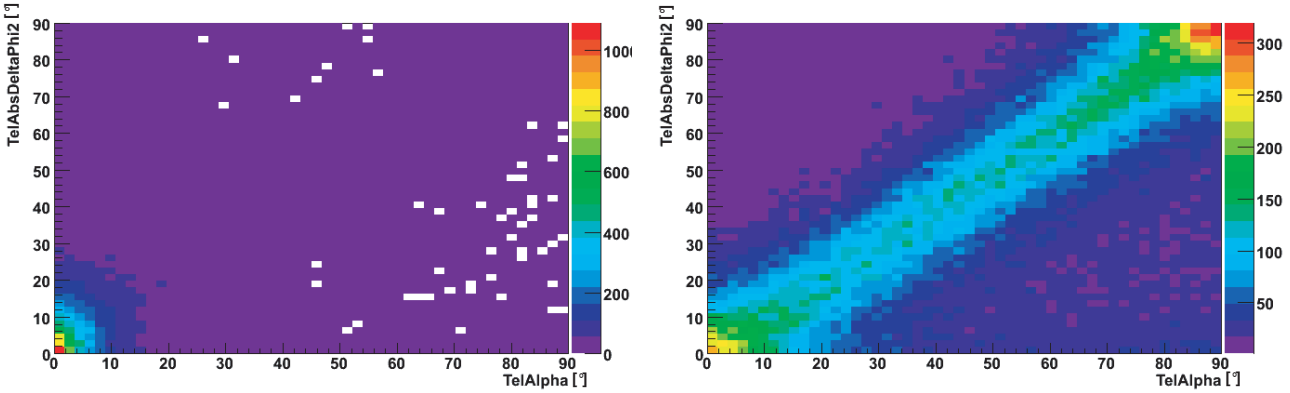


FIGURE 10.26 – Corrélation entre $\Delta\phi$ et α pour les gamma (*à gauche*) et les hadrons (*à droite*).

"La faculté de reconnaissance et de classification constitue l'une des bases fondamentales du comportement animal."

Jacques Ruffié, Traité du vivant

11 Méthodes multivariables

Contents

11.1 Méthodes utilisées 170
11.1.1 Méthode linéaire : le discriminant de Fisher 170
11.1.2 Méthode non linéaire : le réseau de neurones 171
11.1.3 Contrôle des entraînements 175
11.2 Reconstruction de l'énergie 175
11.2.1 Entraînement 175
11.2.2 Analyse 176
11.2.3 Importance des variables dans l'entraînement 176
11.3 Discrimination gamma / hadrons 179
11.3.1 Entraînement 179
11.3.2 Analyse 181
11.3.3 Comparaison de l'efficacité de la réjection avec les méthodes de coupures 181
11.3.4 Influence des variables dans l'analyse 181

11.1 Méthodes utilisées

En raison d'un grand nombre de variables discriminantes et de corrélations importantes entre elles, une combinaison de coupures sur chaque variable indépendamment ne serait pas optimale. Le fond hadronique bien supérieur aux gamma dans notre cas exige une analyse performante pour extraire le signal. En effet, le taux de déclenchement du système H.E.S.S. en stéréoscopie est de l'ordre de 200 MHZ alors que pour le Crabe, une des sources les plus brillantes de l'astronomie γ, le taux est de l'ordre de 1 Hz. Nous avons donc choisi d'utiliser une analyse multivariables pour exploiter au maximum le potentiel de réjection de chacune des variables. Trois outils ont été testés :

- Le discriminant de Fisher ;
- Un réseau de neurones ;
- Un arbre de décision.

Ces différentes méthodes diffèrent par leur nature mais aussi par leurs performances : robustesse, prise en compte des corrélations non-linéaires, surentraînement, ... Chacune de ces trois méthodes est implémentée dans un logiciel d'analyse TMVA (Toolkit for MultiVariate Analysis with ROOT) [221] développé au CERN. Pour l'étude de la séparation de deux classes (typiquement signal et bruit), l'analyse nécessite des variables discriminantes que nous avons étudiées en détail au paragraphe précédent. Ces variables sont utilisées en entrée par les classifications (analyses multivariables,...) qui fournissent alors une variable unique de sélection en sortie. Ces méthodes doivent tout d'abord être entrainées pour déterminer les coefficients afin d'effectuer la meilleur discrimination possible avant de pouvoir ensuite être utilisé pour l'analyse, sur un lot d'événements différents.

11.1.1 Méthode linéaire : le discriminant de Fisher

La méthode du discriminant de Fisher fut introduite par Sir Ronald Fisher en 1936 [84] dans le but de classifier des iris en fonction de leurs propriétés physiques. Cette méthode combine linéairement les variables pour créer une variable optimale pour la séparation des différentes populations. Les coefficients de cette combinaison linéaire sont appelés coefficients de Fisher. Cette nouvelle variable détermine un axe dans l'espace des variables d'entrée tel que la projection des classes (signal et bruit) sur celui-ci est écartée aussi loin que possible tout en gardant confinés les éléments d'une même classe.

Considérons un échantillon constitué exclusivement d'événements à classer en deux catégories (signal et bruit) ainsi qu'un vecteur X de n variables $X = (Var_1, Var_2, ..., Var_n)$. Notons X^s et X^b les vecteurs correspondant aux classes signal et bruit respectivement. On définit alors <X> les vecteurs de la moyenne de la distribution, $\langle X^s \rangle = (\langle Var_1^s \rangle, \langle Var_2^s \rangle, ..., \langle Var_n^s \rangle)$ et $\langle X^b \rangle = (\langle Var_1^b \rangle, \langle Var_2^b \rangle, ..., \langle Var_n^b \rangle)$. La classification des événements dans les 2 populations dépendra alors de :

- la moyenne de l'échantillon pour chaque variable, signal et bruit cumulés ;
- la moyenne de chacun des échantillons pour chaque variable, signal et bruit séparés ;
- de la matrice de covariance C qui peut se décomposer en : C = B + W, deux matrices de covariance décrivant la dispersion des événements par rapport à la moyenne de l'ensemble de l'échantillon pour B (Between), par rapport à la valeur moyenne de la classe propre pour W (Within).

Les coefficients de Fisher, Fk sont alors donnés par :

$$F_k = \frac{\sqrt{N_S N_B}}{N_S + N_B} \sum_{l=1}^{n} W_{kl}^{-1} \left(\bar{x}_{S,l} - \bar{x}_{B,l}\right) \tag{11.1}$$

Où N_S et N_b sont respectivement le nombre d'événements de signal et de bruit. Le discriminant de Fisher est alors donné par :

$$F = F_0 + \sum_{i=1}^{p} F_i \times V_i \tag{11.2}$$

Où le coefficient F_0 est un offset qui sert à déplacer la moyenne du discriminant F à 0 pour l'ensemble de l'échantillon des deux classes.

Les performances par la méthode de Fisher peuvent être notablement améliorées par des transformations simples de variables d'entrée. Comme la méthode cherche à écarter les deux populations les unes des autres, le pouvoir discriminant d'une variable sera donc grandement augmenté si les distributions sont préalablement séparées. Par exemple, la variable $\Delta\phi$ a été définie comme la valeur absolue entre les angles pour les deux nettoyages de l'image afin de séparer les gamma (à gauche) et répartir les hadrons (plats) plutôt que d'avoir deux distributions centrées en 0 avec pour seule différence leurs variances. L'avantage de cette méthode réside dans sa simplicité et sa robustesse. En effet, la méthode peut être parfaitement contrôlée et n'est donc pas sensible au surentraînement. Elle permet de résoudre les problèmes de corrélation uniquement linéaire en un temps de calcul limité.

La figure 11.1 représente un exemple de distribution du discriminant de Fisher.

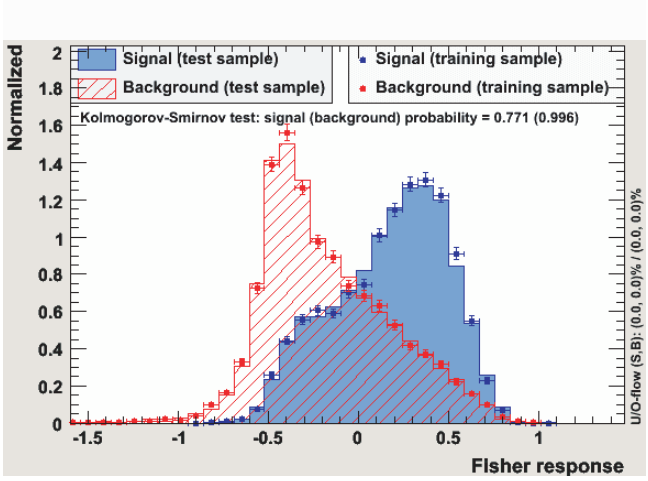


FIGURE 11.1 – Exemple de distribution du discriminant de Fisher. Le bruit est en rouge, le signal en bleu.

11.1.2 Méthode non linéaire : le réseau de neurones

Un Réseau de Neurones Artificiel (Artificial Neural Network) est un modèle de calcul dont la conception est inspirée du fonctionnement des neurones biologiques. Schématiquement, un

neurone biologique est une cellule vivante spécialisée dans le traitement des signaux. Les neurones sont reliés entre eux par des liaisons appelées axones. Ces axones conduisent les signaux de sortie d'un neurone vers l'entrée (synapse) d'un autre. Les neurones effectuent alors une sommation des signaux reçus en entrée et en fonction du résultat vont émettre à leur tour un courant de sortie. Les réseaux de neurones formels sont à l'origine d'une tentative de modélisation mathématique du cerveau humain, les premiers travaux de Culloch et Pitts datent de 1943. Un neurone formel est une fonction paramétrée, non linéaire, de plusieurs variables appelées entrées ; la valeur de la fonction est disponible en sortie du neurone. Un neurone étant une fonction non linéaire paramétrée, un réseau de neurones réalise une combinaison, elle-même paramétrée, de ces fonctions.

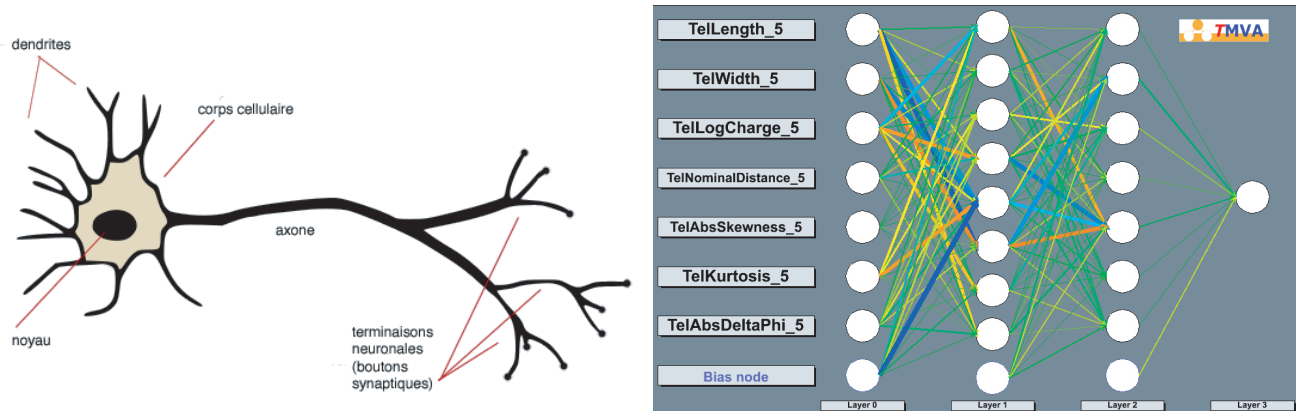


FIGURE 11.2 – Illustration d'un neurone biologique et d'un réseau de neurones formels. L'épaisseur des connexions inter-neurones exprime le poids associé à ce lien, la couleur ne sert qu'à distinguer les différentes connexions.

La complexité des connexions entre neurones peut-être réduite en les organisant en couches et en autorisant uniquement les connexions d'une couche à une couche voisine. Les neurones de la couche cachée c reçoivent des informations des neurones de la couche c-1 et sont connectés aux neurones de la couche c + 1. Il n'existe pas de connexions entre les neurones d'une même couche. Ce type de réseau, très répandu, est appelé perceptron multicouches (multi-layer perceptron). La première couche constitue la couche d'entrée, la dernière est la couche de sortie ; toutes les couches intermédiaires sont des couches cachées puisqu'elles ne sont pas visibles de l'extérieur de la structure. Sur la figure 11.2, on peut voir 9 neurones en entrée, 8 neurones dans la couche cachée et le neurone de sortie, sa structure est : 9, 8, 1. Dans le cas des classifications de 2 types d'événements, à l'aide de n variables, la couche d'entrée se compose de n entrées (une pour chaque variable) et la couche de sortie d'un neurone dont la réponse sera la variable utilisée pour la classification. Un poids est associé à chaque connexion entre deux neurones, la valeur de sortie d'un neurone est multipliée par ce poids à l'entrée du neurone suivant. Les différentes valeurs reçues en entrée par un neurone sont combinées linéairement (il est également possible

de les combiner par une somme de carrés ou de valeurs absolues)[1].

La réponse de chaque neurone i est traditionnellement une fonction f non linéaire de la combinaison des entrées. Ici la fonction f est de type sigmoïde[2] et modélise la réponse d'un vrai neurone, soit de type tout ou rien :

$$f(x,T) = \frac{1}{1+\exp\frac{x}{T}} \tag{11.5}$$

Où T est couramment appelée température.

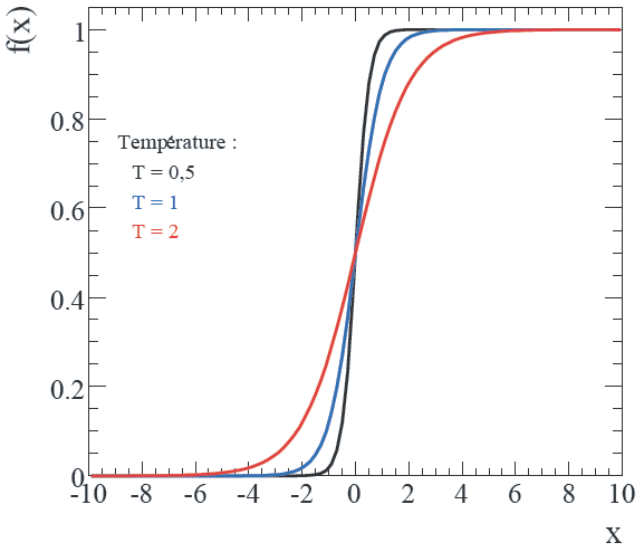


FIGURE 11.3 – Fonction Sigmoïde représentée pour différentes valeurs de T.

L'apprentissage est une phase du développement du réseau de neurones pendant laquelle le comportement du réseau est modifié jusqu'à l'obtention du comportement désiré. La structure du réseau est déterminée à l'avance de manière empirique. Le théorème de Weierstrass nous indique néanmoins qu'un réseau avec une seule couche cachée est suffisant pour approcher une fonction continue aussi précisément que désiré, du moment que le nombre de neurones est suffisant. Il est commun d'utiliser plus d'une couche pour arriver aux mêmes performances avec

1. Chaque neurone de la couche de sortie réalise une fonction non linéaire des entrées du réseau. Le potentiel v_i d'un neurone i et son activation O_i à un instant t sont donnés par :

$$v_i(t) = \sum_{j=1}^{p} \omega_{ij} x_j(t) - b_i \tag{11.3}$$

$$O_i(t) = f_i(v_i(t)) \tag{11.4}$$

où :
- x_j représente l'entrée j du réseau si le neurone i appartient à la première couche cachée, ou dans le cas contraire, la sortie O_j du neurone j de la couche cachée précédant celle du neurone i ;
- ω_{ij} est le coefficient neuronal ;
- b_i est une constante scalaire appelée biais ;
- $f_i(\cdot)$ est la fonction d'activation du neurone i.

2. Il existe d'autres fonctions de réponse : linéaire, tanh ou radiale (gaussienne)

moins de neurones cachés. Le temps d'entraînement est diminué et le réseau est plus robuste. Durant cette phase d'entraînement, le réseau adapte les poids entre chacun de ses neurones afin d'obtenir la valeur désirée en sortie. Les échantillons d'événements doivent être connus à l'avance, on utilise pour cela des simulations. Pour chaque événement présenté au réseau, la réponse de sortie est comparée à celle attendue (- 1 pour le bruit et + 1 pour le signal). Les coefficients, initialement déterminés aléatoirement sont alors ajustés itérativement, en cherchant à diminuer la valeur de la fonction erreur E :

$$E = \frac{1}{2}\left(\sum_{a=1}^{N} y_a - \hat{y}_a\right) \tag{11.6}$$

Cette méthode, dite de descente du gradient, prévoit que la réponse du réseau soit une fonction différentielle par rapport aux poids des connexions. Les erreurs remontent donc de couche en couche pour affiner la méthode : on parlera de rétro-propagation des erreurs. La propriété fondamentale des réseaux de neurones en tant qu'approximateurs universels leur permet de prendre en compte aussi bien des corrélations linéaires que non linéaires. Ils souffrent néanmoins d'une sensibilité au surentraînement et de la présence de variables d'entrée peu discriminantes qui peuvent diminuer leurs performances. La sortie du réseau donne idéalement la valeur + 1 pour le signal et - 1 pour le bruit. Entre ces deux valeurs, les cas intermédiaires (voir figure 11.4) correspondent à des événements où le comportement du bruit se rapproche du signal et vice versa. Chaque événement se voit assigner une probabilité d'être ressemblant au signal. Les entraînements ont été réalisés avec 10 000 événements, issus de simulation, de signal et autant pour le fond. 800 cycles sont effectués sur les mêmes événements pour avoir une convergence des connections neuronales pour un réseau possédant deux couches cachées. Pour N variables d'entrée il y a N+1 neurones d'entrée (+1 pour le neurones de biais). Les deux couches cachées contiennent respectivement N+2 et N+1 neurones. Tous les neurones possèdent la même fonction d'activation du type sygmoïde où les paramètres d'entrée sont sommés.

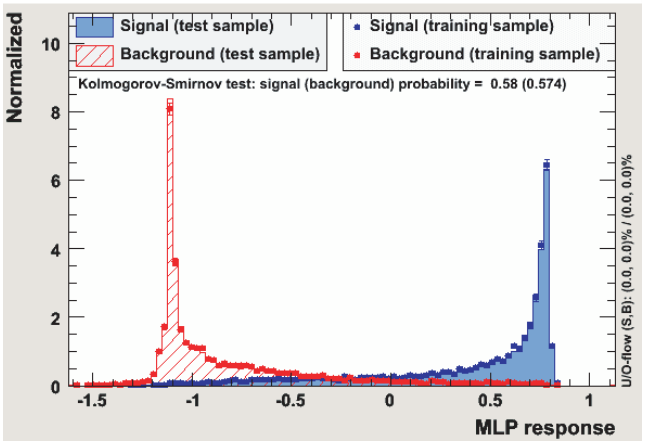


FIGURE 11.4 – Exemple de distribution de sortie du réseau de neurones. Le bruit est en rouge, le signal en bleu.

11.1.3 Contrôle des entraînements

Le phénomène de surentraînement d'un outil multivariables apparaît durant la phase d'entraînement. Les paramètres de l'outil deviennent sensibles aux événements individuels et non plus aux caractères généraux. L'efficacité calculée avec ces paramètres entraînés est alors artificiellement surestimée. Le surentraînement se produit typiquement lorsque le nombre de paramètres à ajuster est important alors que le nombre d'événements utilisés pour l'entraînement est faible.

Un contrôle du surentraînement est effectué pour chaque entraînement utilisé avec un lot différent de celui des entraînements. Une classification trop efficace peut amener à des biais d'analyse si elle est sensible aux fluctuations de l'échantillon d'apprentissage. La réponse du réseau de neurones est systématiquement contrôlée avec un lot indépendant d'événements possédant les mêmes propriétés. Un test de Kolmogorov-Smirnov est effectué pour mesurer les écarts entre les distributions.

Le nombre d'événements dans l'échantillon a été multiplié (et divisé) par 10 sans amélioration sur la discrimination, de même que le nombre d'itérations. Une fois l'entraînement terminé, les poids sont " gelés " et l'analyse peut commencer en fournissant les variables d'entrée nécessaires pour obtenir la valeur de la variable discriminante.

11.2 Reconstruction de l'énergie

Nous avons vu au chapitre précédent que les méthodes habituelles de mesure de l'énergie sont limitées en mono-télescope à basse énergie. Nous proposons une nouvelle méthode pour reconstruire l'énergie basée sur une méthode multivariables. Ici nous utiliserons le réseau de neurones mais cette technique est applicable à l'identique pour toute autre méthode de classification (arbres de décision, Fisher, fonction de densité de probabilité,...), le choix de la méthode est expliqué dans le prochain paragraphe.

Habituellement, les méthodes multivariables sont utilisées pour séparer deux populations. Dans notre cas, nous allons utiliser ces mêmes méthodes, non pas pour distinguer deux types de particules (chapitre suivant) mais pour identifier un domaine d'énergie parmi d'autres.

11.2.1 Entraînement

Comme nous l'avons vu, les paramètres de Hillas, et plus généralement les paramètres de mesure de la gerbe, sont connus pour être dépendants de l'énergie. Nous allons donc utiliser cette propriété pour reconstruire l'énergie de la gerbe électromagnétique. Parmi l'ensemble des gerbes disponibles, nous allons utiliser celles générées à des énergies fixes, c'est-à-dire les 18 énergies disponibles[3]. Puisque l'énergie vraie des gerbes est connue, nous pouvons créer une classe avec les événements dans la bande en énergie simulée désirée, ce sera notre signal. Les gerbes des autres énergies seront regroupées dans une seconde classe : le bruit, comme illustré dans la figure 11.5. L'énergie de ces simulations étant un pic de Dirac, nous avons décidé de les regrouper deux à deux pour avoir un recouvrement et ainsi assurer la continuité de la reconstruction en énergie.

Nous pouvons voir sur la figure 11.6 les distributions des variables utilisées : longueur, largeur, charge, distance nominale, skewness et kurtosis. On distingue des trous dans plusieurs

3. Les énergies sont réparties de 0.2 en échelle logarithmique soit : 2, 3, 5, 8, 12.5, 20, 30, 50, 80, 125, 200, 300, 500, 800 et 1 250 GeV

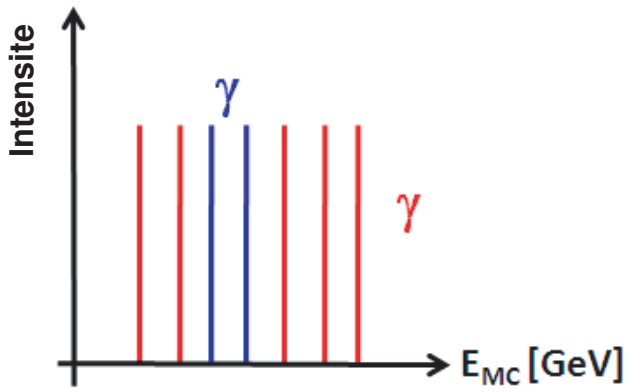


FIGURE 11.5 – Illustration de la stratégie d'entraînement pour la reconstruction de l'énergie. En bleu sont représentées les gerbes dans la bande en énergie désirée (le signal), en rouge les gerbes d'autres énergies (le bruit).

distributions du bruit. C'est le cas pour l'intensité lumineuse de la gerbe dans le télescope (LogCharge) fortement corrélée à l'énergie, on y remarque l'absence des événements formant le signal. Puisque nous disposons de deux populations d'événements à discriminer, nous pouvons effectuer un entraînement spécifique à cette bande en énergie. La sortie des classifications nous fournit une probabilité pour chaque événement d'appartenir à cette bande en énergie. Dans le cas de l'arbre de décision, le surentraînement constant (quelles que soient les configurations de l'arbre) nous oblige à rejeter cette méthode puisqu'elle comporte un biais lié à l'entraînement. La méthode de Fisher, moins efficace dans la discrimination est elle aussi abandonnée dans un but de performance.

Nous effectuons alors la même procédure d'entraînement pour les 12 différentes bandes equiréparties logarithmiquement en énergie de 12 GeV à 3 TeV : 16, 25, 40, 65, 102, 162, 250, 400, 650, 1020, 1620, 2500 TeV.

11.2.2 Analyse

Nous disposons maintenant d'une distribution de probabilité en fonction de l'énergie de 12 points pour chaque gerbe électromagnétique. L'énergie reconstruite de l'événement est celle qui maximise la probabilité. La valeur est déterminée en ajustant une gaussienne à l'ensemble des points, comme illustré figure 11.7.

11.2.3 Importance des variables dans l'entraînement

Pour l'estimation de l'énergie, 6 variables sont données en entrée de l'ensemble des réseaux de neurones. Pour chaque bande en énergie, il existe un réseau de neurones dédié qui utilise les variables pour discriminer au mieux les populations. Chaque paramètre possède un poids différent en fonction de l'énergie. Dans le cas des réseaux de neurones, l'importance relative I_i est définie comme :

$$I_i = \overline{x_i}^2 \sum_{j=1}^{n} (\omega_{ij}(1))^2, i = 1, ..., N \tag{11.7}$$

où n est le nombre de neurones de la première couche ;

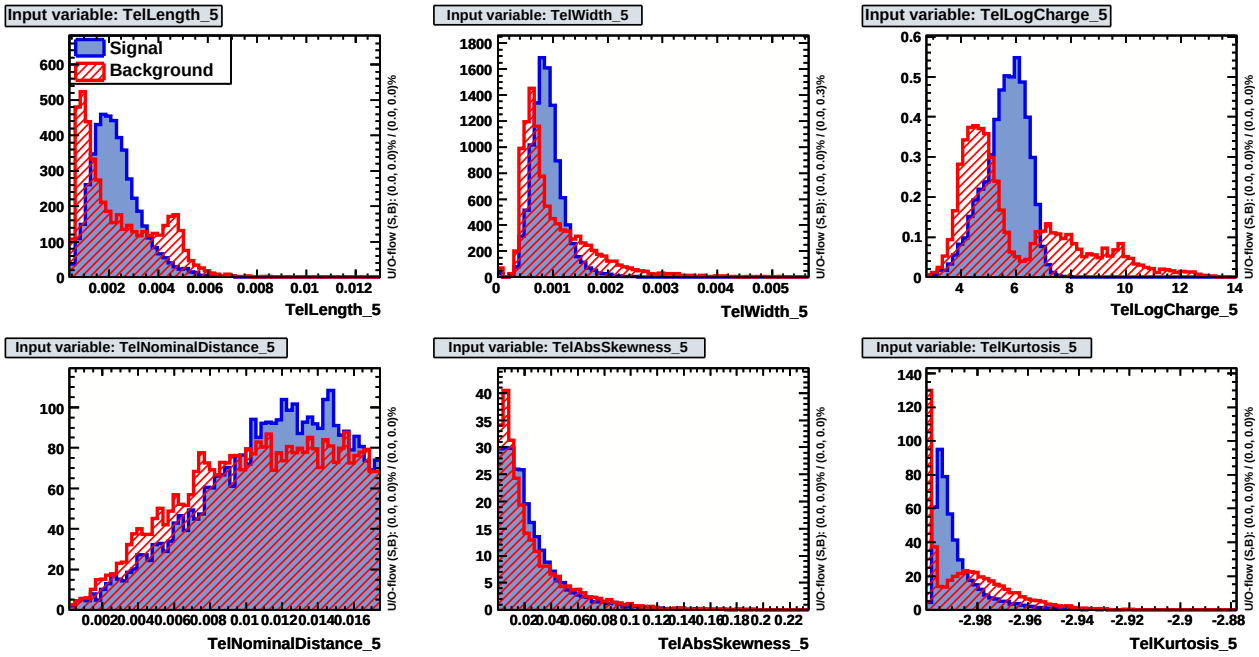


FIGURE 11.6 – Distribution des 6 variables utilisées en entrée des analyses multivariables pour reconstruire l'énergie. En bleu sont représentées les gerbes de 50 et 80 GeV, en rouge toutes les autres énergies.

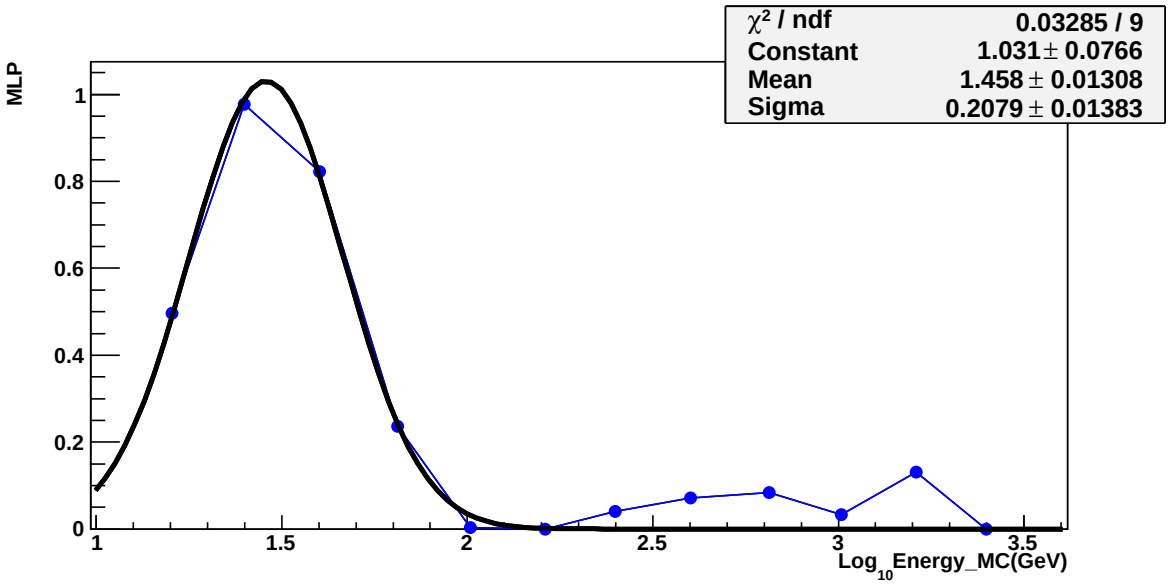


FIGURE 11.7 – Distribution de probabilité de l'événement en fonction de l'énergie. L'énergie reconstruite (obtenue par un ajustement gaussien) est celle qui maximise la probabilité. Dans cet exemple, l'énergie vraie est de 26,5 GeV et l'énergie reconstruite de 28,7 GeV.

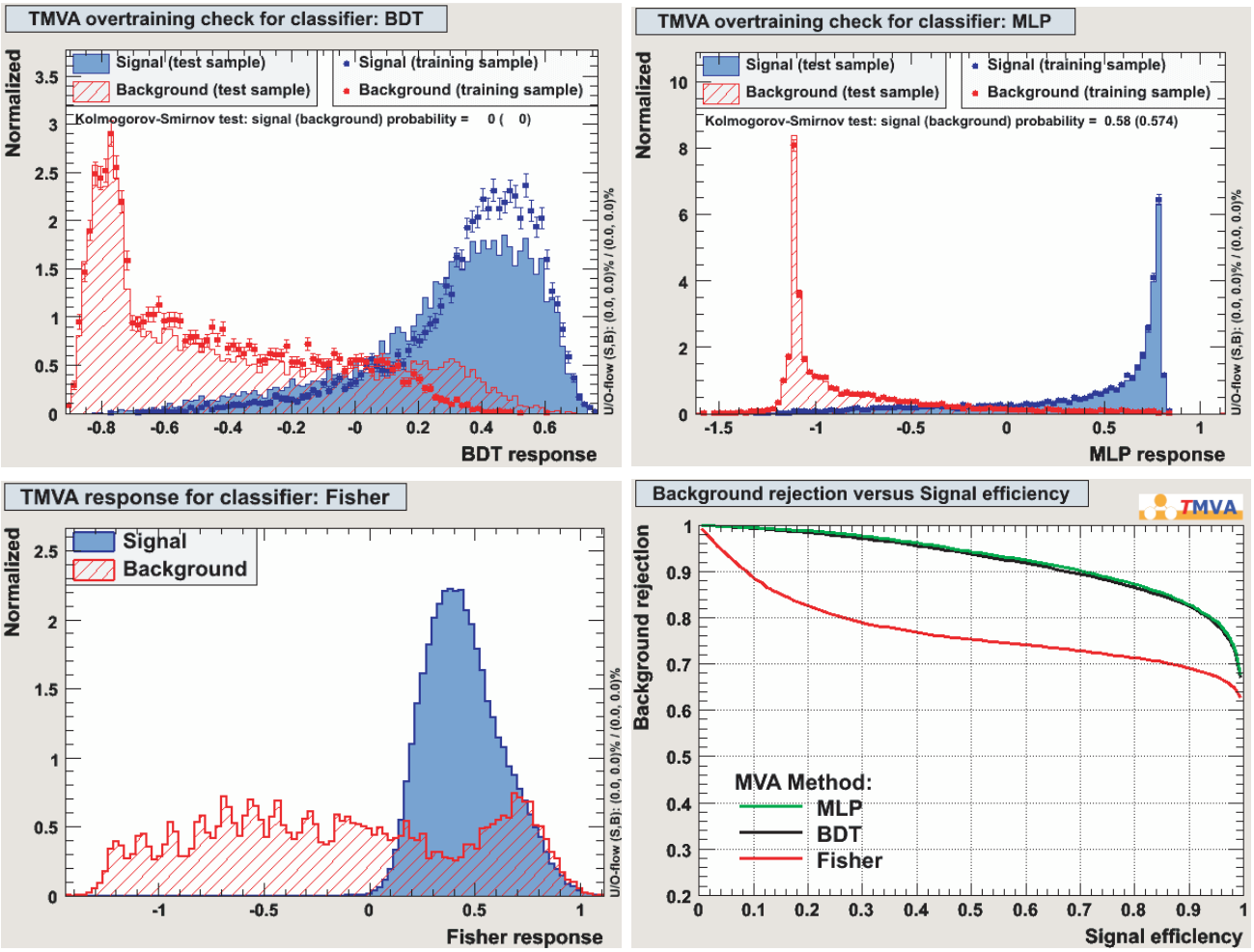


FIGURE 11.8 – Sortie de l'arbre de décision du réseau de neurones et du discriminant de Fisher pour l'entraînement en énergie dans la bande [50-80] GeV. Les points symbolisent la sortie de l'entraînement, le trait correspond à la sortie pour l'échantillon indépendant. En bas à droite, on voit très clairement que l'arbre de décision est complètement surentraîné puisque les distributions ne sont pas compatibles. Pour le réseau de neurones à droite, l'accord est bon.

N est le nombre de variables ;
$\omega_{ij}^{(1)}$ est le coeffient neuronal.

La figure 11.9 représente l'importance des paramètres d'entraînement en fonction de l'énergie ; le nombre de points a été réduit pour plus de lisibilité. On observe deux régimes pour les préférences des variables à basse et haute énergie. Les propriétés de corrélation des paramètres avec l'énergie ont été discutées dans le chapitre 10.2.2 page 159.

La Charge, qui est au premier ordre le paramètre le plus corrélé avec l'énergie, est à basse énergie le plus important. Le Kurtosis semble également prépondérant pour les plus faibles énergies puisqu'il varie fortement pour des gerbes de faible énergie. La Largeur et le Skewness sont les paramètres préférés à partir de 300 GeV alors que leur importance n'est que peu dépendante de l'énergie. La Longueur qui possède une dégénérescence par rapport à l'énergie n'est que faiblement utile. La Distance Nominale, dépendant le plus fortement du paramètre d'impact, prend de l'importance en fonction de l'énergie. En effet, une gerbe de faible énergie possède forcément un pied de gerbe proche, sa détection seule est suffisante pour avoir une idée de sa valeur. Pour les gerbes de plus grande énergie, l'accroissement des possibilités augmente l'intérêt de la connaissance du paramètre d'impact. On constate que pour les gerbes de plus haute énergie, tous les paramètres ont la même importance, ceci est dû au fait que la mesure s'effectue plus proprement.

11.3 Discrimination gamma / hadrons

La méthode habituelle de discrimination (coupure sur Scaled Width) entre photons et hadrons est insuffisante en mono-télescope à basse énergie. Nous proposons ici une méthode alternative basée sur une méthode multivariables. Comme pour la reconstruction en énergie, nous utiliserons des réseaux de neurones qui s'avèrent être la méthode de classification la plus adaptée.

11.3.1 Entraînement

Entraînement / Méthodes	Spectre γ	γ de 50 GeV
Arbre de décision (BDT)	33 %	45 %
Réseau de neurones (MLP)	28 %	44 %
Fisher (linéaire)	18 %	15 %

TABLE 11.1 – Efficacité γ pour un entraînement sur un spectre et à energie fixe de 50 GeV. Pour chaque méthode de réjection, l'efficacité γ est représentée pour un rejet des hadrons de 95 %. Pour les méthodes non linéaires, faire la discrimination des photons possédant un énergie fixe de 50 GeV parmi un spectre de hadrons est plus efficace plutôt qu'à partir d'un spectre de photons. Cela permet d'augmenter la discrimination de 40 % environ. Bien que l'arbre de décision semble être la méthode légèrement plus discriminante, elle sera rejetée pour des raisons de surentraînement.

Comme nous l'avons vu, la différence de topologie des gerbes électromagnétiques et hadroniques induit une différence des paramètres géométriques des gerbes. Nous allons donc utiliser cette propriété dans le but de séparer ces deux populations. Comme précédemment, nous allons utiliser les gerbes de gamma simulées à énergie fixe et les regrouper deux à deux. Plutôt que

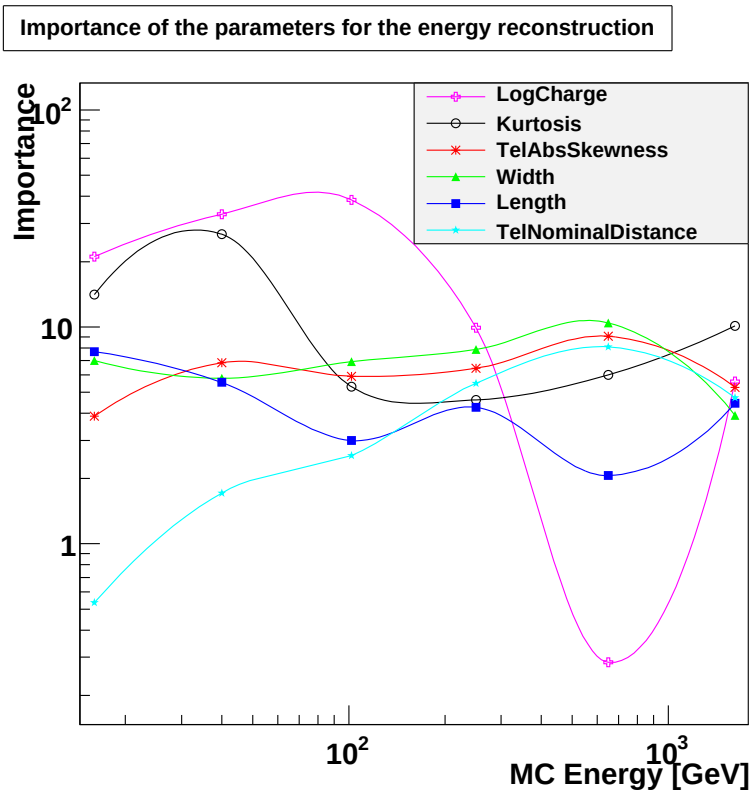


FIGURE 11.9 – Classement des variables au cours de l'entraînement pour la détermination de l'énergie.

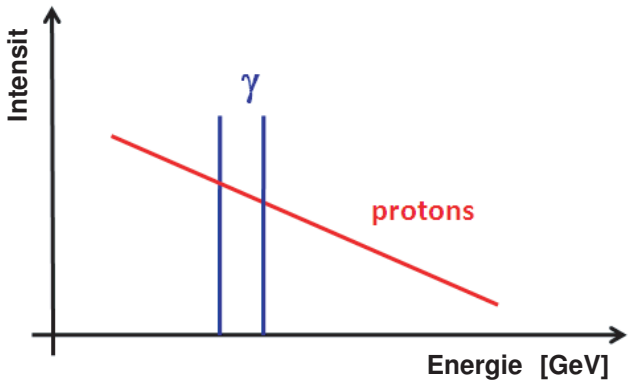


FIGURE 11.10 – Illustration de la stratégie d'entraînement pour la discrimination gamma / hadrons. En bleu sont représentées les gerbes dans la bande en énergie désirée (le signal), en rouge le spectre de hadrons (le bruit).

d'essayer de distinguer chacune des classes d'un bloc, nous allons les diviser en fonction de leur énergie. Nous pouvons alors avoir une discrimination adaptée à chaque bande en énergie et donc plus performante de 40 % environ (voir la table 11.1).

Les gamma en bandes en énergie sont donc utilisés en tant que signal et le spectre de hadrons, d'indice 2.8 pour le bruit de fond, comme illustré figure 11.10. Nous obtenons de la même façon 12 entraînements en énergie pour la discrimination. Les variables utilisées sont les 6 variables de Hillas (longueur, largeur, charge, distance nominale, skewness et kurtosis) ainsi que $\Delta\phi$. La figure 11.11 illustre les distributions des 7 variables pour l'entraînement de discrimination pour la bande [50 ; 80] GeV.

11.3.2 Analyse

L'optimisation de réjection est effectuée pour obtenir un facteur de réjection de 95 % des hadrons. La coupure pour chaque entraînement est ajustée, l'efficacité gamma dépend donc de l'énergie. L'énergie des gerbes est reconstruite pour chaque événement en supposant qu'il s'agisse d'une gerbe électromagnétique. Cette information va nous servir à sélectionner l'entraînement approprié à la discrimination. Les hadrons et les gamma sont traités de manière identique comme ce sera le cas lors d'une analyse sur les données. L'arbre de décision présente à nouveau des problèmes liés au surentraînement, cette méthode est à nouveau exclue ici. La méthode de Fisher, moins efficace dans la discrimination est elle aussi abandonnée dans un but de performance. Pour l'entraînement dans la bande en énergie [50 ; 80] GeV, illustré figure 11.12, le réseau de neurones conserve plus de 70 % du signal en assurant une réjection des hadrons de 95 %. Cette méthode permet donc de séparer efficacement les deux populations et d'être utilisé comme méthode d'analyse.

11.3.3 Comparaison de l'efficacité de la réjection avec les méthodes de coupures

La sélection parmi les gamma et les hadrons s'effectue à l'aide d'un ensemble de réseaux de neurones contrairement à la méthode de Hillas où une coupure est réalisée sur MeanScaledSum. La figure 11.13 présente le diagramme de réjection du fond en fonction de l'efficacité de signal pour H.E.S.S. 2 avec les réseaux de neurones en rouge. La réjection est nettement plus performante qu'avec MeanScaledWidth (en noir) où aucune discrimination n'est réellement possible. A titre de comparaison, l'efficacité de réjection avec MeanScaledSum pour H.E.S.S. 1 avec ses 4 télescopes est représentée en pointillés bleus. La coupure standard, sur MeanScaledSum s'effectue entre [-2 ; 0.9], rejète environ 85 % des hadrons en conservant près de 90 % des photons et correspond à l'intersection de la courbe rouge et de la courbe bleue. La sélection sur les réseaux de neurones à 95 % provient d'un choix de stabilité de réjection du fond combiné à une bonne efficacité γ. Cette méthode de réjection offre alors des performances similaires aux analyses développées dans H.E.S.S. 1, qui bénéficie de la stéréoscopie.

11.3.4 Influence des variables dans l'analyse

Choix des variables

Parmi l'ensemble des variables présentées précédemment, seules 7 variables sont utilisées. Le choix est issu d'une volonté de performance de discrimination avec un nombre réduit de

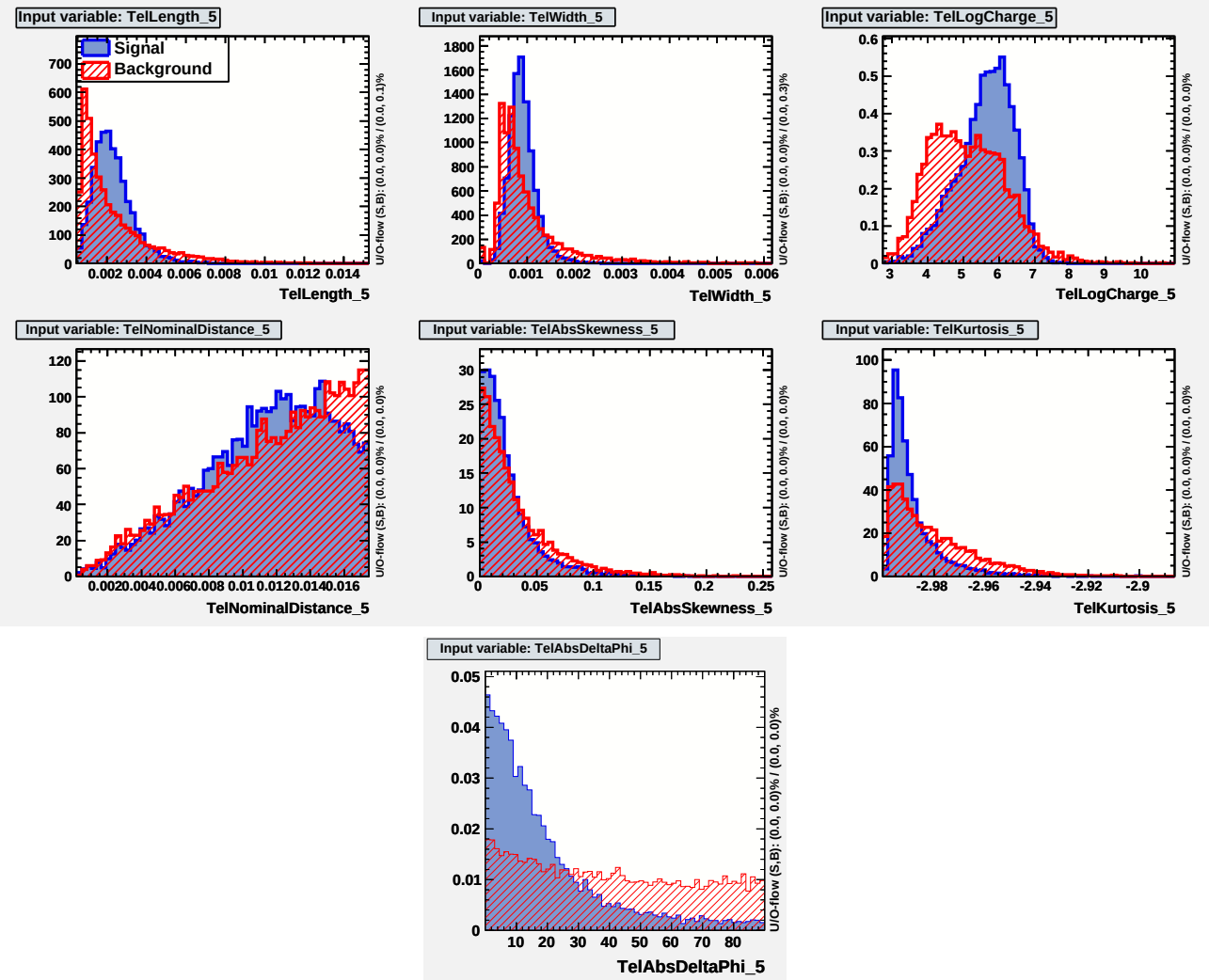


FIGURE 11.11 – Distribution des 7 variables utilisées en entrée des analyses multivariables pour la discrimination photons / hadrons. En bleu sont représentées les variables des gerbes électromagnétiques simulées de 50 et 80 GeV, en rouge les variables des gerbes hadroniques simulées de 30 GeV à 100 TeV.

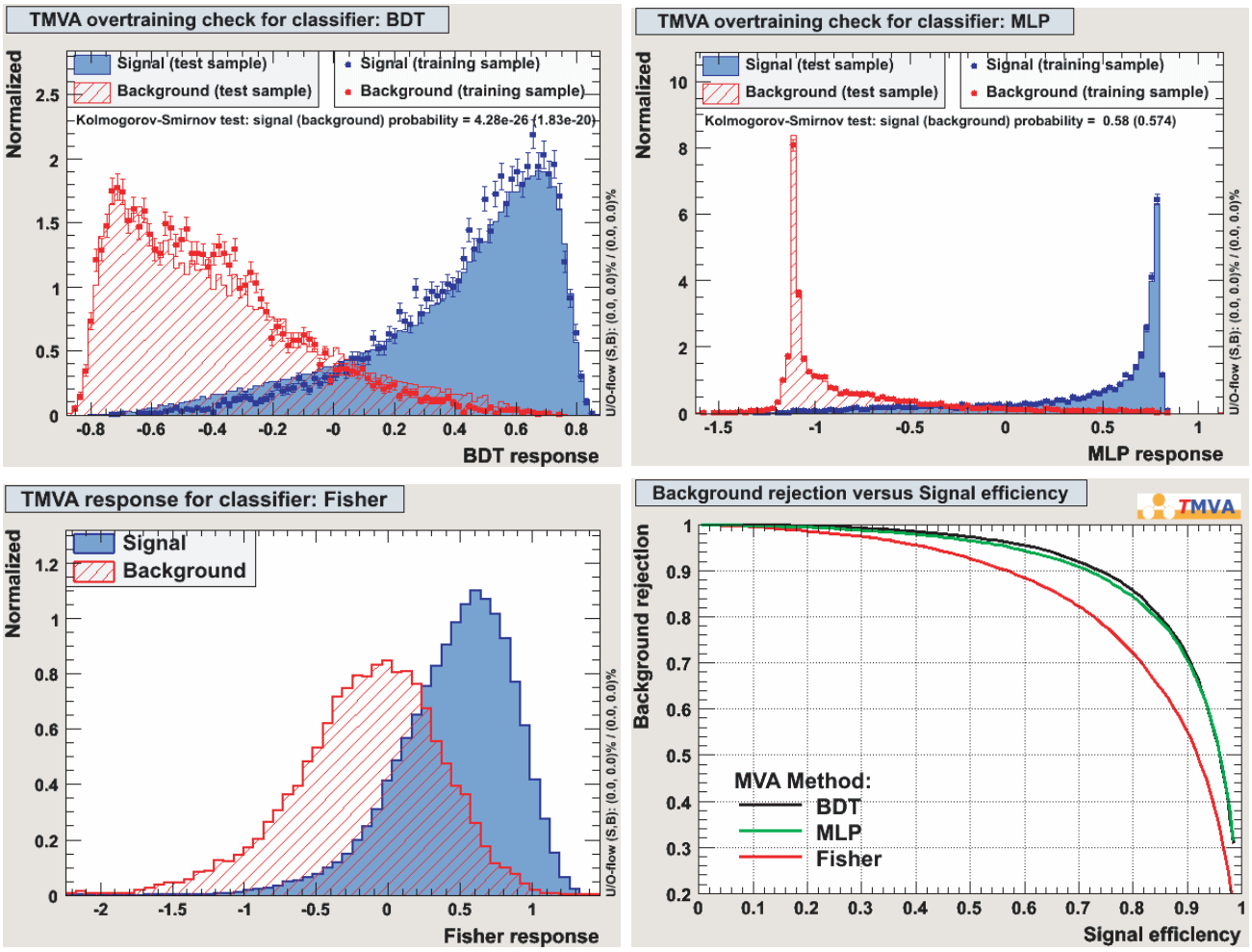


FIGURE 11.12 – Sortie de l'arbre de décision du réseau de neurones et du discriminant de Fisher pour la discrimination gamma / hadrons dans la bande [50 ; 80] GeV. Les points symbolisent la sortie de l'entraînement, le trait correspond à la sortie pour l'échantillon indépendant. On voit que l'arbre de décision est complètement surentraîné puisque les distributions ne sont pas compatibles. Pour le réseau de neurones à droite, l'accord est bon. En bas à droite, on voit que les méthodes non linéaires sont plus discriminantes que la méthode de Fisher.

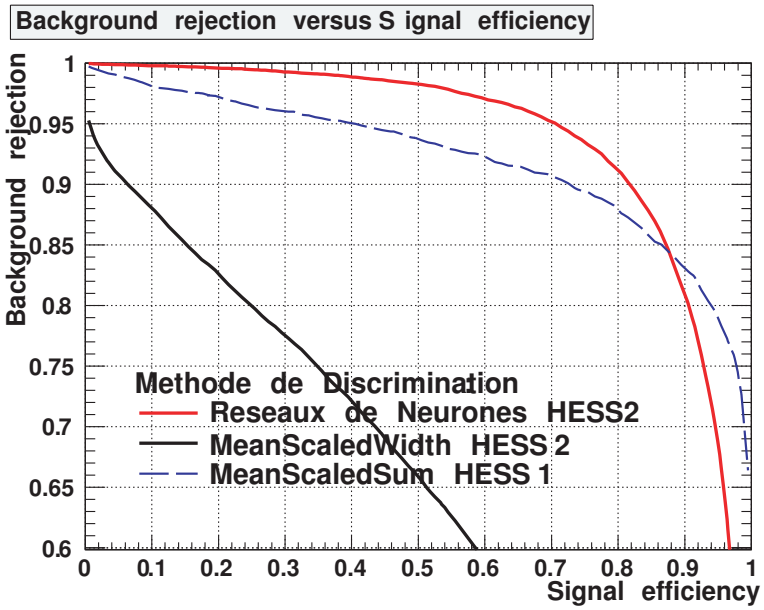


FIGURE 11.13 – Diagramme de réjection du fond en fonction de l'efficacité de signal, pour H.E.S.S. 2 avec les réseaux de neurone en rouge et MeanScaledWidth en noir. L'efficacité de réjection avec MeanScaledSum pour H.E.S.S. 1 est également représentée en pointillés bleus. La méthode de réjection utilisant les réseaux de neurones offre des performances similaires à celles développées dans H.E.S.S. 1 qui bénéficie de la stéréoscopie.

variables. En effet, l'analyse de Fisher principalement et les réseaux de neurones dans une moindre mesure sont sensibles à la totalité des variables données en entrée, y compris dans le cas où celles-ci ont un pouvoir de discrimination quasi-nul. Les performances peuvent alors être moins bonnes. Divers entraînements sur des spectres, gamma et hadrons, ont été réalisés avec différentes "combinaisons" de variables en entrée. Prenons les 6 paramètres de Hillas comme variables d'entrée du réseau de neurones. Dans ce cas l'efficacité γ pour 95 % de réjection du fond est de 28 %. En supprimant la longueur ou la largeur, l'efficacité diminue de 2-3 %, ces variables sont donc importantes. De même, l'ajout de $\Delta\phi$ améliore la réjection de 15 % ! Pour ce qui est des variables skweness et kurtosis, même si leur absence augmente la réjection, celles-ci ont été conservées pour leur utilité à basse énergie mais aussi pour des soucis de surentraînements. Les résultats peuvent être visualisés dans la table 11.2.

Importance des variables dans l'entraînement

L'estimation de l'importance des variables dans les entraînements pour les réseaux de neurones se trouve chapitre 11.2.3 page 176. La figure 11.14 représente l'importance des paramètres d'entraînement en fonction de l'énergie. Les propriétés de discrimination des variables ont été discutées chapitre 10.2.3 page 163. Le paramètre le plus imporant, toutes énergies confondues, est $\Delta\phi$. En effet, ce paramètre se distingue de tous les autres puisqu'il prend en compte la topologie des gerbes hadroniques alors que tous les paramètres des Hillas supposent une gerbe elliptique et estiment la non-compatibilité. La Longueur et la Largeur utilisées habituellement dans l'analyse de Hillas sont logiquement les paramètres suivants par ordre de préférence. La Charge n'est presque pas utilisée à haute énergie puisque le nombre de hadrons présents dans

6 Hillas[1]	uniquement	+ $\Delta\phi$	- Longueur	- Largeur	- Skewness	- Kurtosis
Arbres de décicion (BDT)	33 %	45 %	30 %	28 %	33 %	33 %
Réseau de neurones (MLP)	28 %	39 %	26 %	25 %	32 %	30 %
Fisher	18 %	19 %	17 %	15 %	18 %	21 %

TABLE 11.2 – Effet des variables sur l'efficacité de la discrimination gamma / hadrons sur un spectre.
Pour chaque méthode de réjection, l'efficacité γ est représentée pour une efficacité de réjection des hadrons de 95 Pour les méthodes non linéaires, l'ajout de $\Delta\phi$ augmente l'efficacité de 30 %. Le retrait de la longueur ou de la largeur diminue l'efficacité confirmant que ces variables sont importantes. Bien que l'absence du skweness ou du kurtosis augmente faiblement l'efficacité de réjection, ces variables ont été conservées pour leur utilité à basse énergie. Bien que l'arbre de décision semble être la méthode la plus discriminante, elle sera rejetée pour des raisons de surentraînement.

[1] Longueur, Largeur, Charge, Distance Nominale, Skewness et Kurtosis

les entraînements à haute énergie est faible, ce paramètre est défavorisé au profit de la Longueur et de la Largeur. Le Skewness, leKurtosis et la Distance Nominale ont une importance, indépendante de l'énergie, plus faible.

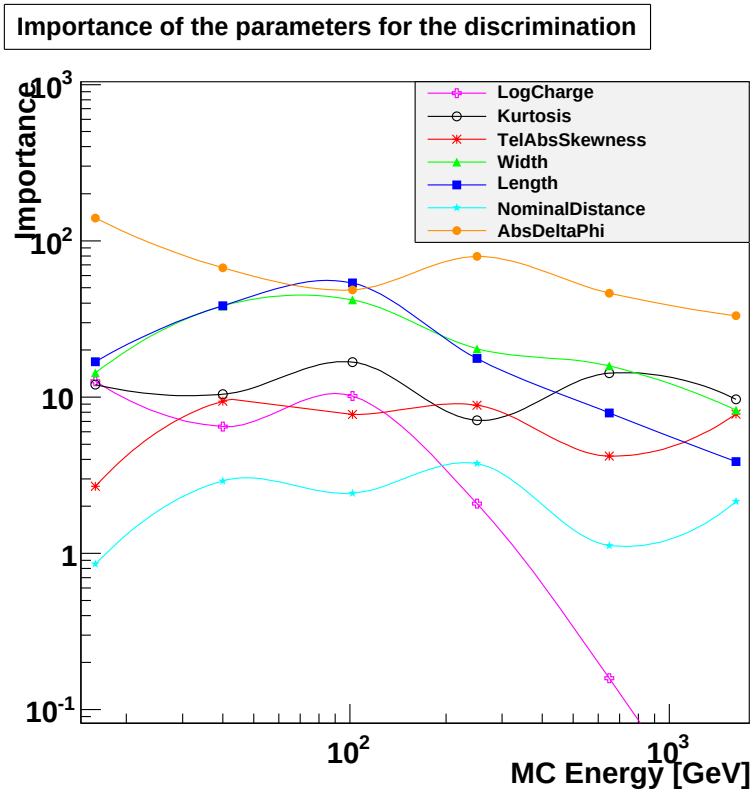


FIGURE 11.14 – Classement des variables au cours de l'entraînement pour la discrimination gamma / hadrons en fonction de l'énergie.

"La différence entre la théorie et la pratique,
c'est qu'en théorie, il n'y a pas de différence
entre la théorie et la pratique,
mais qu'en pratique, il y en a une."

Jan Van De Snepscheut

12

Tests systématiques

Contents

12.1 Données réelles de H.E.S.S. 1 : analyse sur 1 seul télescope 188
12.1.1 Résultats . . . 188
12.1.2 $E^{1tel}_{MLP}/E^{2tel}_{Hillas}$ γ . . . 189
12.1.3 $E^{1tel}_{MLP}/E^{2tel}_{Hillas}$ hadrons . . . 190
12.2 Influence des conditions expérimentales . . . 190
12.2.1 Bruit de fond du ciel . . . 191
12.2.2 Présence de pixels non-opérationnels . . . 191
12.2.3 Efficacité optique . . . 193
12.2.4 Variations des conditions atmosphériques . . . 193
12.2.5 Estimations des systématiques . . . 194
12.3 Autres particules à rejeter . . . 194
12.3.1 Les électrons . . . 194
12.3.2 Les muons . . . 194

La méthode développée pour H.E.S.S. 2 en mono-télescope a été élaborée exclusivement à partir de simulations sans pouvoir être confrontée aux données réelles. Plusieurs tests sont proposés ici pour s'assurer de la fiabilité ainsi que de la performance de l'analyse :

- sur les vraies données : test sur les données de H.E.S.S. 1 ;
- en conditions réelles (bruit de fond de ciel, pixels non-opérationnels et efficacité optique) ;
- sur les autres bruits de fond présents : électrons (positon) et muons .

12.1 Données réelles de H.E.S.S. 1 : analyse sur 1 seul télescope

L'analyse de vraies données pour H.E.S.S. 2 n'est actuellement pas possible ; il a semblé très intéressant de la tester sur les données de H.E.S.S. 1. Seule la reconstruction de l'énergie basée sur des réseaux de neurones est innovante et mérite donc plus d'attention : la méthode est-elle trop sensible aux simulations ? Le découpage en bandes en énergie sera-t-il visible ?

Pour s'affranchir au maximum des effets de sélection et donc de la pollution de hadrons, la source du Crabe (connue comme la source γ la plus brillante) est choisie. Plus précisément, l'analyse se porte sur la prise de données n° 18 870 à un zénith moyen de 47° et une efficacité optique mesurée à 82 %. La source du Crabe est décalée de 0.5° par rapport à l'axe optique des instruments. La réjection du fond est effectuée de la manière standard avec des coupures sur :

- la longueur réduite moyenne (MSL [1]) comprise entre [-2 ; 2] ;
- la largeur réduite moyenne (MSW [2]) comprise entre [-2 ; 0.9] .

Comme décrit précédemment, seules les 6 variables de Hillas sont utilisées mais réparties ici en bandes en énergie de 0.05 en échelle logarithmique. Pour s'affranchir de systématiques supplémentaires, toutes les simulations utilisées ont une efficacité optique de 80 % [3]. Les simulations γ utilisées ont un zénith de 46° et 50° ainsi qu'un décalage de la source dans la caméra variant de 0° à 2.5° (par pas de 0.5°). Pour les hadrons seule la simulation à 46° de zénith est utilisée, il n'y a pas besoin de spécifier le décalage dans la caméra puisque les hadrons sont générés de manière isotrope. Le nombre d'événements ayant déclenché le système n'est pas constant en fonction de l'énergie. Les entraînements n'ont pu être réalisés qu'entre 300 GeV et 2.5 TeV. La limite à basse énergie est due à la redescente de l'acceptance provenant du seuil de détection, celle à haute énergie à la simulation en loi de puissance.

12.1.1 Résultats

Pour comparer la performance de la reconstruction de l'énergie à l'aide des réseaux de neurones, les événements ayant déclenché sur 2 télescopes uniquement sont conservés. En effet, plus le nombre de télescopes qui déclenchent est grand, plus la gerbe est proche et plus la précision sur les paramètres de reconstruction est importante (voir figure 14.1 page 210). Puisque pour H.E.S.S. 2 en mode mono-télescope le paramètre d'impact n'est pas connu, la comparaison aux événements vus uniquement par deux télescopes est plus représentative aux conditions d'obervation pour H.E.S.S. 2. Les analyses Hillas [105] et Model [65] sont comparées. L'analyse Model 3D [149] n'étant pas conçue pour si peu de télescopes, elle n'a pas été utilisée.

1. Mean Scaled Length
2. Mean Scaled Width
3. L'influence de l'efficacité optique sur les entraînements est discutée chapitre 12.2.3 page 193

Les résultats de la reconstruction entre 500 GeV et 2 TeV sont très bons comme illustrés figure 12.1 . Le biais est inférieur à 5 % au dessus de 500 GeV ce qui est comparable aux deux autres analyses représentées. La résolution énergétique, comprise entre 15 % et 25 %, est compétitive. L'analyse Hillas possède une réconstruction plus mauvaise puisqu'à 800 GeV la résolution est mesurée à 50 %. L'analyse Model assure une résolution inférieure à 25 %. Dans la zone centrale de la zone d'entraînement [800 GeV ;1.25 TeV] les effets de bord dus à la nature de la méthode s'estompent et permettent à la reconstruction d'être aussi compétitive que l'analyse Model. La reconstruction a été testée pour tous les décalages possibles dans la caméra (tous les 0.5°) et aucun effet systématique n'est visible contrairement aux autres analyses qui se détériorent au delà de 1.5°.

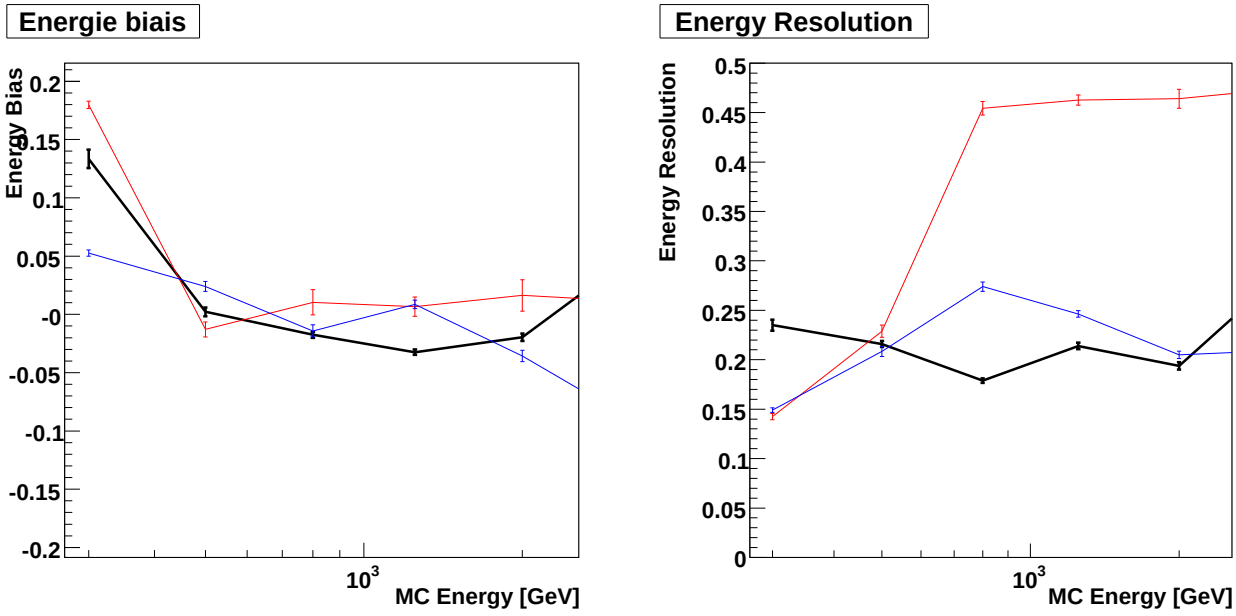


FIGURE 12.1 – Reconstruction de l'énergie pour H.E.S.S. 1 à 1 ou 2 télescopes : à gauche est représenté le biais et à droite la résolution. Les graphiques sont issus de simulations d'une source γ située à 1° du centre de la caméra à 46° d'angle zénithal et d'efficacité optique à 80 %. L'analyse avec les réseaux de neurones utilisant uniquement 1 télescope est représentée en noir. Les analyses Hillas et Model à 2 télescopes sont respectivement en rouge et en bleu.

12.1.2 $E^{1tel}_{MLP}/E^{2tel}_{Hillas}$ γ

La figure 12.2 représente le logarithme de l'énergie reconstruite à l'aide des réseaux de neurones en fonction du logarithme de l'énergie obtenue avec la méthode de Hillas pour les γ. L'accord entre les deux méthodes est très bon en particulier dans la bande [-0.3 ; 0.5] correspondant aux énergies de [500 GeV ;2.5 TeV]. Ces résultats permettent de valider cette nouvelle méthode de reconstruction sur des données réelles et de s'assurer d'aucun effet systématique provenant de la dépendance aux simulations.

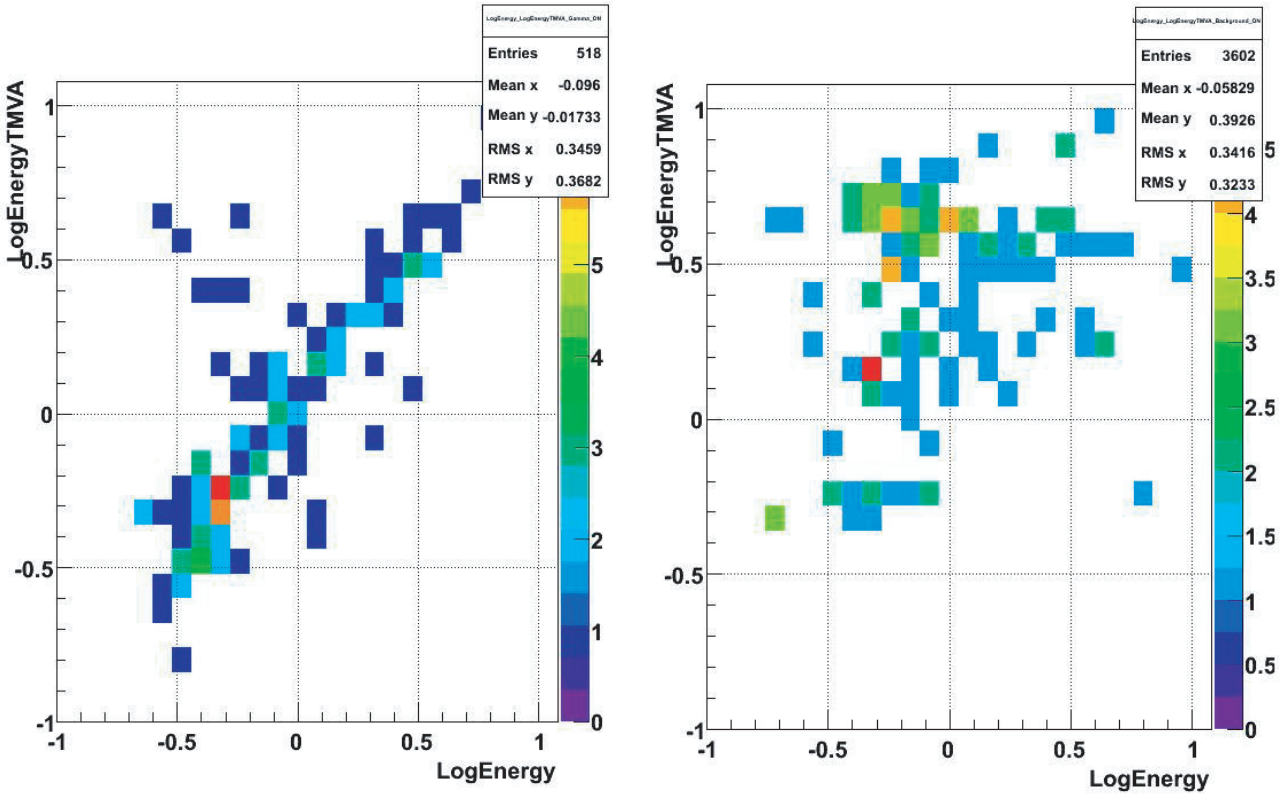


FIGURE 12.2 – Reconstruction de l'énergie des événements du Crabe pour H.E.S.S. 1 à 2 télescopes.
Image de Gauche : Reconstruction des événements gamma. Le logarithme de l'énergie reconstruite par les réseaux de neurones est représenté en fonction du logarithme de l'énergie obtenue avec la méthode de Hillas. Le bon accord entre ces 2 méthodes permet de valider la reconstruction de l'énergie basée sur des réseaux de neurones à l'aide de vraies données.
Image de Droite : Reconstruction des événements hadrons.

12.1.3 $E^{1tel}_{MLP}/E^{2tel}_{Hillas}$ hadrons

Contrairement à l'analyse de Hillas où les hadrons se répartissent en énergie, l'analyse basée sur les réseaux de neurones reconstruit les gerbes hadroniques préférentiellement sur les bords de ses zones d'entraînement. Les hadrons sont issus des simulations et les événements présentés passent les mêmes coupures que définies précedemment. La figure 12.2 à droite illustre le comportement de la reconstruction des hadrons. Un même événement peut donc être assigné de deux énergies différentes, ce qui peut être utilisé comme variable discriminante.

12.2 Influence des conditions expérimentales

La surface effective de collection ainsi que la résolution en énergie utilisée pour la reconstruction spectrale sont estimées à partir de simulations avec des conditions de prise de données optimales. Cela correspond à des caméras parfaites, c'est-à-dire que toutes les voies d'électronique fonctionnent bien, à une efficacité optique nominale et à une atmosphère stable. Comme la probabilité de déclenchement de chaque pixel dans la caméra dépend des conditions expéri-

mentales, c'est-à-dire la reconstruction de l'ensemble des événements, le spectre mesuré de la source sera modifié. Il apparaît alors des imprécisions dans l'estimation des acceptances 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.

12.2.1 Bruit de fond du ciel

Une augmentation du taux de photons du fond de ciel (NSB [4]) peut avoir des effets systématiques sur une analyse. En effet, le nettoyage permet d'éliminer les pixels isolés contenant une faible charge. En revanche, une augmentation d'intensité du fond de ciel peut créer des groupes de pixels contigus contenant des charges plus élevées, qui ne seront plus éliminés par notre procédure de nettoyage. La prise en compte de ces pixels pourrait modifier la reconstruction des gerbes et déstabiliser les réseaux de neurones. La figure 12.3 illustre l'évolution de l'efficacité de la reconstruction en fonction du bruit de ciel, à gauche pour l'analyse pour H.E.S.S. 2 et à droite pour H.E.S.S. 1. La bande bleue illustre le taux de bruit de fond de ciel habituellement rencontré dans les observations. Les entraînements ont été réalisés avec un bruit de fond de ciel de 100 MHz. Pour de faibles bruits de fond de ciel l'efficacité est inchangée. Pour des taux plus importants, l'efficacité est plus grande que pour les analyses Hillas et Model 3D utilisées dans H.E.S.S. 1. L'analyse Model [197] est très peu sensible au bruit de fond de ciel puisque ce paramètre est pris en compte dans le modèle de reconstruction. Les graphiques du bas montrent que le bruit de fond du ciel augmente la valeur moyenne de la reconstruction de l'énergie sans en changer la résolution. Les événements seront donc reconstruits avec une énergie supérieure ce qui aura pour effet d'augmenter le flux de la source. Dans les conditions de fonctionnement de H.E.S.S., la variation est de moins de 2 %.

12.2.2 Présence de pixels non-opérationnels

Lors de chaque acquisition, certains pixels ne peuvent pas être utilisés. Différents problèmes peuvent être rencontrés, en voici une synthèse :

- Mémoire analogique (ARS) instable : pour une raison non identifiée, il arrive que deux fronts distants de quelques nanosecondes parcourent l'ARS. Dans ce cas, la position de la fenêtre de lecture est décalée par rapport à la position d'écriture et une partie des données est perdue : la charge mesurée est inférieure à la charge reçue par le pixel. Les ARS instables sont donc recherchées avec des méthodes spécifiques suivant le type d'acquisition : étalonnage des piedestaux électroniques, étalonnage du gain, prises de données. Les quatre voies lues par cette ARS ne peuvent pas être utilisées, ni pour l'étalonnage, ni pour l'analyse ;
- Pixels éteints par précaution : afin d'éviter un vieillissement prématuré des photomultiplicateurs, leur haute tension est coupée lorsqu'une étoile ou un autre objet brillant (étoile filante) se trouvent dans leur champ de vue. Pour les étoiles, la valeur maximale du taux de comptage est de 1.2 GHz. Lorsque l'étoile sort du champ du photomultiplicateur, sa haute tension est rallumée. Les pixels ne sont alors pas utilisés dans l'analyse dans le laps de temps où les photomultiplicateurs sont éteints ;
- Haute tension instable : Les hautes tensions sont contrôlées à une fréquence d'environ 2 Hz. Les pixels pour lesquels la tension dévie de plus de 1 % de leur valeur nominale sont exclus lors de l'analyse ;

4. Night Sky Background

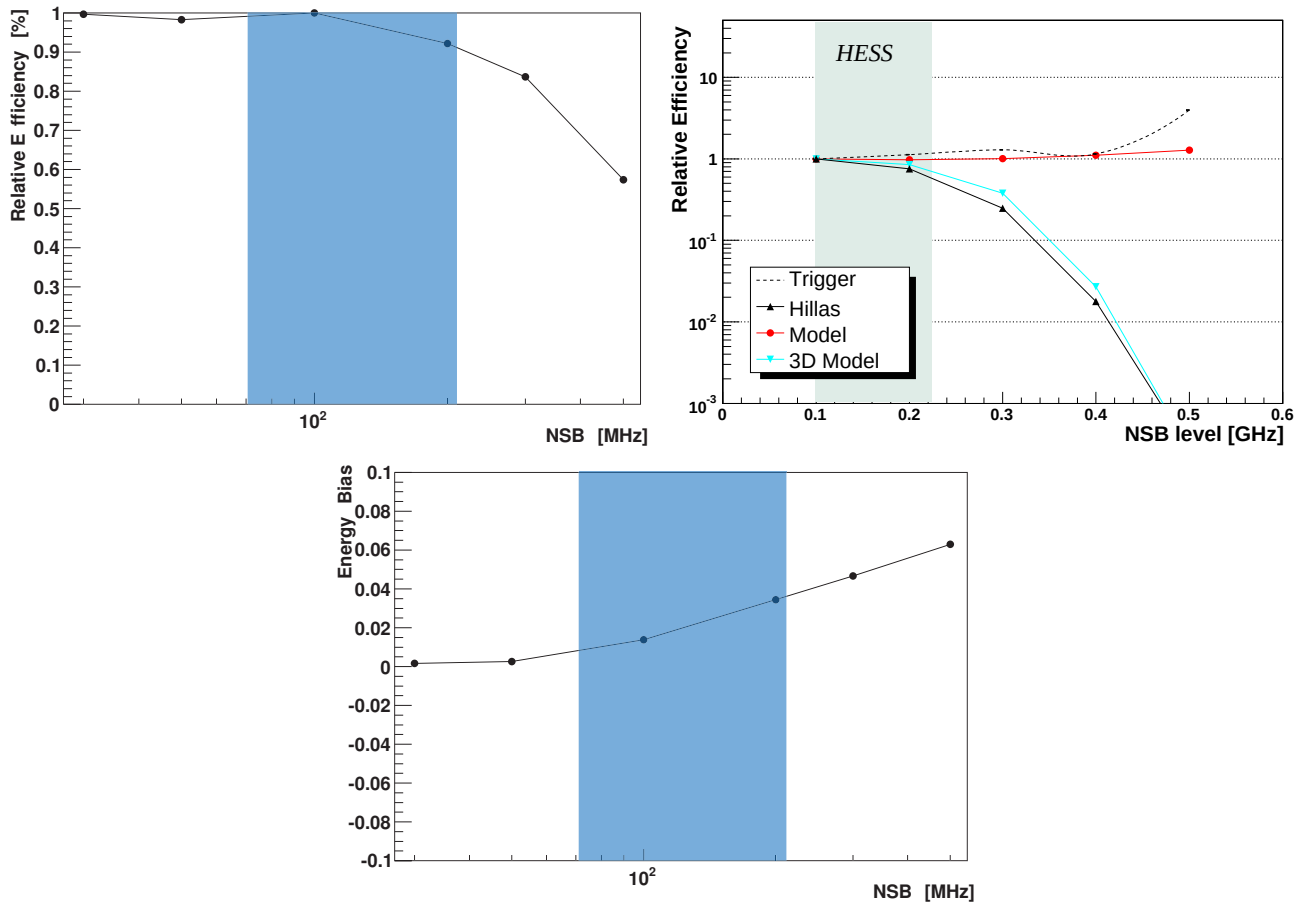


FIGURE 12.3 – La bande bleue correspond aux conditions habituelles de prises de données de H.E.S.S. *Images du haut* : Sensibilité de l'efficacité de reconstruction de H.E.S.S. 2 (à gauche) et H.E.S.S. 1 (à droite) en fonction du taux de bruit de fond de ciel durant l'observation. *Images du bas* : Evolution du biais en énergie pour un spectre d'indice 2.0 avec H.E.S.S. 2.

– Pixels abîmés.

Ces pixels sont alors exclus pour une partie ou bien pour l'intégralité de la prise de données. Evidemment absents de l'analyse, leur exclusion peut engendrer des images incomplètes qui diminueraient la qualité de la reconstruction. Pour cela, des simulations [5] ont été utilisées pour étudier la stabilité de la reconstruction. La réponse du détecteur a été modifiée en ajoutant 5, 10, 15 et 20 % de pixels non-opérationnels, distribués aléatoirement sur l'ensemble de la caméra et regroupés par 4 ; les simulations ne reproduisent pas totalement la réalité dans laquelle les voies peuvent être regroupées en tiroirs ou ARS défectueux. La figure 12.4 de gauche représente la variation de l'efficacité en fonction du taux de pixels non-opérationnels, l'efficacité est stable à moins de 5 %. La figure de droite montre l'évolution de la reconstruction en énergie, la reconstruction est très stable et ne souffre d'aucune dépendance pour ce pourcentage de pixels éteints.

5. Les caractéristiques sont les mêmes que pour les entraînements : source au zénith au centre de la caméra avec une efficacité optique nominale et un indice spectral de 2.

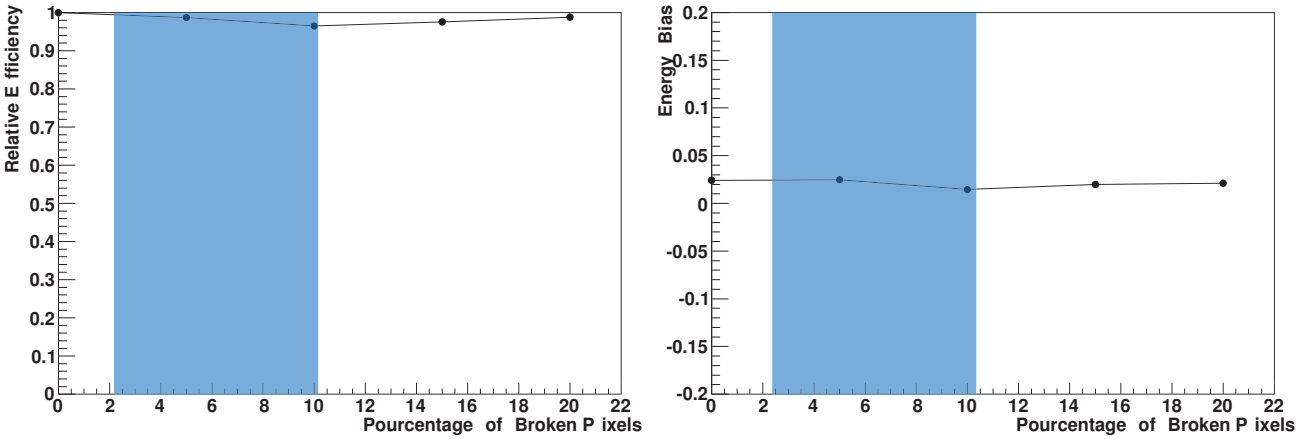


FIGURE 12.4 – Sensibilité de la reconstruction en fonction de la proportion de pixels non-opérationnels dans la caméra. La bande bleue correspond aux conditions habituelles de prises de données de H.E.S.S.
Figure du haut : Evolution de l'efficacité de sélection en fonction du taux de pixels non-opérationnels. La reconstuction est stable à moins de5 % pour moins de 20 % de pixels non-opérationnels.
Figure du bas : Evolution du biais (*à gauche*) et de la résolution (*à droite*) en énergie en fonction du taux de pixels non-opérationnels dans la caméra. La reconstruction de l'analyse est très stable et ne dépend pas des pixels non-opérationnels.

12.2.3 Efficacité optique

Les variations de réponse optique de l'instrument peuvent également être sources d'erreurs dans la reconstruction. Elles sont dues principalement à la poussière présente sur le site qui diminue la réflectivité de cônes de Winston et accélère le veillissement du dépôt d'aluminium des miroirs. La réponse du détecteur est mesurée à partir de l'efficacité de collection de lumière calculée à l'aide des images de muons. Cet effet est corrigé dans toutes les analyses afin de prendre en compte le biais sur les directions reconstruites (modification de l'orientation des images) et sur l'énergie (diminution de l'intensité globale de l'image). Au niveau de la recontruction des spectres, la diminution d'intensité des images augmente le seuil en énergie et diminue le taux de déclenchement du système. Avec une efficacité optique de 90 %, l'acceptance diminue de 4 % sans modifier les performances de la reconstruction de l'énergie.

12.2.4 Variations des conditions atmosphériques

L'analyse spectrale s'appuie sur des simulations utilisant les caractéristiques d'une atmosphère "standard". Des mesures en ballon ont été effectuées au commencement de l'expérience mais ne sont pas actualisées lors de chaque prise de données. Les densités de diffuseurs et d'absorbeurs présents dans l'atmosphère 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, la sélection est exposée dans la section 6.5 page 86. Les erreurs systématiques sur le flux reconstruit, liées aux conditions météorologiques, sont estimées à 15 % [12]. A priori, l'effet de l'atmosphère est global et ne devrait pas distordre de façon importante la forme du spectre reconstruit. L'estima-

tion précise de ces erreurs nécessite une étude systématique, utilisant les données des mesures météorologiques, qui dépasse le cadre de cette thèse.

12.2.5 Estimations des systématiques

La tableau 12.1 résume les erreurs systématiques présentées et leur effets sur la reconstruction pour H.E.S.S. 2. Au total, en supposant que les différences entre les simulations et les données soient maximales, les écarts sont faibles sur l'indice spectrale et de 34 % en flux. L'utilisation avec les quatre autres télescopes permettra de mieux comprendre les systématiques. Dans le cas général de H.E.S.S. 1, l'incertitude utilisée sur le flux est de 20 %, et de ± 0.1 sur l'indice, on voit qu'elle devrait être du même ordre pour H.E.S.S. 2.

Incertitudes	Flux	Index
Pixels non-opérationnels	±5%	< 1 %
Bruit de fond de ciel	±10%	< 1 %
Efficacité optique	±4%	< 1 %
Conditions atmosphériques	±15%	faible

TABLE 12.1 – Systématiques de l'expérience H.E.S.S. 2 et effets sur la reconstruction [12].

12.3 Autres particules à rejeter

12.3.1 Les électrons

Les γ forment des gerbes électromagnétiques à leur entrée dans l'atmosphère. La nature des processus physiques en jeu permet de les différencier des gerbes hadroniques bien plus abondantes. Cependant, les photons ne sont pas les seules particules à former des gerbes électromagnétiques, c'est également le cas pour les électrons (et les positons). Les électrons interagissent un peu plus tôt dans l'atmosphère (une demi-longueur de radiation avant), les gerbes sont donc difficilement séparables de celles des photons. Dans le cas de H.E.S.S. 2 en mode mono-télescope, ils représentent donc un bruit de fond irréductible. De plus, comme le spectre en énergie des électrons a un indice de -3.3, leur contribution à basse énergie sera relativement plus importante qu'à hautes énergies.

Un spectre d'électrons diffus a été analysé pour H.E.S.S. 2 : 24 % des électrons passant les précoupures subsistent après analyse. En ajoutant la coupure en θ^2=0.05°^{2}, pour une source ponctuelle, 36 % de ces événements sont conservés. Parmi l'ensemble des électrons déclenchant sur le système, moins de 9 % vont contribuer en tant que γ dans la région ON.

12.3.2 Les muons

Les muons sont produits dans les gerbes hadroniques. Du fait de leur grand temps de vie et de leur vitesse relativiste, ils atteignent le sol et sont détectés individuellement dans la caméra.

Un muon émet un cône de lumière Cherenkov vers l'avant, cône dont l'ouverture est donnée par l'angle Cherenkov. Lorsque la trajectoire du muon rencontre le miroir, l'image est alors un anneau complet. Lorsqu'il tombe à côté, seule une fraction de la lumière est récoltée, à l'intersection du cône d'émission et du miroir : l'image est un arc de cercle. Deux exemples sont

représentés figure 12.5. Plus le muon tombe loin, plus l'image est courte et peut éventuellement ressembler à l'image d'un γ de basse énergie.

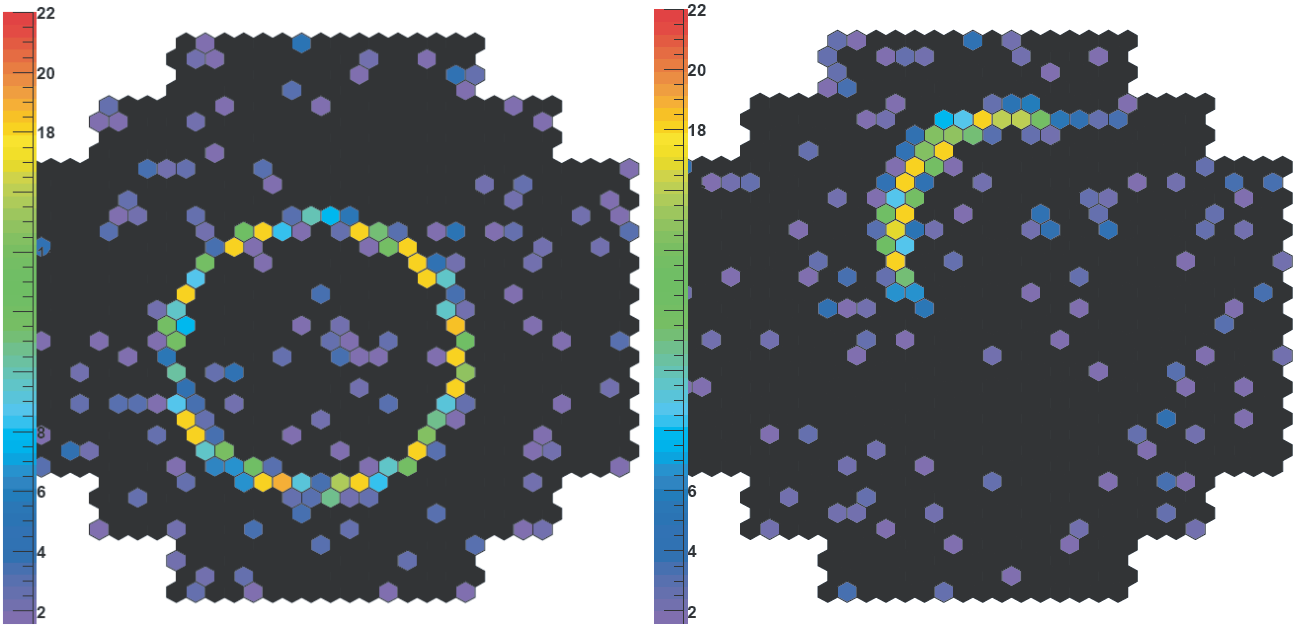


FIGURE 12.5 – Exemples d'images de muons observés dans les données de H.E.S.S. [197].

Comme les anneaux de muons proviennent d'une seule particule secondaire, demander la stéréoscopie sur plusieurs télescopes permet de s'affranchir de ce bruit de fond.

Un spectre de muons diffus simulé a été analysé pour H.E.S.S. 2 : 16 % des muons passant les précoupures subsistent après analyse. La coupure en θ^2 pour une source ponctuelle conserve 30 % de ces événements restants. Parmi l'ensemble des muons déclenchant le système, moins de 5 % vont contribuer en tant que γ dans la région ON.

"Il avait toujours été convaincu qu'en réfléchissant suffisamment,
on pouvait venir à bout de tous les problèmes.
Le vent, par exemple. Ce phénomène l'avait toujours intrigué,
jusqu'à ce qu'il comprenne que le déplacement de l'air
était provoqué par l'agitation des arbres."

Terry Pratchett, Le grand livre des gnomes.

13 Performances

Contents

13.1 Performances 198
13.1.1 Reconstruction de l'énergie 198
13.1.2 Résolution angulaire 198
13.1.3 Surface effective de collection 202
13.1.4 Reconstruction spectrale 202
13.1.5 Estimation de la sensibilité 202
13.2 Entraînements en conditions " réelles " 204
13.2.1 Stratégie d'entraînement pour la reconstruction de l'énergie 204
13.2.1.1 Prise en compte de la variation du zénith 204
13.2.1.2 Prise en compte de la variation de la position de la source dans la caméra 206
13.2.1.3 Diminution du seuil 206
13.2.1.4 Amélioration de la résolution 206
13.2.2 Stratégie d'entraînement pour la discrimination 206
13.2.2.1 Lots d'entraînement 206
13.2.2.2 Sensibilité des entraînements à la pollution des gerbes électromagnétiques dans les OFF 207
13.2.2.3 Elargissement de la surface effective de collection 208
13.3 Conclusions 208

13.1 Performances

Afin de reconstruire correctement les spectres en énergie et de contraindre la morphologie des sources, il est nécessaire de connaître la surface efficace de collection des gamma, les résolutions énergétique et angulaire de l'appareil après analyse. Ces grandeurs dépendent de l'énergie des gamma, de leur position dans le champ de vue et de l'angle zénithal ainsi que des critères de sélection. Toutes les simulations nécessaires à l'étude de ces paramètres n'étant pas disponibles, les performances de l'analyse sont estimées à partir de simulations sur un spectre de photons générés en E^{-2} au zénith pointant sur une source ponctuelle au centre de la caméra. Les sélections correspondent à 95 % de réjection des hadrons.

Comme la configuration du télescope dans les simulations n'est pas parfaitement conforme à la configuration finale, les travaux ont été réalisés avec les simulations disponibles. Les caractéristiques simulées de H.E.S.S. 2 sont similaires à celles de H.E.S.S. 1 or nous savons déjà que les modifications apportées (aux photomultiplicateurs, à l'électronique de lecture, ...) fourniront un instrument de meilleure qualité. Les performances présentées ici sous-estiment donc les performances réelles que nous pouvons attendre.

13.1.1 Reconstruction de l'énergie

Pour estimer la qualité de la reconstruction en énergie, on peut estimer la probabilité de reconstruire un événement à une énergie E lorsque que son énergie vraie est $E_{MC} = E_{true}$. La figure 13.1 montre la distribution en $\ln\left(\frac{E}{E_{MC}}\right)$ [1] pour différentes valeurs de E_{MC}. En première approximation et malgré de légères asymétries et queues de distribution, on peut ajuster l'ensemble de ces distributions par une gaussienne dont la valeur moyenne fournit le biais de reconstruction et la largeur donne la résolution. La nouvelle méthode de mesure de l'énergie semble être linéaire comme représentée sur la figure 13.2 en haut. La différence entre l'énergie simulée et reconstruite (appelée biais) est plate de 30 à 1 TeV et inférieure à 5 %. Pour rappel, les méthodes précédentes possédaient des biais supérieurs à 40 % ! Grâce à la linéarité, la résolution peut maintenant être estimée : elle décroît de 40 % à 15 % pour des énergies comprises entre 30 et 1 TeV comme le montre la figure 13.2 du bas.

13.1.2 Résolution angulaire

La fonction de résolution angulaire (Point Spread Function ou PSF) est la distribution de l'angle θ définie comme la différence entre la position reconstruite et la position réelle de la source. La résolution angulaire est l'écart type de la loi suivie par la distribution de probabilité de reconstruction d'un événement à une distance angulaire θ de la direction réelle de l'origine du gamma. La projection sur un axe des positions reconstruites autour de la position réelle donne une distribution centrée sur 0 mais non gaussienne. On choisit alors de définir la résolution angulaire par R68 : rayon angulaire dans lequel se trouvent 68 % des événements. La figure 13.3 montre l'évolution angulaire en fonction de l'énergie. La résolution angulaire est une fonction décroissante avec l'énergie, elle varie de 0,25° à 30 GeV pour atteindre 0,15° à 300 GeV en mono-télescope avec H.E.S.S. 2. Elle est comparée à celle de *H.E.S.S.* 1 où quelques rares événements passent les sélections dans les simulations à très basse énergie. La dégradation de la résolution angulaire au dessus de 300 GeV provient de la coupure sur la distance nominale

1. $d\left(\ln\left(\frac{E}{E_{MC}}\right)\right) = \frac{dE}{E}$

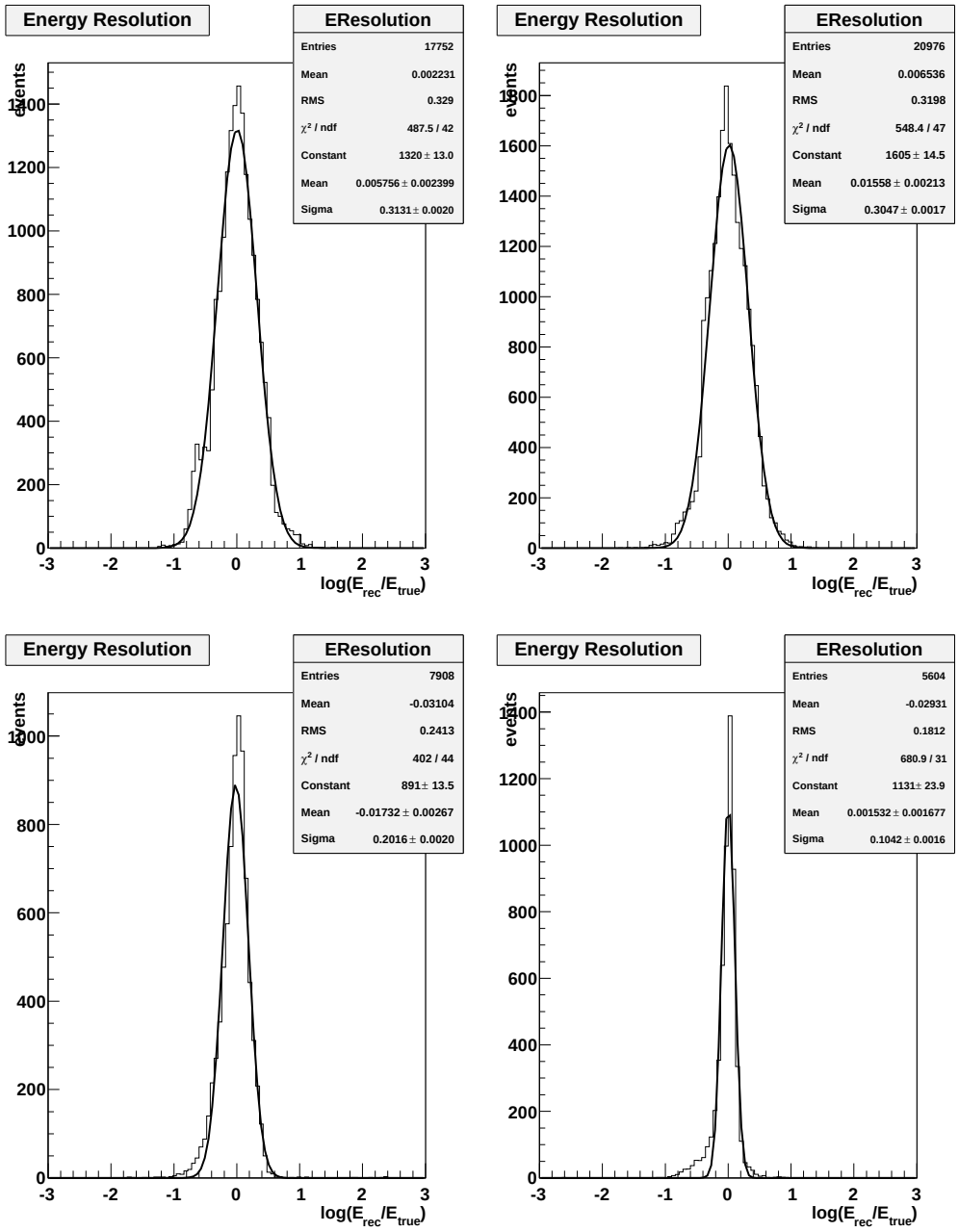


FIGURE 13.1 – Distributions en $\ln\left(\frac{E}{E_{MC}}\right)$ pour des gerbes de gamma simulées sur l'axe au zénith pour plusieurs énergies : 30 GeV (en haut à gauche), 50 GeV (en haut à droite), 300 GeV (en bas à gauche), 1250 GeV (en bas à droite). Les barres d'erreurs réprésentées sont statistiques.

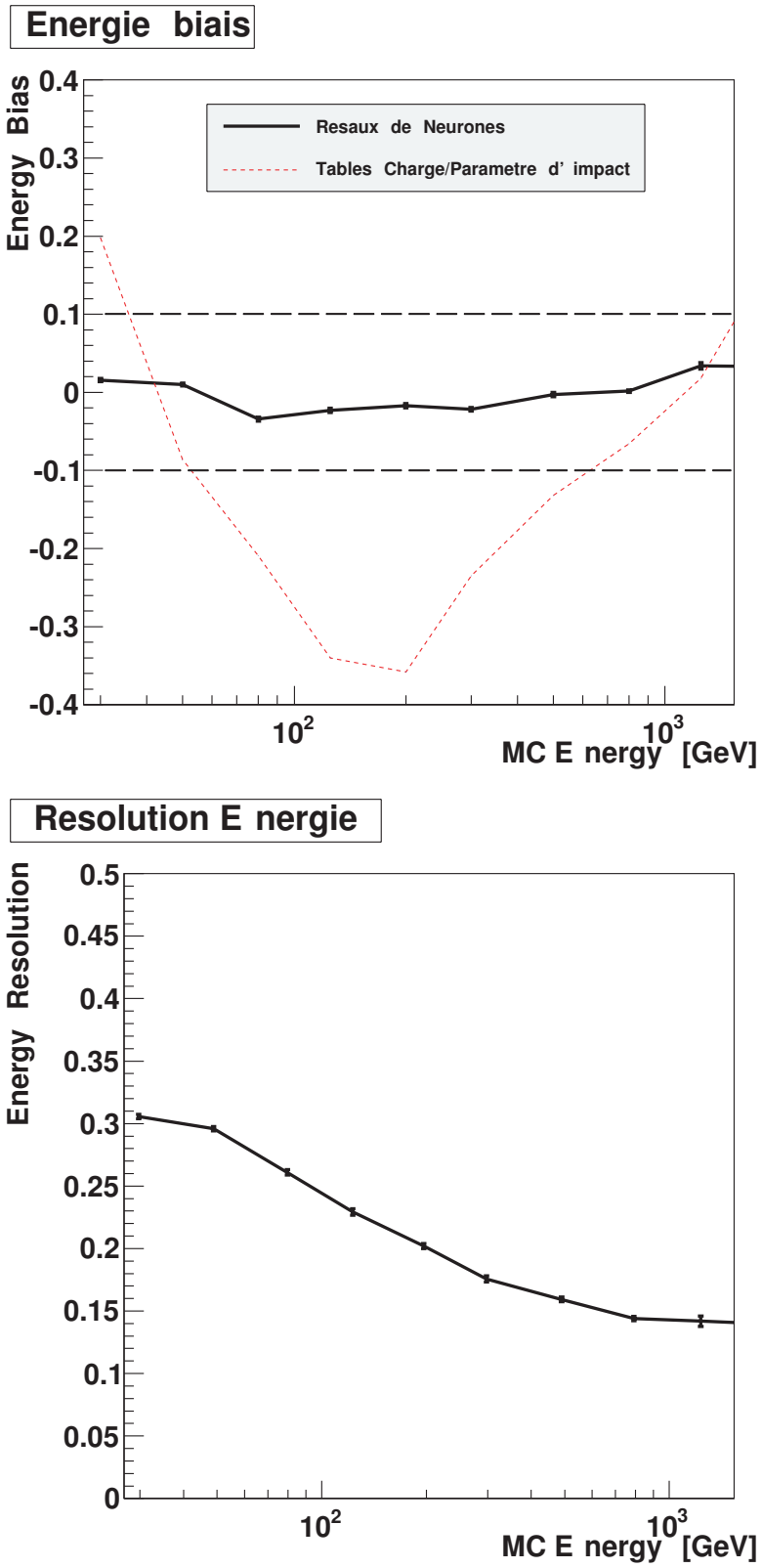


FIGURE 13.2 – Biais (*figure du haut*) et résolution (*figure du bas*) en fonction de l'énergie vraie pour une reconstruction en mono-télescope. Les incertitudes réprésentées sont statistiques.

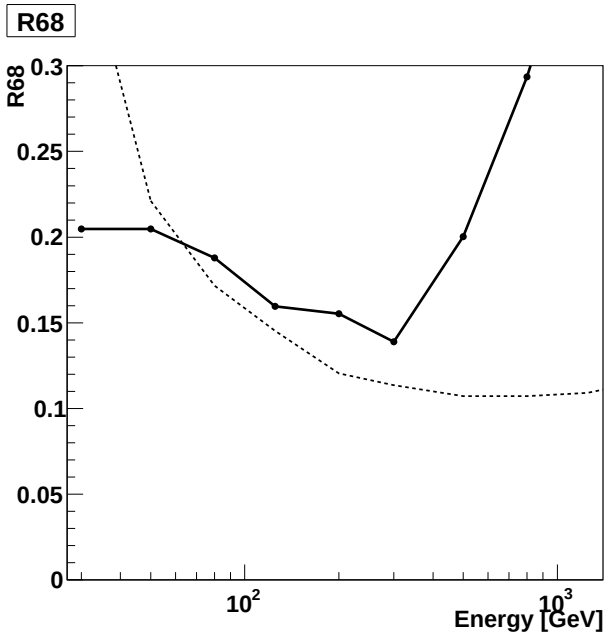


FIGURE 13.3 – Résolution angulaire pour H.E.S.S. 2 (mono-télescope), en trait plein, et H.E.S.S. 1 par la méthode de Hillas (stéréoscopie), en pointillés. Les résultats de H.E.S.S 1 proviennent des rares événements passant les sélections dans les simulations à très basse énergie.

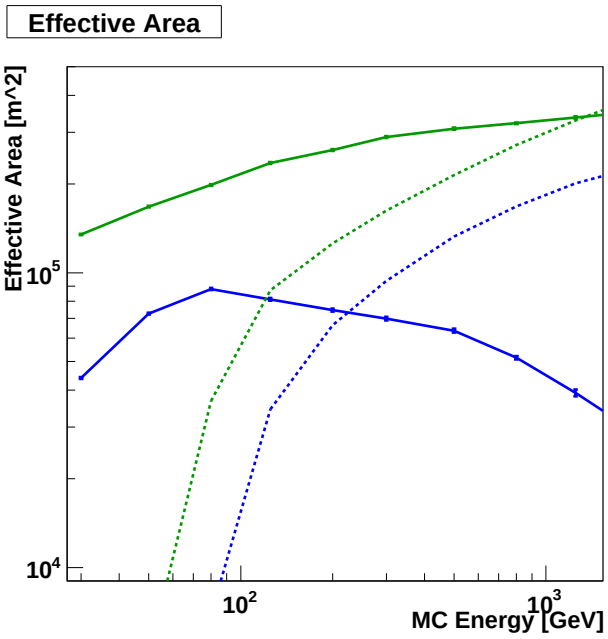


FIGURE 13.4 – Surface de détection au niveau du système de déclenchement (en vert) et de l'analyse (en bleu). H.E.S.S. 2 (mono-télescope) est en trait plein, H.E.S.S. 1 (stéréoscopie) en pointillés. Les barres d'erreurs réprésentées sont statistiques.

à 1.0°, comme présenté section 10.2.1 page 159. La résolution angulaire de H.E.S.S. 1 à basse énergie se dégrade, les quelques images présentes sont de petites tailles, l'incertitude sur la direction est donc importante.

13.1.3 Surface effective de collection

La surface effective de collection (aussi appelée acceptance) est la surface moyenne sur laquelle les gerbes gamma vont déclencher le système (surface de déclenchement) et passer les sélections de l'analyse (efficacité de sélection). L'efficacité de sélection étant dépendante des coupures appliquées, ce sera également le cas pour la surface de détection. La surface effective de collection S_{eff} est calculée en effectuant le rapport entre le nombre d'événements gamma détectés $N^{\gamma}_{\text{acceptés}}$ (et acceptés après sélection) par le flux incident de gamma généré $N^{\gamma}_{\text{generés}}$:

$$S_{eff} = \frac{N^{\gamma}_{acceptés}}{N^{\gamma}_{generés}} . S_{généré} \tag{13.1}$$

La figure 13.4 représente la surface effective pour H.E.S.S. 1 et H.E.S.S. 2. Après sélection, elle varie pour H.E.S.S. 2 de 40 000 m^2 à 30 GeV jusqu'a 90 000 m^2 à 80 GeV abaissant alors le seuil en énergie à 30 GeV environ. Le seuil de l'expérience H.E.S.S. est alors abaissé de près d'un ordre de grandeur par rapport à H.E.S.S. 1.

13.1.4 Reconstruction spectrale

Dans le but de valider la méthode de reconstruction de l'énergie, nous avons également cherché à reconstruire le spectre Monte Carlo généré. La méthode utilisée est la même que celle développée pour l'analyse standard H.E.S.S. présentée dans la section 7.6 page 113. La table de reconstruction spectrale pour cette analyse est celle présentée dans la figure 7.15 page 115. La reconstruction est adaptée à une source ponctuelle avec une coupure en θ^2 à 0.05°^{2} (soit θ = 0.22°) ; un spectre généré entre [30 ; 300] GeV avec un indice spectral de -2.0 est reconstruit à 2.012 ± 0.014, voir figure 13.5.

13.1.5 Estimation de la sensibilité

La sensibilité des télescopes Cherenkov est définie comme le flux γ qu'une source ponctuelle pourrait émettre dans la gamme en énergie étudiée (ou au dessus d'une certaine énergie dans le cas des flux intégrés) pour permettre une détection de 5 σ en 50 heures. Pour un faible nombre de γ, la significativité σ est définie par :

$$\sigma = \frac{N_{\gamma}}{\sqrt{N_{\gamma} + N_{OFF}}} \tag{13.2}$$

où N_{γ} et N_{OFF} sont le nombre de photons et d'événements du fond subsistant à la fin de l'analyse, c'est-à-dire ayant passé les sélections décrites précédemment.

Pour effectuer l'estimation de la sensibilité, la connaissance de l'abondance du fond est un facteur important puisque la sensibilité de l'analyse dépend fortement de sa réjection. Dans cette analyse, le fond sera uniquement composé de hadrons. Le nombre de hadrons est calculé à l'aide des simulations qui permettent d'estimer la distribution en énergie de cette pollution [2].

2. L'utilisation des simulations permet d'estimer l'acceptance de l'analyse aux hadrons de manière correcte ainsi que de leur énergie reconstruite.

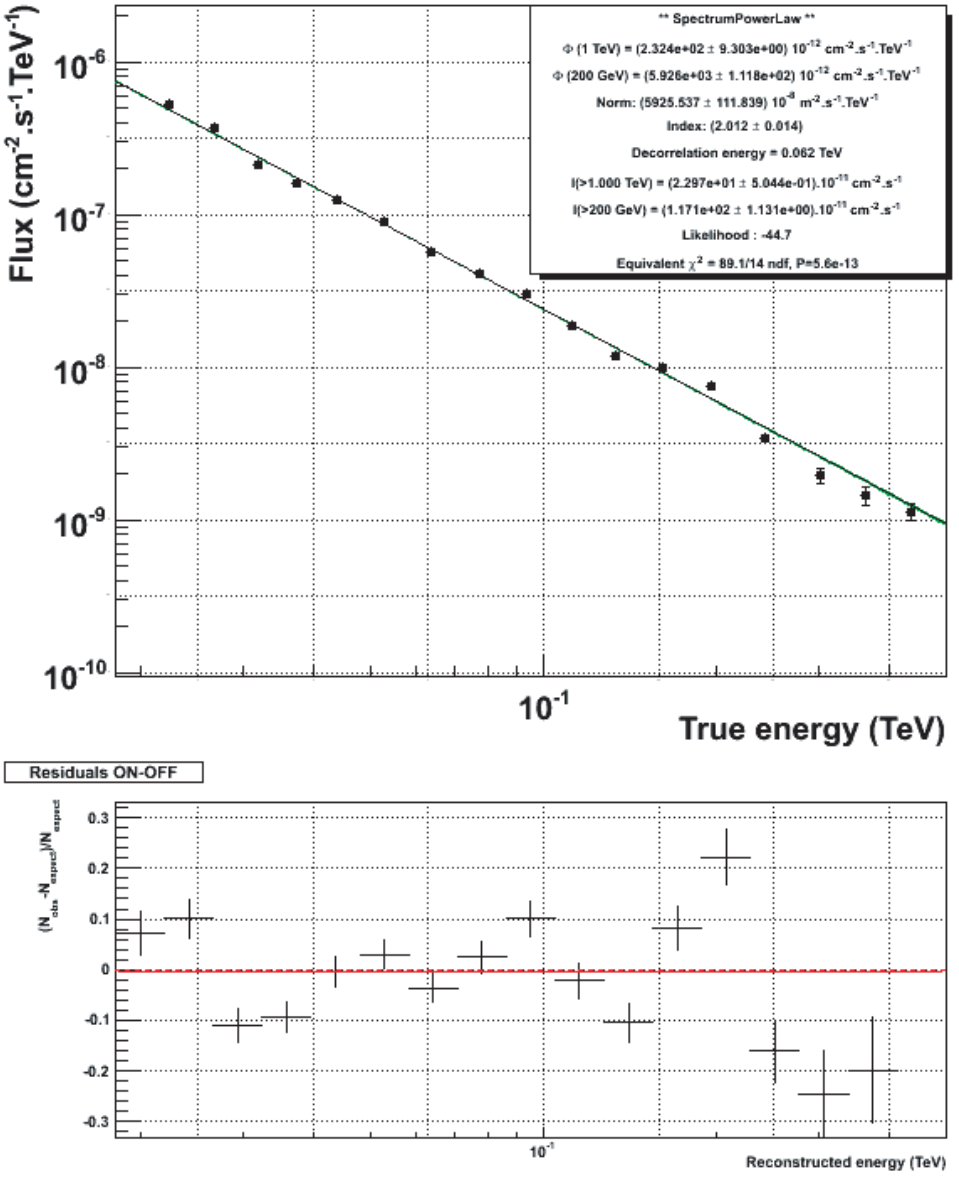


FIGURE 13.5 – Un spectre simulé avec un indice spectral de -2.0 dans la gamme d'énergie [30 ; 300] GeV avec une coupure en θ^2 à $0.05^{\circ 2}$ (soit $\theta = 0.22^{\circ}$) est reconstruit avec un indice de 2.012 ± 0.014.

Pour commencer, il faut calculer le facteur de normalisation pour avoir la correspondance avec le temps d'observation des simulations de hadrons lié aux nombres de gerbes générées.

$$N_{hadrons\ attendus} = \int_{30GeV}^{100TeV} \Phi_{hadrons}.dE.dt.d\Omega.dS \tag{13.3}$$

où :
- dE représente l'intégration sur l'énergie ;
- dt sur le temps de l'acquisition ;
- dΩ sur l'angle solide de génération ;
- dS sur la surface effective de détection ;

$$\Phi_{hadrons} = 17100\ E^{-2.78}\ m^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}.GeV^{-1} \tag{13.4}$$

est le flux de hadrons arrivant sur Terre, mesuré par AMS [17].

80.10^6 gerbes de hadrons ont été générées selon un spectre avec un indice spectral de -2.8 dans un intervalle en énergie variant de 30 GeV à 100 TeV avec un angle solide de 5° d'ouverture, couvrant une surface au sol de 800 m de rayon.

Le rapport $N_{\text{hadrons simules}}$ par $N_{\text{hadrons attendus}}$ fournit alors le facteur de normalisation temporel à appliquer aux simulations.

Après analyse (et renormalisation) des hadrons simulés, la distribution en énergie reconstruite du fond est maintenant connue. Le nombre minimal de γ pour une détection à 5 σ peut alors être estimé par inversion de l'équation 13.2.

Le flux γ limite intégré se calcule :

$$\Phi_{5\sigma} = \frac{N_{\gamma,\ 5\sigma}}{Acceptance.dt} \tag{13.5}$$

La sensibilité de l'analyse H.E.S.S. 2 mono-télescope au zénith (voir figure 13.6) est très bonne en dessous de 300 GeV. Il est maintenant possible d'atteindre des sensibilités de l'ordre de quelques pourcents du Crabe en 50 heures.

Nous pouvons également prévoir le temps d'observation requis pour détecter à 5 σ une source ponctuelle (voir figure 13.7). Les performances de H.E.S.S. 2 sont présentées pour un flux intégré à partir de 35 GeV. Les performances de H.E.S.S. 1 sont présentées pour un flux intégré à partir de 400 GeV.

13.2 Entraînements en conditions " réelles "

Le nombre et la quantité des gerbes simulées actuellement n'étant pas suffisants pour effectuer l'analyse dans les meilleures conditions, nous proposons de décrire la méthode à utiliser et d'en estimer les gains encore possibles. Les préconisations décrites ci-dessous ont été réalisées pour H.E.S.S. 1 dans le chapitre précédent.

13.2.1 Stratégie d'entraînement pour la reconstruction de l'énergie

13.2.1.1 Prise en compte de la variation du zénith

Afin de permettre une analyse fiable quelle que soit la position de la source dans le ciel, il est nécessaire d'effectuer les entraînements à différents zéniths. En effet, comme les réseaux de

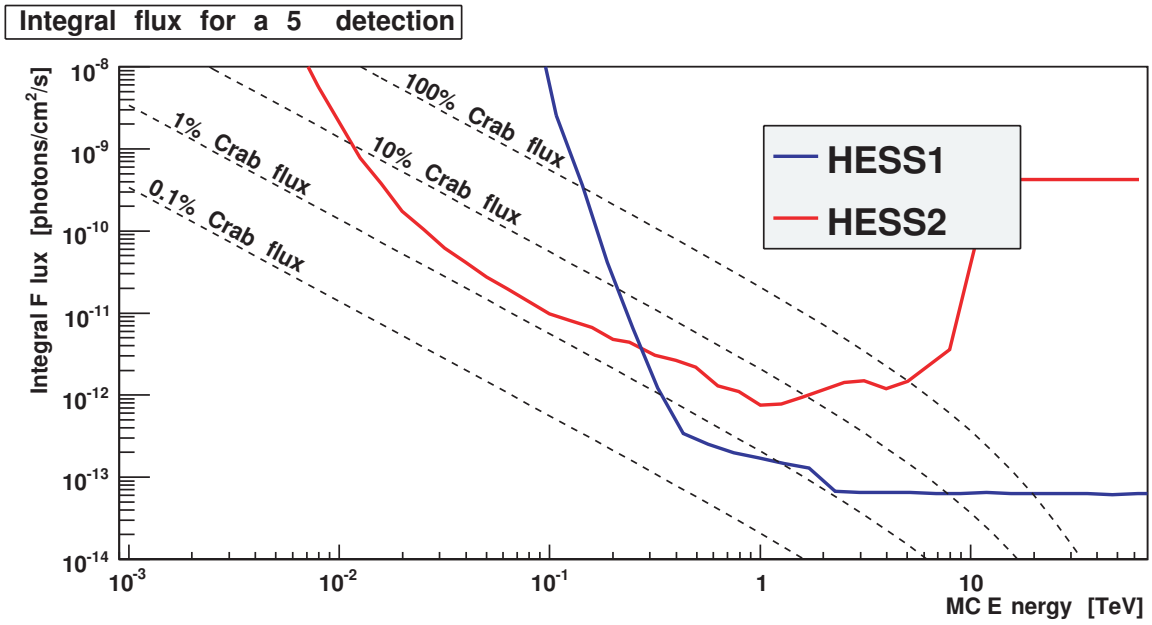


FIGURE 13.6 – Sensibilité de l'analyse H.E.S.S. 2 (mono-télescope) au zénith en rouge et H.E.S.S. 1 (stéréoscopie) à 20° d'angle zénithal en bleu pour 50 heures d'observation. Les lignes en pointillés représentent les pourcentages de flux du Crabe à titre d'indication.

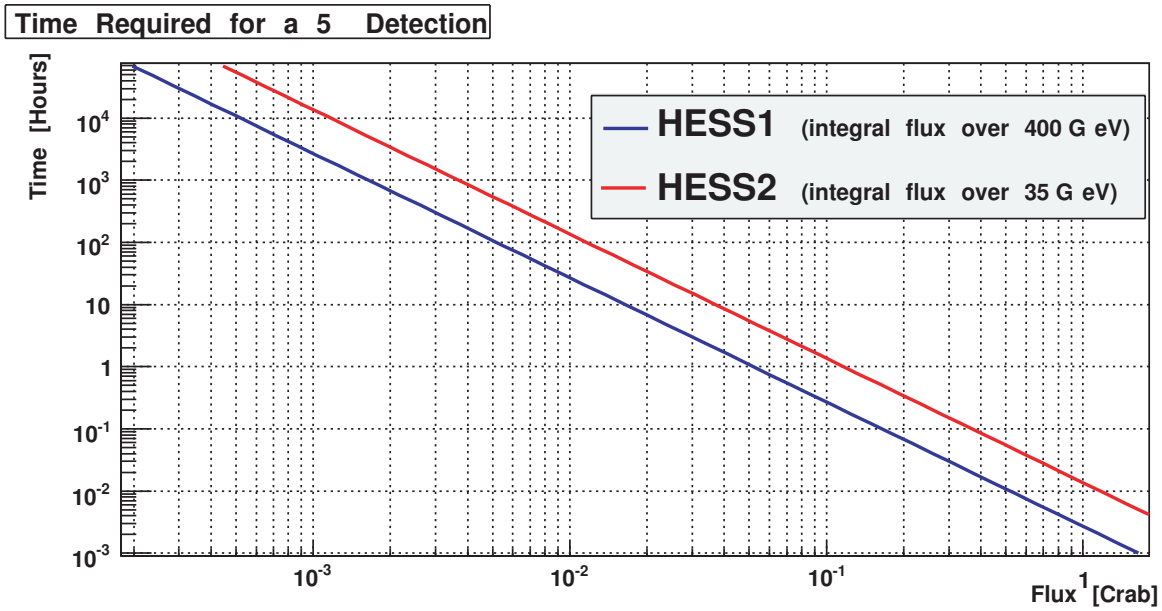


FIGURE 13.7 – Temps d'observation requis pour détecter une source γ pontuelle avec un excès de 5 σ au dessus du fond pour H.E.S.S. 2 (mono-télescope) en rouge et H.E.S.S. 1 (stéréoscopie) en bleu pour un spectre similaire à celui du Crabe.

neurones ne sont efficaces que dans les " zones " où ils ont été entraînés, il est dangereux de ne pas tenir compte de toutes les conditions d'utilisation future au moment de l'entraînement. Habituellement les simulations sont écartées de $\cos(\theta) = 0.05$[3]. Ainsi, les entraînements devront être faits en mélangeant les simulations pour deux zénith consécutifs.

13.2.1.2 Prise en compte de la variation de la position de la source dans la caméra

Pour prendre en compte toutes les positions d'une source dans la caméra[4], il est également nécessaire de préparer les réseaux de neurones. Pour cela, les entraînements doivent être faits en considérant les décalages de source de 0° à 1.5° par pas de 0.5°. La caméra de H.E.S.S. 2 aura un champ total de 3.5°. Dans le cas de H.E.S.S. 1, les entraînements ont été réalisés jusqu'à 2.5° puisque la caméra fait 5° de diamètre.

13.2.1.3 Diminution du seuil

Par la méthode même de reconstruction comme illustrée figure 11.7, le seuil en énergie de la reconstruction dépend de la position des premiers points utilisés pour l'ajustement. La diminution de la surface de collection à très basse énergie demande un nombre important de gerbes simulées pour qu'elles soient vues par le télescope. Les améliorations techniques de H.E.S.S. 2 devraient permettre une augmentation de cette surface en particulier à la limite basse du déclenchement. L'augmentation en nombre suffisant de gerbes sélectionnées après déclenchement (due à l'augmentation de la surface de collection ou à leur plus grande génération) à très basse énergie permettra d'être utilisée dans les réseaux de neurones. Cet ajout conduira à une diminution du seuil de reconstruction de l'énergie à 20 GeV environ, contre 30 GeV actuellement.

13.2.1.4 Amélioration de la résolution

Les simulations utilisées dans l'ajustement réalisé pour la détermination de l'énergie ont un pas de 0.2 en échelle logarithmique. En diminuant cet écart et en augmentant le nombre de points, un gain sur la précision de l'ajustement est attendu et conduira à une meilleure résolution en énergie.

13.2.2 Stratégie d'entraînement pour la discrimination

13.2.2.1 Lots d'entraînement

Comme pour l'analyse décrite pour H.E.S.S. 2 en mono-télescope, en conditions réelles les bandes d'entraînements pour la discrimination hadrons / gamma devront être les mêmes que celles utilisées pour la reconstruction en énergie (fonction du zénith, de l'efficacité optique et de l'énergie). Il est habituellement déconseillé d'utiliser des hadrons simulés dans le but d'analyser des données observationnelles puisque les gerbes hadroniques sont bien plus diverses et complexes à simuler que les gerbes de photons. La faible probabilité de déclencher le système rend les simulations hadroniques gourmandes en temps de calcul. Dans les faits, il n'est pas nécessaire de recourir à des simulations massives de hadrons dans le cas où des données OFF sont disponibles. Ainsi, seuls de véritables[5] hadrons sont présents dans le champ de vue (à

3. $\theta = 0, 18, 26, 32, 37, 41, 46, 50, ...$

4. Source étendue ; source ponctuelle au centre de la caméra ou décalée ; pour l'étude en mode wobble ; pour une position connue ou non.

5. Dans le sens de non simulés.

l'exception des γ, des électrons et positons du fond diffus), nous nous affranchissons alors des imprécisions provenant des simulations. Les régions OFF seront choisies de telle sorte que les conditions d'observation et l'acceptance aux gamma soient les plus similaires possibles à celles de la région ON.

13.2.2.2 Sensibilité des entraînements à la pollution des gerbes électromagnétiques dans les OFF

Dans le cas où il semble souhaitable d'utiliser des données réelles de fond, même si l'on utilise des données où aucune source n'est attendue, il n'est pas possible de s'asssurer de l'absence de gerbes électromagnétiques, à cause de l'existence du fond γ extra-galactique ainsi que des électrons. Cette faible fraction de gamma contenue dans le lot d'entraînement ne doit pas en décourager l'utilisation. Pour estimer les conditions d'utilisation, plusieurs tests ont été effectués en faisant varier la contamination de photons dans le lot de hadrons simulés. Les entraînements ont été réalisés en utilisant les 7 variables utilisées pour la réjection :

- Longueur ;
- Largeur ;
- Charge ;
- Distance Nominale ;
- Skewness ;
- Kurtosis ;
- $\Delta\phi$.

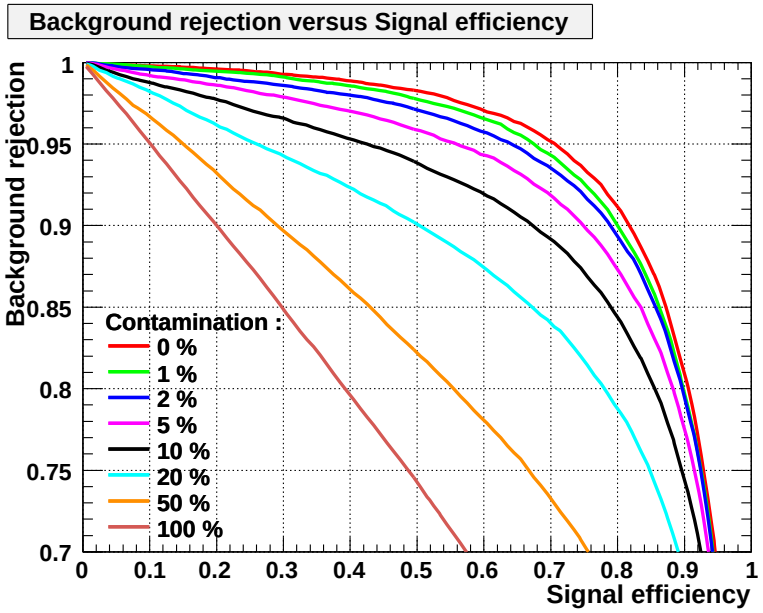


FIGURE 13.8 – Efficacité de réjection des hadrons en fonction de l'efficacité gamma pour différentes contaminations. Les photons ont une énergie comprise entre 50 et 80 GeV.

La figure 13.8 représente l'efficacité de réjection de hadrons en fonction de l'efficacité gamma pour des photons dont l'énergie est comprise entre 50 et 80 GeV ; chaque courbe représente une contamination différente. La contamination est définie comme le pourcentage de photons présents dans le lot à rejeter correspondant à la pollution des données OFF que l'on sera

succeptible d'utiliser. Le signal est toujours pur (contenant uniquement des gerbes γ provenant de simulation). Les réseaux de neurones sont suffisamment stables pour accepter un pourcentage de 5 % de signal dans le fond à rejeter sans avoir une baisse trop importante de ses performances. Cette baisse de performance ne consistera pas en une systématique provenant de l'analyse puisque l'efficacité de réjection est connue dès la phase d'entraînement, il s'agit juste d'une baisse de l'efficacité de réjection. Pour les observations en dehors du plan galactique, les hadrons constituent près de 99 % des rayons cosmiques, les électrons environ 1 % et les γ du fond diffus extragalactique sont estimés à $1^0/_{00}$ aux alentours de la centaine de GeV.

13.2.2.3 Elargissement de la surface effective de collection

Pour une bande en énergie donnée, le choix de l'entraînement adapté à la discrimination hadrons / gamma est réalisé en fonction de l'énergie reconstruite pour l'événement. Pour les photons, des simulations γ sont utilisées en fonction de l'énergie générée. Ceci a pour effet de rejeter les photons reconstruits avec une mauvaise énergie et donc d'améliorer la qualité de la reconstruction finale. Quant aux hadrons, ils ont été utilisés pour l'entraînement sans tenir compte de leur énergie vraie ou reconstruite. Leur nombre dans les simulations étant trop limité, tout le spectre a été utilisé pour déterminer le fond à rejeter. Avec un nombre suffisant de hadrons, les lots d'entraînements pourront alors être triés en amont en fonction de leur énergie reconstruite. Ainsi, seul le fond semblable [6] sera réellement rejeté parmi les photons recherchés. Un gain dans la discrimination est encore possible ici.

13.3 Conclusions

La nouvelle méthode d'analyse présentée pour la reconstruction des événements en utilisant uniquement le télescope de H.E.S.S. 2 est applicable aux données. Elle utilise un ensemble de réseaux de neurones pour mesurer l'énergie ainsi que pour séparer les γ des hadrons.

La reconstruction en énergie présente un biais inférieur à 5 % de 30 GeV à 1 TeV avec une résolution variant de 40 % à 15 %. La stabilité de la mesure est vérifiée par des tests sur les données de H.E.S.S. 1 en direction du Crabe. Les performances sont très bonnes puisque la reconstrucion par les réseaux de neurones en utilisant un seul télescope est compétitive avec les résultats des analyses standard utilisant l'information provenant de deux télescopes.

Une nouvelle variable $\Delta\phi$ est introduite, elle tient compte de la topologie des gerbes hadroniques pour améliorer la discrimination ; elle augmente l'efficacité γ de près de 40%. Après analyse, la sensibilité de H.E.S.S. 2 en dessous de 100 GeV est de quelques pourcent du flux du Crabe. L'ensemble de la méthode d'analyse est testé sur différentes configurations simulant les conditions réelles de prise de données. Sa stabilité liée aux conditions expériementales permet son utilisation.

La bonne reconsturction des gerbes sur une large gamme en énergie, de 30 GeV jusqu'à 1 TeV, permettra si nécessaire une calibration de l'instrument sur les gerbes vues par les télescopes de H.E.S.S. 1.

6. C'est à dire ayant la même énergie reconstruite

"Ce n'est pas le cerveau qui génère la pensée,
mais c'est bien la pensée qui génère le cerveau."

Alain Prochiantz, Le Monde de l'éducation.

14

Une méthode complémentaire pour mesurer l'énergie dans H.E.S.S. 1 avec 4 télescopes

Contents

14.1 Définition des variables **210**
14.2 Performances **211**
14.3 $E^{4tel}_{MLP}/E^{4tel}_{Hillas}$ γ **211**

Dans la cas où l'on se restreint à l'information disponible sur un seul télescope, l'étude précédente a montré que la nouvelle méthode de reconstruction de l'énergie fait partie des méthodes les plus performantes, bien que les autres utilisent deux télescopes. En augmentant le nombre de télescopes déclenchés, le nombre d'images est multiplié et notre connaissance de la gerbe observée est alors bien meilleure. Pour cela, la gerbe doit se développer plus près du carré formé par l'ensemble des télescopes (comme illustré figure 14.1), le nombre d'événements concernés est donc plus faible. Pour cette configuration d'événements, il semble incohérent de se restreindre uniquement aux informations collectées par un seul télescope, un nouveau jeu de variables est donc proposé dans le but de reproduire la méthode de détermination de l'énergie basée sur des réseaux de neurones. Les simulations et données utilisées sont exactement les mêmes que celles décrites au chapitre 12.1 (page 188) traitant de l'analyse des données pour H.E.S.S. 1 à 1 télescope. La gamme en énergie a été étendue à la bande [300 GeV ;5 TeV]. Les entraînements sont d'ailleurs effectués dans les mêmes conditions (groupement de configuration), seules changent les variables utilisées.

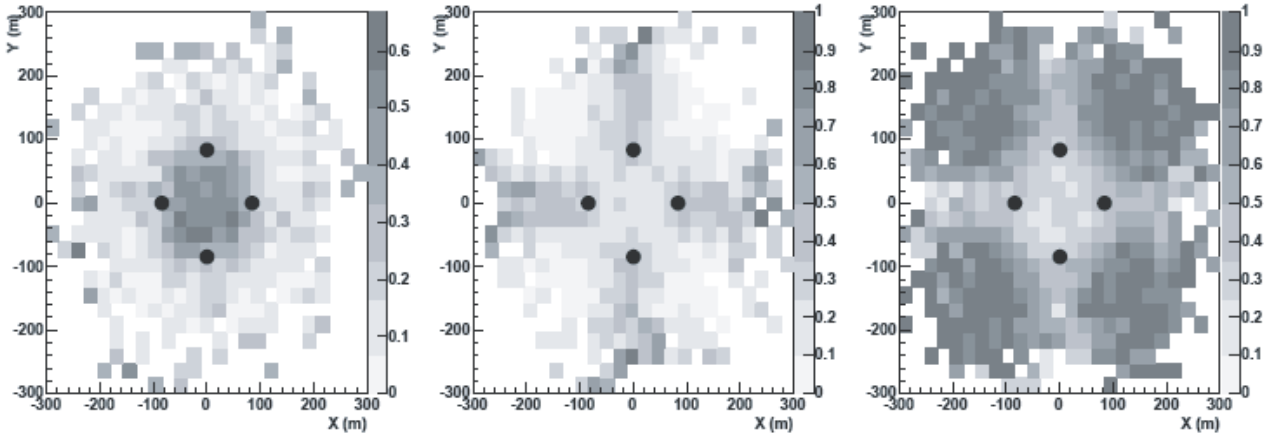


FIGURE 14.1 – Fraction des gerbes verticales de γ déclenchant n_T télescopes en fonction de la position du paramètre d'impact (de coordonnées X et Y) au sol. De gauche à droite : $n_T = 4$, $n_T = 3$, $n_T = 2$. Cette figure a été obtenue en utilisant une simulation de loi de puissance d'indice 2.4. Les points noirs indiquent la position des télescopes de H.E.S.S.. Cette figure est issue de [148].

14.1 Définition des variables

Parmi l'ensemble des informations que l'on peut extraire des images des gerbes, seules celles ayant un impact direct sur l'énergie sont conservées :

- La charge moyenne [1] ;
- La longueur moyenne [2] ;
- La largeur moyenne [3] ;
- Le nombre de photons Cherenkov prédit par le Model3D ;

1. Dans chaque cas, la moyenne est effectuée sur les télescopes.
2. A ne pas confondre avec la longueur réduite moyenne.
3. A ne pas confondre avec la largeur réduite moyenne.

– Le paramètre d'impact mesure la distance du pied de gerbe ;
– L'altitude du maximum de développement de la gerbe [4] mesure la hauteur de l'interaction, à énergie constante.

Ces 6 paramètres [5] sont utilisés en entrée de l'ensemble des réseaux de neurones, leurs distributions sont illustrées dans la figure 14.2.

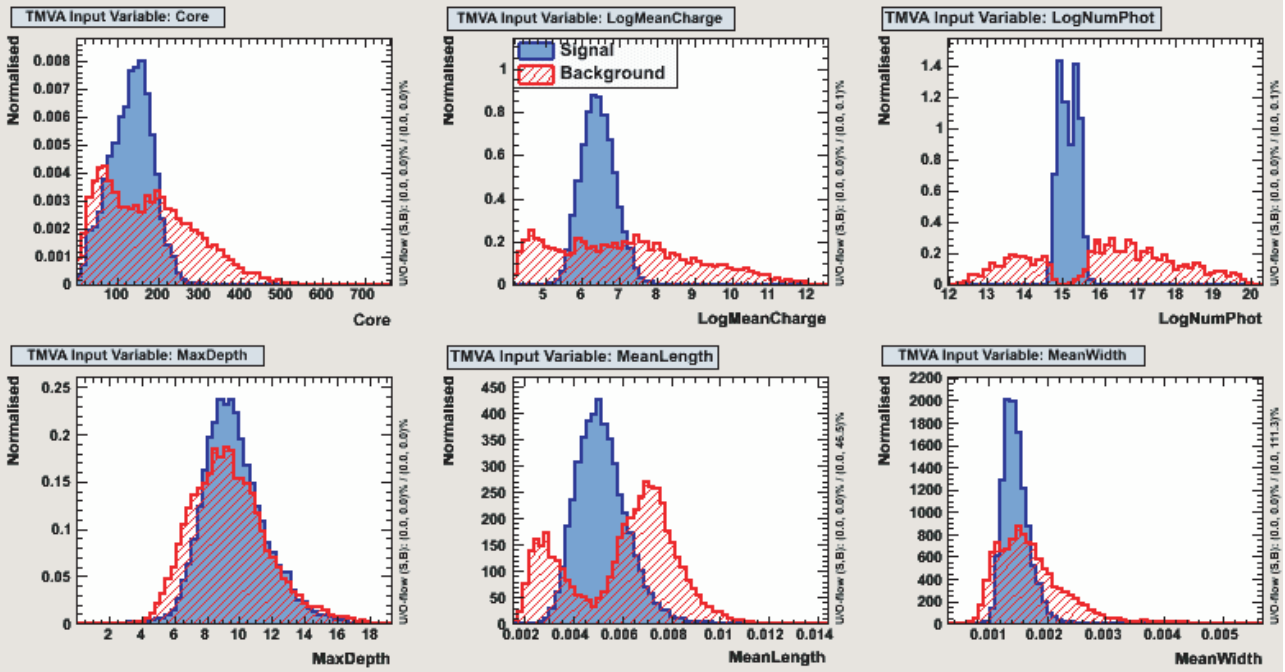


FIGURE 14.2 – Distributions des 6 variables utilisées pour reconstruire l'énergie dans H.E.S.S. 1 quand 4 télescopes ont déclenché. L'énergie des gerbes est comprise entre 800 GeV et 1.25 TeV.

14.2 Performances

Les performances de la reconstruction sont comparées aux analyses "standard" de la collaboration H.E.S.S. : Hillas, Model et Model3D. Les résultats de la reconstruction entre 500 GeV et 2 TeV sont très compétitifs comme illustrés figure 14.3 . Le biais inférieur à 5 % et la résolution énergétique de l'ordre de 12 % rendent la méthode de reconstuction plus performante que les analyses Hillas et Model3D mais moins que Model. Comme précédemment, la reconstruction a été testée pour tous les décalages dans la caméra possible (tous les 0.5°) et aucun effet systématique n'est visible contrairement aux autres analyses qui se détériorent au delà de 1.5°.

14.3 $E^{4tel}_{MLP}/E^{4tel}_{Hillas}$ γ

La figure 14.4 représente le logarithme de l'énergie reconstruite à l'aide des réseaux de neurones en fonction du logarithme de l'énergie obtenue par la méthode de Hillas pour les γ,

4. Définie comme l'altitude à laquelle la gerbe trouve son maximum de développement.
5. Mesurés par la méthode de Hillas quand ils sont disponibles pour plusieurs méthodes.

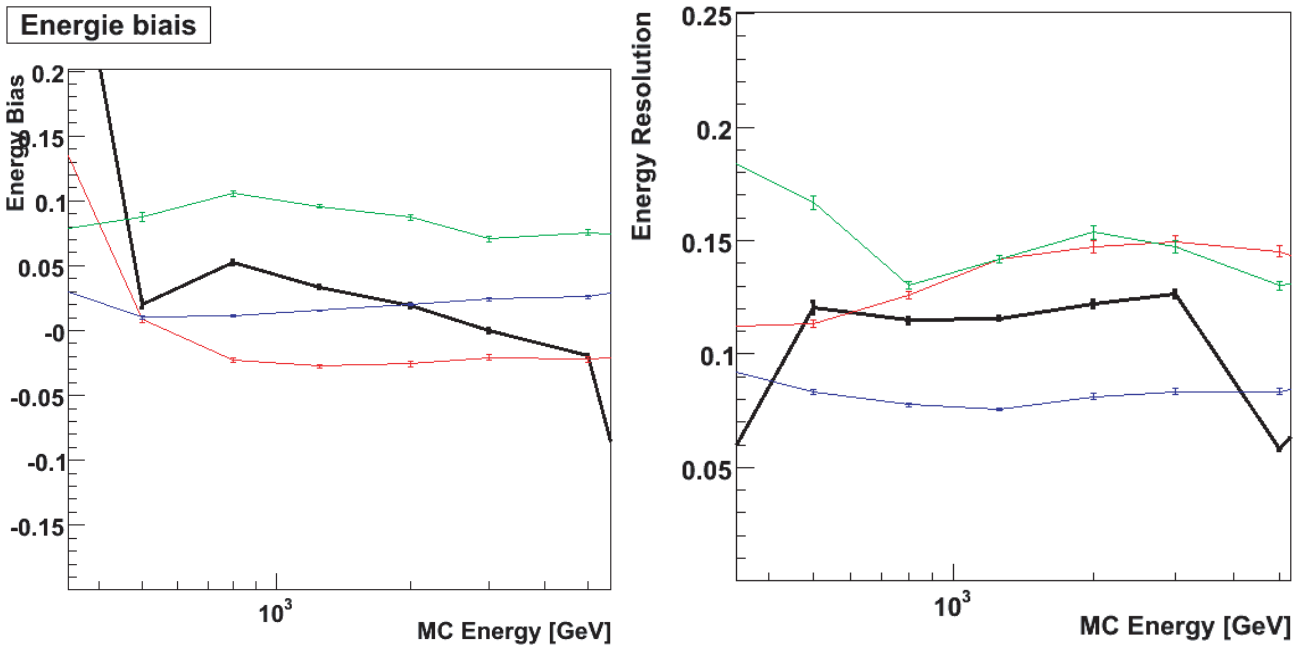


FIGURE 14.3 – La reconstruction de l'énergie pour H.E.S.S. 1 à 4 télescopes, à gauche est représenté le biais et à droite la résolution. Les graphiques sont issus de simulations d'une source γ située à 0.5^o du centre de la caméra à 46° d'angle zénithal et d'efficacité optique à 80 %. L'analyse avec les réseaux de neurones pour 4 télescopes est représentée en noir. Les analyses Hillas, Model et Model2D sont respectivement en rouge, bleu et vert, pour 4 télescopes.

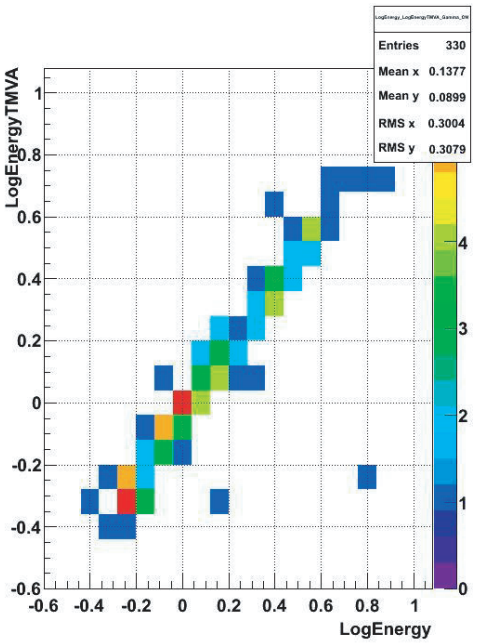


FIGURE 14.4 – La reconstruction de l'énergie des événements du Crabe pour H.E.S.S. 1 à 4 télescopes pour les photons. Le logarithme de l'énergie recontruite à partir des réseaux de neurones est représenté en fonction de l'énergie obtenue par la méthode de Hillas.

provenant de la prise de données 18 870, voir section 12.1 page 188. L'accord entre les deux méthodes est très bon en particulier dans la bande [-0.4 ; 0.6] correspondant aux énergies de [400 GeV ; 4 TeV]. Ces résultats permettent de valider cette nouvelle méthode de reconstruction sur des données réelles et de s'assurer de l'absence d'effet systématique provenant de la dépendance des simulations.

Cinquième partie

Le fond diffus γ

L'interaction des rayons cosmiques avec la matière présente dans la galaxie produit des rayons γ qui représentent d'excellents indices révélateurs des processus se déroulant au sein de la galaxie. Les rayons γ sont un messager supplémentaire dans la compréhension du mécanisme de propagation et la recherche de matière noire. L'étude du halo dans le cadre de l'annihilation de particules de matière noire nécessite une excellente connaissance du fond diffus γ représentant un bruit de fond irréductible.

J'ai participé au développement d'un code analytique destiné à modéliser l'émission du fond diffus γ provenant de la désintégration des π_0 issus de l'interaction entre le rayonnement cosmique et le milieu interstellaire. Pour cela, il a fallu propager les protons et l'hélium dans la galaxie et estimer le taux de π_0 issus des interactions avec le milieu interstellaire : les nuages d'hydrogène atomique H_I, moléculaire H_2 et ionisé H_{II}. Les distributions sont issues de relevés radio ou de modélisations provenant de la littérature. Un halo diffusif à symétrie cylindrique centré sur la galaxie a été modélisé afin d'exprimer analytiquement les solutions de l'équation de diffusion à l'aide des transformées de Bessel. La méthode de génération des cartes est décrite jusqu'à leur établissement. Dans le cas de H.E.S.S., j'ai estimé les sensibilités pour les comparer aux flux prédits par la modélisation. Ces cartes peuvent être utilisées pour d'autres observatoires, en particulier, le télescope spatial FERMI.

"La sagesse c'est d'avoir des rêves suffisamment grands pour ne pas les perdre de vue lorsqu'on les poursuit."

Oscar Wilde

15 Description de notre galaxie

Contents

15.1 Le disque 221
15.1.1 Les étoiles 221
15.1.2 Le milieu interstellaire 221
15.1.2.1 La phase neutre H_I 222
15.1.2.2 La phase moléculaire H_2 222
15.1.2.3 La phase ionisée H_{II} 222
15.1.2.4 Les poussières 223
15.2 Le halo 223
15.2.1 Le halo de matière sombre 223
15.2.2 La halo diffusif 224
15.3 Le champ magnétique 224
15.4 La position du Soleil 225

FIGURE 15.1 – Illustration de notre représentation de notre galaxie
La galaxie NGC 891 représente notre galaxie vue de profil (*image du haut*), la galaxie NGC 1232 illustre la Voie Lactée vue de face (*image du bas*)
Crédits : Adam Block/Mount Lemmon SkyCenter/University of Arizona ; ESO/IDA/Danish 1.5 m/R.Gendler and A. Hornstrup.

Une galaxie peut être décrite comme un système auto-gravitant d'étoiles, de gaz et de poussières, ces deux dernières composantes formant ce qu'on appelle le milieu interstellaire (MIS ou ISM en anglais pour InterStellar Medium). Les étoiles et le MIS sont dynamiquement couplés via la gravitation. Ils interagissent par des échanges de masse et d'énergie, au moyen de divers processus physiques et sont plongés dans un halo de matière noire. Le milieu interstellaire se présente sous différentes phases, caractérisées par l'état dans lequel se trouve majoritairement le gaz : ionisé, atomique ou moléculaire.

S'il est possible de décrire correctement les formes et la grandeur des galaxies proches telle celle d'Andromède dont la distance est connue, il est bien plus difficile de préciser la structure de notre propre système galactique. Notre galaxie, la Voie Lactée, semble composée de quatre bras spiraux [78]. C'est une galaxie spirale barrée de type SBb/c suivant la classification de Hubble, voir section 18 page 266. On considère qu'elle ressemble à NGC 891 de profil et à NGC 1232 de face [8], comme illustré figure 15.1.

Le Soleil n'est qu'une étoile parmi des milliards de voisines à l'intérieur de la galaxie. Il tourne avec le disque à environ 8.5 kpc du centre en effectuant un tour complet en 250 millions d'années environ. Cette position du Soleil est à la fois un avantage et un inconvénient pour analyser la galaxie. Cela revient à étudier une forêt depuis l'intérieur mais sans pouvoir se déplacer, en restant accroché au même arbre (le Soleil). On peut acquérir beaucoup d'informations sur les arbres proches, les identifier, les mesurer, les classer. Cependant, il devient extrêmement difficile de reconstruire une carte complète de la forêt, surtout si certaines zones sont denses ou brumeuses. Notre position en son intérieur facilite l'observation de notre galaxie avec des instruments couvrant toute la gamme du spectre électromagnétique. Elle permet également de récolter la majorité des rayons cosmiques supposés être d'origine galactique. L'absorption des poussières, ou la présence du centre galactique, par notre position à l'intérieur du plan, nous interdit l'exploration de sa totalité.

La description présentée ici se focalise particulièrement sur le milieu interstellaire, élément important pour l'émission du fond diffus étudiée dans le chapitre suivant.

15.1 Le disque

15.1.1 Les étoiles

La plus grande partie de la masse visible d'une galaxie est composée d'étoiles. Celles-ci n'occupent cependant qu'un très faible volume à l'intérieur des galaxies, le reste étant occupé par le milieu interstellaire. On peut les considérer comme un système gravitationnel sans collisions.

15.1.2 Le milieu interstellaire

Cette section est basée sur les ouvrages de Ferrière [81] et Lequeux [150].

Le milieu interstellaire correspond à la troisième composante en masse des galaxies après la matière noire et les étoiles. Sa masse diffère grandement selon les galaxies : elle peut être de seulement quelques pourcents de la masse visible de la galaxie ou dépasser les 50 % dans certaines galaxies. Dans la Voie Lactée, le MIS représente environ 10 - 15 % de la masse du disque. Il s'agit d'un milieu fluide dilué constitué d'un mélange de gaz et de poussières. Le gaz se compose en majorité d'hydrogène (90 %) et d'hélium (9 %) et de quelques pourcents d'éléments plus lourds ($\sim$ 1 %). La poussière, quant à elle, se présente sous forme de grains de

taille comprise en 1 nm et 1 μ m environ et ne représente que 1 % environ de la masse du MIS de la Voie Lactée.

Les conditions physiques variées (densité, température, rayonnement,...) qui règnent au sein des galaxies structurent le MIS en différentes phases. Ces dernières se présentent sous forme de gaz moléculaire, atomique ou ionisé. Cette classification peut être affinée en prenant en compte d'autres paramètres physiques tels que la densité et/ou la température moyenne. Les caractéristiques de ces différentes phases sont récapitulées dans le tableau 15.1.

Composantes du MIS	T (K)	n (cm^{-3})	M (10^9 $M_\odot$)
Nuages moléculaires (H_2)	10 - 20	10^2 - 10^6	1.3 - 2.5
Milieu atomique (H_I)	10 - 100	10 - 10^6	≥ 6
Milieu ionisé tiède (H_{II})	$\sim 10^5$	10^{-1} - 10^4	~ 2

TABLE 15.1 – Caractéristiques des différentes composantes du milieu interstellaire ([81], [150]). T est la température moyenne du gaz, n sa densité moyenne et M la masse totale de la phase considérée. La masse totale de la galaxie est estimée à 10^{12} $M_\odot$ environ, le milieu interstellaire représente alors environ 0.1 % de la masse de la galaxie.

15.1.2.1 La phase neutre H_I

La phase neutre est la plus importante en masse du MIS. Le H_I se présente sous la forme d'un disque qui s'étend bien au-delà du rayon optique (pour les galaxies à disque, jusqu'à environ 2 - 3 fois le rayon). En plus de ce disque, on observe des nuages à grande vitesse situés à haute latitude galactique et tombant sur le disque de la galaxie. Leur origine reste incertaine : ils pourraient avoir une origine extragalactique ou non. Dans ce dernier cas, il s'agirait alors de gaz, expulsé dans le halo par les explosions de supernovae, qui se serait refroidi et qui retomberait sur la galaxie.

15.1.2.2 La phase moléculaire H_2

Les nuages moléculaires contiennent entre un quart et la moitié de la masse du MIS de notre galaxie mais n'occupent cependant qu'une faible fraction de son volume en raison de leur forte densité. Dans notre galaxie, les nuages moléculaires se répartissent sous forme d'un disque d'épaisseur caractéristique de 100 pc. Ils sont regroupés sous forme de complexes appelés nuages moléculaires géants [1]. Ces nuages ont des tailles comprises entre 1 et 100 pc pour des masses allant de 10^3 à 10^6 $M_\odot$. Leurs deux constituants principaux sont l'hydrogène et l'hélium moléculaire. De nombreuses autres molécules ont été découvertes dans la phase moléculaire (CO, CH, OH, NH_3, H_2O, CS, HCOOH, CH_3CH_2OH, ...). C'est au sein de ces nuages que se forment les étoiles après fragmentation et effondrement gravitationnel.

15.1.2.3 La phase ionisée H_{II}

Les régions H_{II} se présentent sous forme de sphères autour d'étoiles ou d'amas d'étoiles massives. Ces dernières ionisent le gaz neutre, par le rayonnement ultraviolet d'étoiles massives, créant ainsi une bulle de gaz ionisé. Les régions H_{II} sont par conséquent fortement liées à la formation stellaire et donc concentrées le long des bras.

1. GMC en anglais pour Giant Molecular Cloud.

On pense que le milieu ionisé chaud est créé à la suite d'explosions de supernovae qui forment des bulles au sein du MIS [169]. Celui-ci est très fortement chauffé et son émission se concentre principalement dans le domaine des rayons X. Son spectre se compose d'un continuum et de raies d'émission d'atomes fortement ionisés. On y détecte notamment les raies d'émission de O_{VI} et O_{VII}. Ce gaz très chaud est réparti à la fois dans un disque épais et dans le halo dont il est le constituant gazeux principal.

15.1.2.4 Les poussières

Les poussières se présentent sous la forme de grains carbonés, de grains silicatés et de molécules aromatiques polycycliques de taille comprise entre quelques nanomètres et un micromètre. On pense qu'elles se forment principalement dans les enveloppes d'étoiles évoluées lors de la phase AGB [2], dans les ejecta de supernovae ainsi que dans les nuages moléculaires. La poussière se rencontre dans la phase moléculaire et le milieu atomique froid avec lesquels elle est bien mélangée. Sa température typique est comprise entre 10 et 50 K. Elle joue un rôle important dans l'étude des spectres stellaires et galactiques car elle absorbe et diffuse le rayonnement stellaire. De manière simplifiée, on peut dire que les poussières absorbent le rayonnement ultraviolet des étoiles et le ré-émettent dans l'infrarouge. Ce phénomène est responsable de l'atténuation du flux lumineux (de l'infrarouge à l'ultraviolet) en raison de la poussière située sur la ligne de visée entre l'observateur et l'objet étudié qui, de ce fait, apparaît moins brillant.

Les poussières ont également un rôle important dans l'évolution chimique des galaxies. En effet, elles bloquent des éléments lourds à l'intérieur des grains, réduisant ainsi leurs abondances dans le gaz jusqu'à ce qu'ils soient libérés lors de leur destruction. De plus, elles jouent un rôle de catalyseur dans les réactions de formation de l'hydrogène moléculaire (H_2).

15.2 Le halo

La plan du disque galactique que l'on a l'habitude de voir en optique n'est pas le seul composant de la galaxie. En effet, le disque est plongé à l'intérieur d'un halo de matière sombre mais aussi d'un halo diffusif où les rayons cosmiques évoluent, influencés par la présence de la galaxie.

15.2.1 Le halo de matière sombre

La composante la plus massive des galaxies n'est pas directement observable par les instruments. Il s'agit de la matière sombre. De nombreuses observations (études dynamiques des amas de galaxies, courbes de rotation plates des galaxies à disque loin du centre, . . .) ont montré que la masse totale des galaxies est bien plus élevée que leur masse visible. Les astronomes ont ainsi été amenés à faire l'hypothèse d'une matière qui n'émettrait aucun rayonnement électromagnétique et ne trahirait sa présence que par ses effets gravitationnels. Les galaxies seraient plongées dans des halos de matière noire dont la nature reste à ce jour inconnue. Dans le cas des galaxies naines, la présence d'un halo de matière noire est discutée dans la chapitre 18.

2. AGB pour Asymptotic Giant Branch en anglais ou Branche Asymptotique des Géantes.

15.2.2 La halo diffusif

L'observation de galaxies similaires à la Voie Lactée invite à penser qu'il existe un halo diffusif plus épais que le disque lumineux. La figure 15.2 montre une comparaison des images de la galaxie NGC 4631 dans le domaine radio et optique. L'existence d'une émission radio au-delà de l'extension visible montre la présence de champs magnétiques sur une épaisseur de l'ordre de la moitié du rayon du disque [77]. Bien qu'il soit plus difficile de prouver l'existence d'un halo radio dans notre propre galaxie, il semble inévitable que les rayons cosmiques chargés explorent des régions plus vastes que le disque contenant les étoiles (épais d'environ 500 pc). Il est important de noter que le halo diffusif dont il est question ici n'a aucun rapport avec le halo de matière noire, approximativement sphérique.

On peut donc modéliser ce halo comme étant cylindrique autour de la galaxie, de 20 kpc de rayon.

Il existe également des indications montrant l'existence d'un vent convectif dans notre galaxie. Partant du disque et dirigé de part et d'autre [226], il est observé dans d'autres galaxies comme du gaz s'échappant du disque, probablement lié à des explosions de supernovae et aux rayons cosmiques eux-mêmes. La convection implique un changement de spectre des électrons qui se traduit par un coude dans le spectre radio (vers 1 GHz) qui ne peut être facilement observé autrement [189]. Bien que la question de l'existence du vent convectif n'est plus discutée, sa forme et sa valeur restent indéterminées.

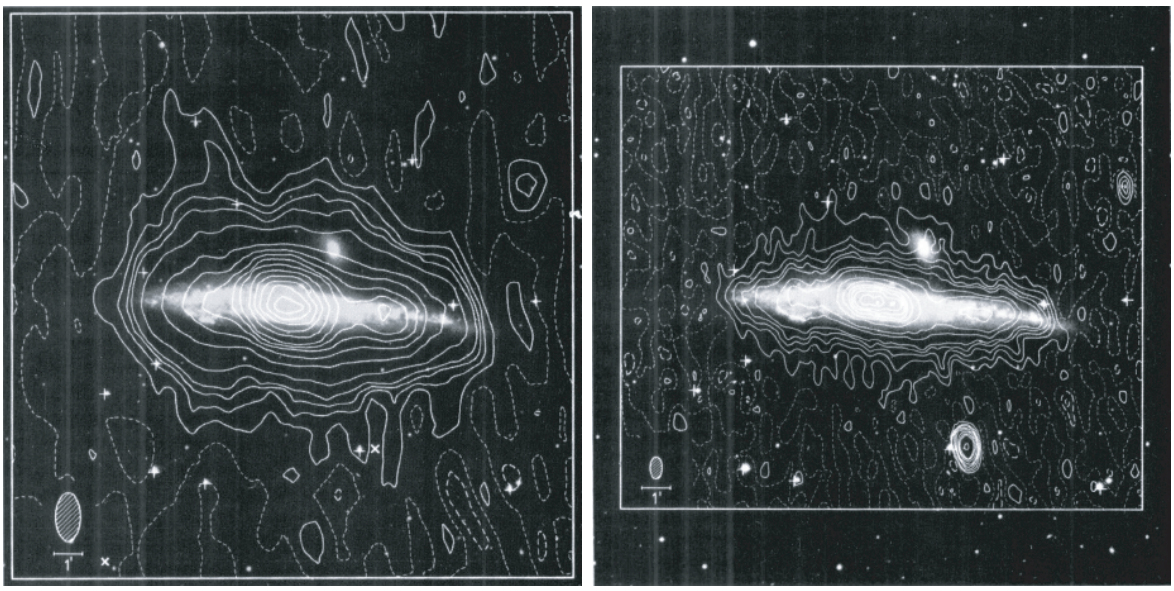


FIGURE 15.2 – Images radio et optique de la galaxie NGC 4631 [77]

15.3 Le champ magnétique

Le champ magnétique de la galaxie joue un rôle déterminant dans la physique du milieu interstellaire. A grande échelle, la pression magnétique alliée à la pression des particules chargées, elles-mêmes confinées par le champ magnétique, contrebalance l'attraction gravitationnelle de

la matière du disque galactique, ce qui détermine alors la distribution verticale de ce gaz. Les mesures du champ sont estimées à partir de l'effet Zeeman, de la rotation de Faraday ainsi qu'à partir du rayonnement synchrotron galactique. A plus petite échelle, les champs magnétiques maintiennent les rayons cosmiques dans les chocs interstellaires et permettent leur accélération.

Bien que son origine soit toujours débattue, la présence du champ magnétique n'est pas contestée. Toutes ces mesures indiquent que le champ magnétique possède une composante régulière et une autre fluctuant avec une intensité comparable.

A grande échelle, les observations détectent la présence d'un champ magnétique ordonné. Rand et Lyne [191] observent un champ magnétique régulier de 1.4 μ G qui semble être dirigé le long des bras spiraux, suivant la distribution des pulsars. La direction de ce champ s'inverse à 0.4 kpc puis à 5.5 kpc du centre galactique. Ce champ ordonné se retrouve dans les galaxies proches que l'on détecte grâce à la polarisation du rayonnement synchrotron. A ce champ ordonné se superpose un champ désordonné plus fort, de 5 μ G en moyenne [190].

L'existence d'un rayonnement synchrotron radio dans le halo de nombreuses galaxies est une preuve directe de la présence d'un champ magnétique à grande distance du plan galactique. Le champ magnétique serait entraîné par le gaz ionisé éjecté lors d'explosions de supernovae en créant des "cheminées".

15.4 La position du Soleil

La connaissance de notre position en tant qu'observateur est très importante puisque qu'elle détermine les modèles de distribution de matière dans la galaxie et donc les flux γ que l'on cherche à prédire. Pour les modèles de rotation permettant de déterminer les distances, elle joue un rôle crucial pour positionner les nuages. Les courbes de rotation sont également utilisées dans les recherches de matière noire.

Il y a trois types de mesure pour déterminer la distance $R_\odot$ du Soleil par rapport au centre galactique :

- Les mesures se basant sur le déplacement des étoiles dans la région du centre galactique. Gillessen et al. [89] obtiennent $R_\odot$=8.33 $\pm$ 0.35 kpc.
- Les mesures provenant des déplacement des masers OH le long de la ligne de visée grâce à des mesures de la parallaxe. McMillan et Binney [170] obtiennent des mesures dépendant fortement du modèle de courbe de rotation variant de 6.7 $\pm$ 0.5 kpc à 8.9 $\pm$ 0.9 kpc.
- Les mesures utilisant les RR Lyrae du bulbe galactique par estimation du centroïde. Majaess [156] estime $R_\odot$ à 8.1 $\pm$ 0.6 kpc.

Les estimations précédentes fournissaient $R_\odot$ de l'ordre de 10 kpc, actuellement $R_\odot$ est supposé à 8.5 kpc. Le Soleil se trouve sur le bord intérieur du bras spiral d'Orion.

Il est également possible de déterminer la position du Soleil en hauteur, c'est-à-dire par rapport au disque. Hammersley et al. [98] estiment cette distance à 15.5 $\pm$ 3 pc au dessus du plan. Comme la distance est relativement faible par rapport à la taille de la galaxie, nous négligerons cet écart par rapport au plan.

"Chaque étincelle est à elle seule tout l'incendie ;
elle le porte, l'augmente, le diffuse."

Jean Marcel, l'Hypathie ou la fin des dieux.

16 Le modèle de propagation

Contents

16.1 Production des γ 228
16.1.1 Des pions aux photons 228
16.1.2 Des protons aux pions 228
16.1.3 Autres particules, autres sections efficaces 229
16.2 Modèle de diffusion 230
16.2.1 Etablissement de l'équation de diffusion 230
16.2.2 Méthode de résolution par les transformées de Bessel 233
16.2.3 Détermination des solutions 235
16.2.4 Les rayons cosmiques primaires 236
16.2.5 Paramètres de propagation 237
16.2.6 Les pertes d'énergie 239
16.3 Les sources 239
16.3.1 Intensité des projectiles : mesures du flux des rayons cosmiques sur Terre 239
16.3.2 Distribution des sources 240
16.4 Cibles 241
16.4.1 Réalisation des cartes 241
16.4.2 Estimation des distances 242
16.4.3 Distribution du gaz atomique H_I 242
16.4.4 Distribution du gaz moléculaire H_2 244
16.4.5 Distribution du gaz ionisé H_{II} 246
16.5 Résultats 246
16.5.1 Calcul des cartes de γ 246
16.5.2 Diffusion des rayons cosmiques 248

16.1 Production des γ

Les collisions entre les noyaux de haute énergie du rayonnement cosmique et les noyaux interstellaires produisent des γ principalement par l'intermédiaire des mésons π^0. Les protons étant les particules les plus abondantes, nous allons dans un premier temps nous concentrer sur eux. L'interaction proton-proton produit des mésons (pions, kaons,...) chargés et neutres. Les pions chargés se décomposent en muons $\mu^{\pm}$ et neutrinos, les muons se décomposant principalement en électrons / positons (selon leur charge) et en neutrinos. C'est le processus qui est à l'origine de la majeure partie des positons du rayonnement cosmique diffus. Les pions neutres, qui nous intéressent ici, se décomposent majoritairement [1] en deux photons de même énergie dans le référentiel du π^0.

La réaction $p + p \rightarrow ... \rightarrow \gamma$ a un seuil d'environ 280 MeV. La section efficace totale est de l'ordre de 2.7 10^{-26} cm^{-2} pour des protons incidents d'énergies supérieures à 2 GeV. Elle produit un nombre de pions croissant avec l'énergie.

16.1.1 Des pions aux photons

Dans le référentiel galactique, chaque pion neutre π^0 se décompose en une paire de photons émis dans la direction de propagation du pion, en considérant une grande énergie de collision et donc un boost vers l'avant. Dans le référentiel du pion, chacun des deux photons émis dos à dos possède une énergie $1/2$ $m_{\pi^0}c^2 \approx 67.5$ MeV, m_{π^0}=134.9766 MeV [21] étant la masse au repos du pion neutre. On obtient l'énergie de chaque photon E_γ, dans le référentiel de l'observateur par une transformation de Lorentz :

$$E_\gamma = \frac{1}{2}\gamma_{\pi^0}.m_{\pi^0}.c^2(1 + \beta_{\pi^0}.cos(\theta)) \tag{16.1}$$

où
- γ_{π^0}=$E_{\pi^0}/(m_{\pi^0}\ c^2)$ est le facteur de Lorentz du pion ;
- γ_{π^0}= v/c la vitesse du pion avec v la vitesse du pion peu différente de c ;
- θ la direction de translation par rapport à la ligne de visée.

En supposant une distribution isotrope des vitesses des pions, on obtient par intégration sur toutes les directions la probabilité d'obtenir une paire de photons d'énergie E_γ, à partir d'un pion neutre d'énergie E_{π^0} :

$$\begin{array}{rcll} f(E_\gamma, E_{\pi^0}) & = & 1 - 1/\gamma_{\pi^0}^2 & \text{si} \quad \frac{1}{2}E_{\pi^0}(1-\beta_{\pi^0}) \leq E_\gamma \leq \frac{1}{2}E_{\pi^0}(1+\beta_{\pi^0}) \\ & = & 0 & \text{sinon} \end{array} \tag{16.2}$$

16.1.2 Des protons aux pions

Les collisions proton-proton impliquent de nombreux processus dont le calcul analytique n'est pas simple et c'est pour cela que nous utilisons des paramétrisations présentes dans la littérature. Les modèles disponibles fournissent directement la paramétrisation de $p + p \rightarrow ... \rightarrow \gamma$. Basées sur les données disponibles, les paramétrisations ont pu être améliorées à l'aide des simulations Monte Carlo (comme le code Pythia [209]) pour les faibles impulsions transverses par exemple.

1. 98.823 ± 0.034 %, extrait du "Particle Data Group" [21].

De nombreux processus en plus de la simple désintégration du π^0 sont également pris en compte, comme les résonnances Δ et N :

$\Delta(1232) \rightarrow p + \pi^0$;
$\Delta(1600) \rightarrow p + \pi^0$;
$\Delta(1600) \rightarrow \Delta(1232) + \pi^0$;
$\Delta(1600) \rightarrow \mathrm{N}(1440) + \pi^0$;
$\mathrm{N}(1440) \rightarrow p + \pi^0$;
$\mathrm{N}(1440) \rightarrow \Delta(1232) + \pi^0$;
$\mathrm{N}(1440) \rightarrow p + 2\pi^0$.

Ainsi que les désintégrations baryoniques :

$\Lambda \rightarrow n + \pi^0$;
$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{n} + \pi^0$;
$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$;
$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$.

et les désintégrations des mésons [2] :

$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$;
$\pi^0 \rightarrow e^- + e^+ + \gamma$;
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$;
$K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$;
$K^0_S \rightarrow 2\gamma$;
$K^0_L \rightarrow 3\pi^0$;
$K^0_L \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$.

La figure 16.1 présente le spectre en énergie des contributions γ pour chaque particule secondaire produite selon l'interaction p+ISM avec des protons incidents de 10 TeV. Le milieu interstellaire est ici composé de 90 % de protons et de 10 % d'hélium. La production de γ issue des π^0 est largement majoritaire. La production directe de rayons γ apparaît plus importante que celle des autres mésons et baryons sur tout le domaine en énergie considéré. En intégrant sur tout le spectre, 80 % des γ sont issus de la désintégration du π^0.

Les distributions de Huang et al. [112], Kamae et al. [124] et Strong et al. pour GALPROP [216] sont comparées dans la figure 16.2. Elles sont en bon accord pour toutes les énergies considérées (1, 10, 100 et 1 000 GeV). Pour une collision à 1 GeV, les résonnances ne sont pas traitées de la même façon dans tous les modèles, ce qui peut expliquer les différences observées.

16.1.3 Autres particules, autres sections efficaces

Le milieu interstellaire n'est pas uniquement fait d'hydrogène mais également d'hélium. Les collisions proton-proton ne sont pas les seules réactions à considérer, il faut tenir compte des interactions proton-hélium et hélium-hélium. Pour ces processus, il n'existe aucune paramétrisation de la production de γ. Orth et Buffinton [182] ont proposé une paramétrisation générique

2. Le méson η n'est pas présent, il est déjà pris en compte par ses produits de désintégration.

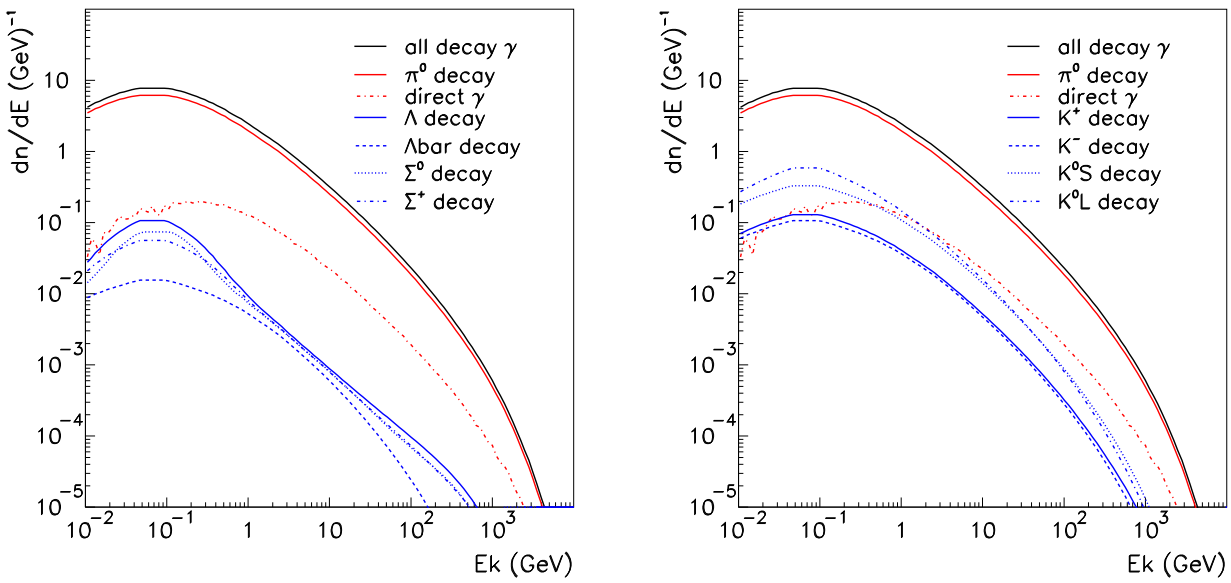


FIGURE 16.1 – Spectre en énergie des contributions γ pour chaque particule secondaire produite selon l'interaction p+ISM avec des protons incidents de 10 TeV [112].
La figure de gauche représente la contribution provenant des baryons, la figure de droite celle des mésons.

pour la collision d'un projectile de masse atomique A_P sur une cible de masse atomique A_C :

$$\sigma_{PC} = \left(A_P^{3/8} + A_C^{3/8} - 1\right)^2 \sigma_{pp} \tag{16.3}$$

où σ_{pp} est la section efficace de la réaction proton-proton.

Une paramétrisation plus récente de Norbury et Townsend [179] suppose la forme :

$$\sigma_{PC} = (A_P.A_C)^{2.4/3} \sigma_{pp} \tag{16.4}$$

Les seuils de production des pions sont plus bas pour les collisions avec des noyaux d'hélium (ou particules α) en raison d'un effet cinématique (transformation dans le laboratoire vers le centre de masse) ainsi que du mouvement des nucléons dans le noyau. La section efficace est également plus élevée parce que plusieurs nucléons participent à la collision.

16.2 Modèle de diffusion

Il est important de noter que dans la gamme d'énergie qui nous intéresse (de 1 GeV à environ 100 TeV) et jusqu'au genou, les rayons cosmiques sont supposés être d'origine galactique et pour la plupart restent confinés dans la galaxie et son halo décrit dans la suite.

16.2.1 Etablissement de l'équation de diffusion

Le but de cette section est d'établir l'équation différentielle qui gouverne le comportement des rayons cosmiques et qui les propage à travers la Voie Lactée. Nous nous concentrerons

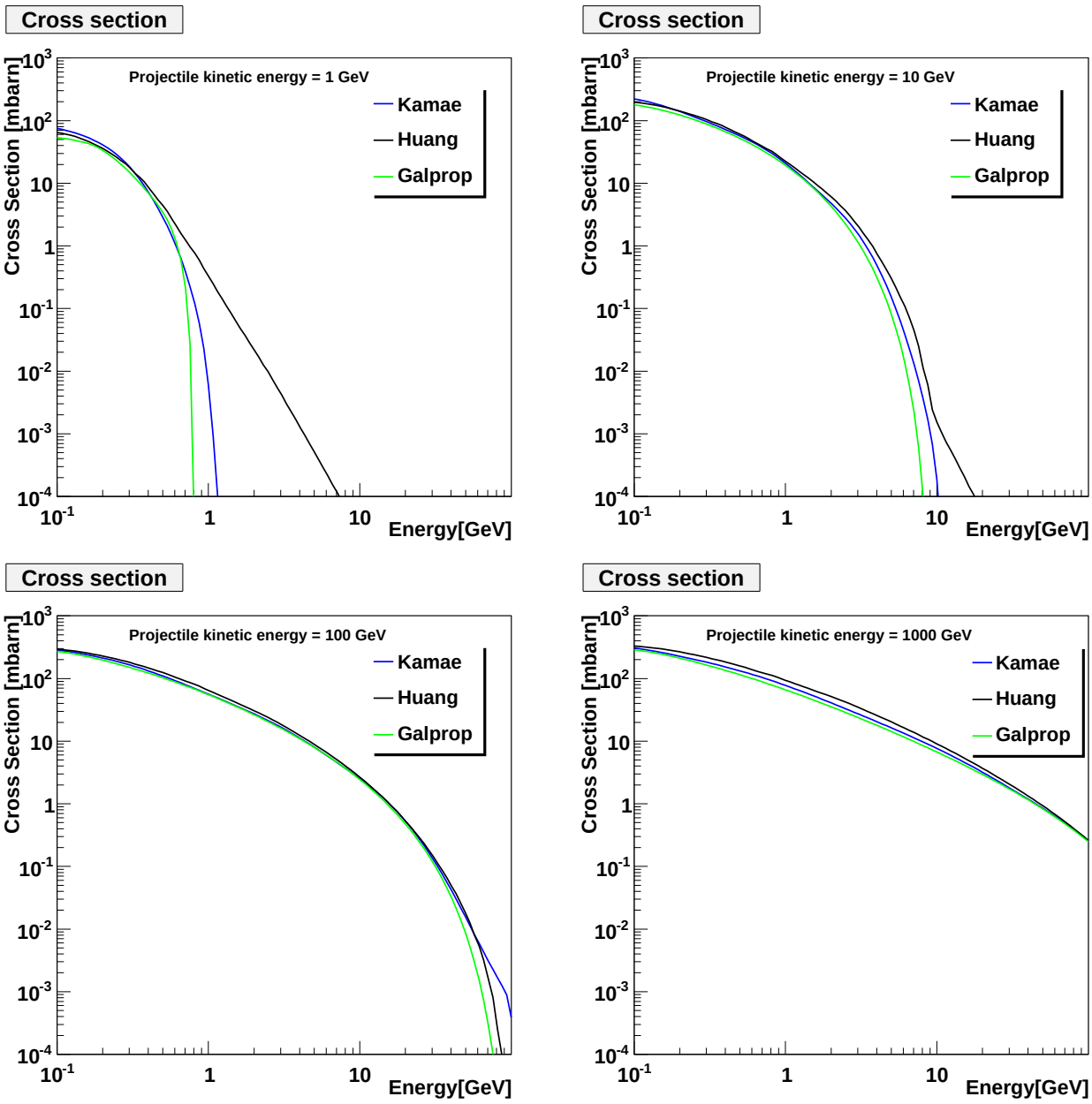


FIGURE 16.2 – Comparaison entre les différentes paramétrisations des protons du rayonnement cosmique interagissant sur le milieu interstellaire, produisant des photons. Les quatre figures représentent différentes énergies cinétiques incidentes pour le proton : 1 GeV *en haut à gauche*, 10 GeV *en haut à droite*, 100 GeV *en bas à gauche*, 1 000 GeV *en bas à droite*. La ligne bleue correspond à la paramétrisation de Kamae et al. [124], en noir celle de Huang et al. [112] et en vert celle de Strong et al. pour GALPROP [216].

principalement sur les protons, cependant les résultats peuvent être étendus à l'hélium ou aux noyaux lourds.

On note ψ la densité de rayons cosmiques par unité d'énergie dE et d'espace $d^3\vec{x}$ par :

$$\psi(M,E) = \frac{d^4N}{d^3\vec{x}dE} \tag{16.5}$$

A grande échelle, la galaxie possède une symétrie cylindrique, chaque point M est déterminé par son altitude z par rapport au plan galactique et par sa distance r à l'axe de rotation. L'équation première pour la propagation est une relation simple de conservation de particules :

$$\partial_\mu J^\mu = Q \tag{16.6}$$

où :
- J^μ correspond au courant de rayons cosmiques en énergie et en espace à 4 dimensions ;
- Q est le terme de source, positif pour une production et négatif pour une destruction.

Nous devons maintenant définir les courants d'espace $\vec{J}$ et le courant d'énergie J_E.

Le courant d'espace $\vec{J}$ décrit le déplacement des rayons cosmiques à travers la galaxie. La diffusion et la conservation agissent en même temps :

$$\vec{J} = -K.\vec{\nabla}\psi + \psi.\vec{V_C} \tag{16.7}$$

Il peut y avoir des convections, résultant d'une dérive des particules du disque vers l'extérieur, ainsi $\vec{V_C}$ est vertical : $\vec{V_C} = \pm\ V_C\ \vec{u_z}$. Par souci de simplicité, nous avons supposé que le coefficient de diffusion K est indépendant de la position M.

Pendant leur propagation, les rayons cosmiques sont diffusés sur les inhomogénéités du champ magnétique. Ceci implique une diffusion dans l'espace (par le coefficient K) ; tout comme une diffusion en énergie avec le coefficient D_{EE} qui provient du mécanisme d'accélération de Fermi du second ordre. Les rayons cosmiques perdent également de l'énergie suivant le taux b^{ion} lorsqu'ils ionisent le milieu interstellaire. Le courant d'énergie s'écrit alors :

$$J_E = b^{ion}(E).\psi - D_{EE}(E).\partial_E\psi \tag{16.8}$$

Nous supposerons également l'état d'équilibre,

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} = 0 \tag{16.9}$$

Ceci se justifie par le fait que le temps typique en jeu dans ce problème ne dépasse pas 20 - 50 $.10^6$ an alors qu'une rotation complète de la galaxie s'effectue en plus de 200 $.10^6$ an.

La densité de rayons cosmiques ψ (r,z,E) suit donc l'équation différentielle :

$$V_C.\partial_z\psi - K.\Delta\psi + \partial_E\left(b^{ion}(E).\psi - D_{EE}(E).\partial_E\psi\right) = Q(r,z,E) \tag{16.10}$$

La production des rayons cosmiques provient de la spallation des espèces plus lourdes sur le gaz interstellaire qui remplit le disque galactique. Il est donc naturel du supposer que Q(r,z,E) disparaît de l'équation 16.10 sauf dans le plan de la galaxie en z=0. Nous supposons également que la diffusion en énergie est cantonnée au plan galactique alors que la diffusion dans l'espace se produit partout dans le halo diffusif.

Enfin, nous supposons que le disque galactique, de demi-épaisseur h, se comporte comme s'il était infiniment fin, comme illustré figure 16.3. Cela se traduit par la présence du terme 2h.δ(z) dans l'équation de propagation 16.10 :

$$V_C.\partial_z\psi - K.\Delta\psi + 2h.\delta(z).\partial_E\left(b^{ion}(E).\psi - D_{EE}(E).\partial_E\psi\right) = 2h.\delta(z).Q(r,0,E) \qquad (16.11)$$

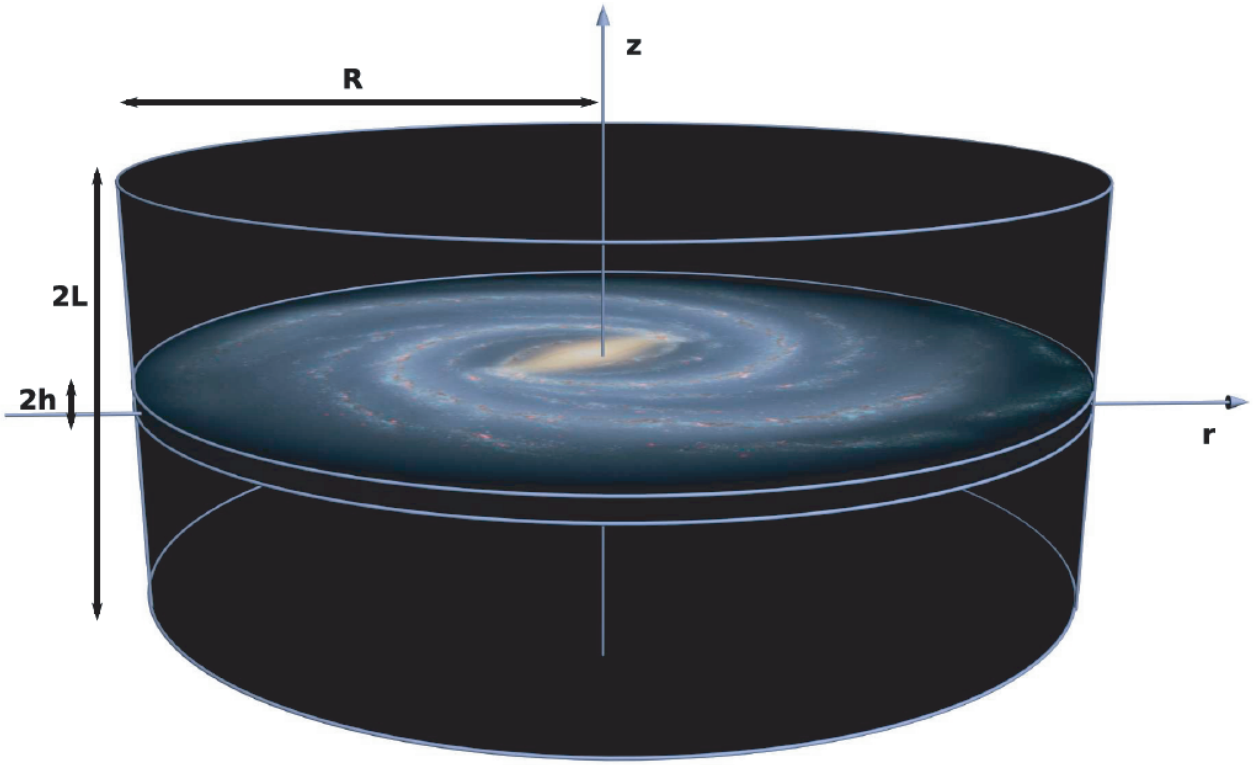


FIGURE 16.3 – Géométrie de la galaxie dans le modèle de diffusion.

16.2.2 Méthode de résolution par les transformées de Bessel

Les rayons cosmiques se propagent à l'intérieur d'un cylindre de confinement de rayon R qui s'étend jusqu'à la distance ± L au dessus et au dessous du disque galactique. Puisqu'en dehors de la boite, les particules se déplacent librement et s'échappent vers le milieu intergalactique, le densité ψ s'annule aux bords :

$$\psi(r = R, z) \equiv 0 \quad \text{si} \quad \psi(r, z = \pm L) \equiv 0 \qquad (16.12)$$

Nous pouvons donc développer la densité de rayons cosmiques sur la base des fonctions de Bessel J_0, illustrée figure 16.4.

$$\psi(r, z, E) = \sum_{i=1}^{+\infty} P_i(z, E).J_0(\alpha_i r/R) \qquad (16.13)$$

où $P_i(z, E)$ est la transformée de la densité ψ.

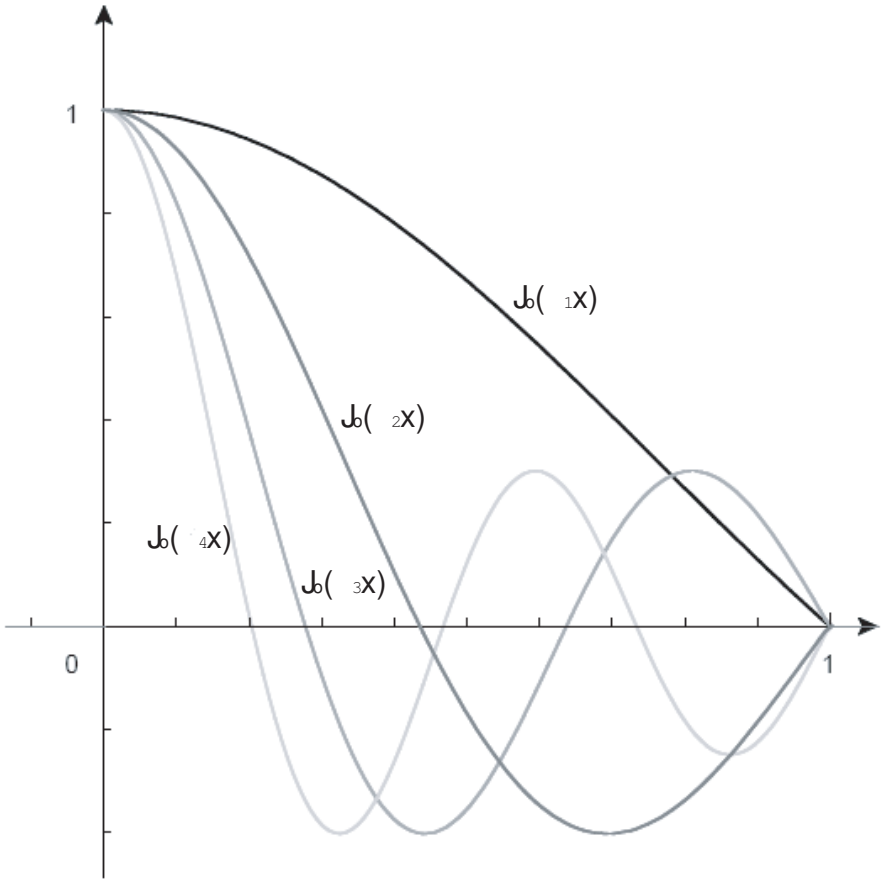


FIGURE 16.4 – Premières fonctions du développement de Bessel.

Le même développement s'effectue pour les sources :

$$Q(r,z,E) = \sum_{i=1}^{\infty} Q_i(z,E).J_0(\alpha_i r/R) \tag{16.14}$$

L'équation de propagation 16.11 peut donc s'exprimer en fonction des transformées de Bessel. Or, en coordonnées cylindriques, le Laplacien s'exprime :

$$\Delta\psi = \frac{1}{r}.\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} \tag{16.15}$$

et les fonctions de Bessel $J_0(u)$ de l'ordre 0 possèdent la propriété :

$$\frac{d^2J_0}{du^2} + \frac{1}{u}\frac{dJ_0}{du} + J_0 = 0 \text{ avec } u = \frac{r}{R} \tag{16.16}$$

L'équation 16.11 devient :

$$\begin{aligned} V_C.\partial_z P_i - K.\partial_z^2 P_i + K\left(\tfrac{\alpha_i^2}{R^2}\right)P_i \quad &+ 2h.\delta(z).\partial_E\left(b^{ion}(E.P_i(0,E) - D_{EE}(E).\partial_E P_i(0,E)\right) \\ &= 2h.\delta(z).Q_i(0,E) \end{aligned} \tag{16.17}$$

La fonction $J_0(u)$ s'annule pour tous les α_i, de même que la densité de rayons cosmiques ψ (r,z,E) aux limites de la boîte en r=R, ou la distribution Q(r,z,E).

Numériquement, un développemet à l'ordre i=100 donne une bonne approximation de la transformée de Bessel.

Comme mentionné précédement, nous avons supposé que la production des rayons cosmiques a lieu uniquement dans le plan galactique en z=0. Ceci n'est pas le cas pour deux processus :

- La production de rayons cosmiques secondaires due à l'instabilité des primaires : dans le cas des noyaux instables, la désintégration peut se produire n'importe où et pas uniquement dans le disque ;
- La production de protons primaires provenant de l'annihilation mutuelle de neutralinos remplissant le halo galactique.

Dans le cas des protons, ces deux origines sont négligées devant leur faible production face aux émissions provenant du plan.

16.2.3 Détermination des solutions

Concentrons-nous sur le cas où la production des protons a lieu uniquement dans le plan galactique. La relation 16.17 se simplifie en :

$$V_C.\partial_z P_i - K.\partial_z^2 P_i + K\left(\frac{\alpha_i^2}{R^2}\right) P_i = 0 \tag{16.18}$$

dans la région supérieure du confinement s'étendant de $z=0_+$ juqu'au bord z=L. La distribution de rayons cosmiques est supposée symétrique par rapport au plan z=0 du disque galactique, ainsi ψ (r,z,E) = ψ (r,-z,E).

L'équation différentielle 16.18 a pour solution :

$$P_i(z,E) = P_i(0,E).exp\left(\frac{V_C z}{2K}\right)\frac{sinh\left(\frac{S_i}{2}(L-z)\right)}{sinh\left(\frac{S_i L}{2}\right)} \tag{16.19}$$

avec

$$S_i^2 = \left(\frac{V_C}{K}\right)^2 + \left(\frac{2\alpha_i}{R}\right)^2 \tag{16.20}$$

Il ne reste plus qu'à traverser le disque mince et à intégrer sur la discontinuité associée :

$$\begin{aligned}\int_{-\epsilon}^{+\epsilon} & dz(V_C.\partial_z P_i - K.\partial_z^2 P_i + K(\frac{\alpha_i^2}{R^2}P_i) & + \\ & 2h.\delta(z).\partial_E(b^{ion}(E).P_i(0,E) - D_{EE}(E).\partial_E P_i(0,E))) & = 2h.\delta(z).Q(0,E)\end{aligned} \tag{16.21}$$

La transformée de Bessel $P_i(z,E)$ est une fonction paire pour l'altitude z. Elle est continue partout et en particulier à travers le plan galactique. Ce n'est pas le cas pour $\dot{P}_i$=∂_z P_i impaire en z.

Par l'approximation du disque mince,

$$\int_{-\epsilon}^{+\epsilon} \partial_z^2 P_i = \dot{P}_i(0^-) - \dot{P}_i(0^+) = 2\dot{P}_i(0^+) = -2\dot{P}_i(0^-)\partial_E \tag{16.22}$$

Ainsi,

$$\begin{aligned} 2V_C.P_i(0,E) - 2K.\dot{P}_i(0^+,E) \quad & +2h.\delta(z).\partial_E\left(b^{ion}(E).P_i(0,E) - D_{EE}(E).\partial_E P_i(0,E)\right) \\ & = 2h.\delta(z).Q_i(0,E) \end{aligned} \tag{16.23}$$

qui devient, après calcul de $\dot{P}_i(0^+,E)$,

$$\begin{aligned} \left(V_C - K.S_i.coth\left(\tfrac{S_iL}{2}\right)\right) P_i(0,E) \quad & +2h.\delta(z).\partial_E\left(b^{ion}(E).P_i(0,E) - D_{EE}(E).\partial_E P_i(0,E)\right) \\ & = 2h.\delta(z).Q_i(0,E) \end{aligned} \tag{16.24}$$

Cette relation régit le comportement des coefficients $P_i(0,E)$ et donc celui de la densité de rayons cosmiques ψ toute entière grâce au développement en série.

16.2.4 Les rayons cosmiques primaires

Seules nous intéressent ici les réactions susceptibles de produire des π^0 par collision avec le milieu interstellaire. Leur énergie doit être supérieure à $m_{\pi^0}/2 \approx 67.5$ MeV. Dans la gamme qui nous intéresse, les énergies supérieures au GeV, les pertes d'énergies sont négligeables. L'explication est présentée dans la section 16.2.6 page 239.

Nous voulons dériver la distribution spectrale ψ_p des protons en tout endroit du disque et à toute énergie. Pour cela, il suffit de calculer la transformée de Bessel P_i (0,E) grâce à la relation 16.24 ne comportant plus de dépendance en énergie. Le terme source Q_p tient compte de toutes ces contributions :

- Les protons interagissent avec le gaz interstellaire du disque (en z=0). En entrant en collision avec l'hydrogène du milieu interstellaire, ils ne sont pas détruits mais migrent vers une région de plus basse énergie. Leur nombre total ne varie pas, seule change leur distribution en énergie :

$$\begin{aligned} 2h.\delta(z).Q^{collision}(r,0,E) \quad & = Q^{collision}(r,z,E) \\ & = -\sigma^{collision}_{pH\to pH}.v(E).2h.\delta(z).n_H.\psi_p(r,0,E) \end{aligned} \tag{16.25}$$

  où :
  - n_H est la densité dans le milieu interstellaire ; une valeur de $n_H = 1$ cm^{-3} correspond à une colonne de densité d'hydrogène de $2R.n_H \sim 1.2\ 10^{23}$ H.cm^{-2} en accord avec les relevés H_I [120] et CO [58] ;
  - $\sigma^{collision}_{pH\to pH}$ est la section efficace de collision $pH \to pH$;
  - v(E) est la vitesse d'un proton d'énergie E.

- La production des protons cosmiques par l'accéleration de l'hydrogène du milieu interstellaire du disque par onde de choc peut s'exprimer :

$$Q_p^{ISM}(r,z,E) = 2h.\delta(z).Q_p(r,0,E) \tag{16.26}$$

  Nous supposons également que les dépendances en énergie du taux de production des protons d'énergie E est indépendante de leur position dans l'espace. Cele signifie que le spectre en énergie des particules accélerées est le même partout dans le plan galactique. Les dépendances en énergie et en rayon se factorisent alors :

$$Q_p^{ISM}(r,0,E) = \kappa.Q_p^{Tot}.f(r) \tag{16.27}$$

  où :

- Q_p^{Tot} représente le taux de production de protons d'énergie E intégré sur toute la Voie Lactée ;
- f(r) est le profil radial associé aux sources.
- κ le facteur de normalisation vérifiant :

$$\frac{1}{\kappa} = 4\pi R^2 h \int_0^1 u f(u) du \quad \text{avec} \quad u = \frac{r}{R} \tag{16.28}$$

La transformée de Bessel du taux de production des protons $Q_p(r, z, E)$ est donnée par :

$$\begin{aligned} Q_i(z, E) &= 2h.\delta(z).Q_i(0, E) \\ &= \delta(z).Q_p^{Tot}.q_i \end{aligned} \tag{16.29}$$

On en déduit alors par les équations 16.25 et 16.29 :

$$P_i(0, E) = \frac{q_i}{A_i}.Q_p^{Tot}(E) \tag{16.30}$$

avec

$$q_i = \frac{1}{\pi R^2} \frac{1}{J_1^2(\alpha_i)} \frac{\left(\int_0^1 u du J_0(\alpha_i u) f(r = uR)\right)}{\left(\int_0^1 u du f(r = uR)\right)} \tag{16.31}$$

et

$$A_i = V_C + 2h.\Gamma_p + K.S_i.coth\left(\frac{S_i L}{2}\right) \tag{16.32}$$

où $\Gamma_p = \sigma_{pH \to pH}^{collision}.v(E).n_H$ est le taux de collisions.

Ainsi, une fois la distribution radiale f(r) des sources de protons cosmiques primaires déterminée, la taux Q_p^{Tot} est la seule inconnue du problème. Le choix de f(r) est discuté section 16.3.2 page 240. Nous déterminons Q_p^{Tot} en calculant le spectre de protons prédit au niveau de la Terre et en le normalisant aux observations (voir section 16.3.1 page 239). La distribution des protons est alors complètement déterminée dans toute la Voie Lactée à partir du spectre mesuré sur Terre et rétro-propagé jusqu'aux sources.

16.2.5 Paramètres de propagation

L'approche semi-analytique a pour objectif de résoudre l'équation de propagation en décrivant le parcours des rayons cosmiques par une diffusion dans une boite. Cela se fait en paramétrisant le coefficient de diffusion K (dépendant de la rigidité R). Les paramètres libres du modèle sont les dimensions du halo (en particulier la demi-hauteur L), la valeur du coefficient de diffusion K_0 et sa dépendance vis à vis de la rigidité δ, la valeur et la forme du vent convectif V_c.

Les mesures des rapports secondaires sur primaires permettent de contraindre les paramètres du modèle de propagation. Les noyaux primaires sont toujours les plus stables, il s'agit de l'Hydrogène, du Carbone, de l'Oxygène et du Fer en majorité. Le Lithium Li, le Berylium Be et le Bore B sont les produits de spallation du Carbone C et de le l'azote N sur le milieu interstellaire. En étudiant le rapport de ces secondaires sur leurs primaires, il est possible de contraindre les paramètres de propagation. Le rapport B/C (le bore B étant le secondaire du

carbone C) donne les résultats les plus contraignants car les sections efficaces nucléaires sont mieux connues et les flux sont mieux mesurés. Le coefficient de diffusion est habituellement [189] décrit comme :

$$K(E) = K_0.\beta.R^{\delta} \tag{16.33}$$

où :
- $\beta = \mathrm{v/c}$;
- $R = p/Ze$ est la rigidité exprimée en Volts, p est l'impulsion du rayon cosmique et Z sa charge ;
- $\mathrm{K_0}$ est la normalisation du coefficient diffusif ;
- δ représente l'indice de dispersion à haute énergie. Compris entre 0.3 et 0.8, sa mesure sera contrainte par AMS et CREAM à haute énergie où l'on attend une précision de 10 %.

En confrontant les prédictions des rapports B/C aux mesures, il est possible de contraindre tous les paramètres de diffusion [168]. La figure 16.5 montre l'ajustement des jeux de paramètres aux mesures de B/C.

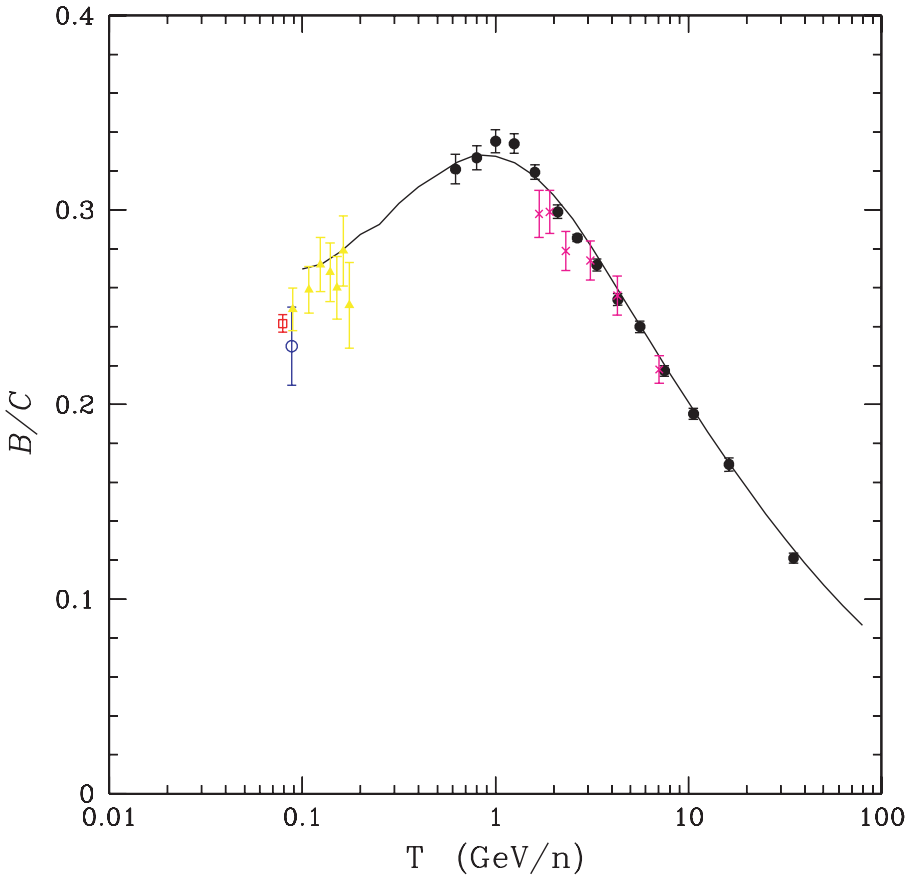


FIGURE 16.5 – Mesures du rapport B/C et ajustement d'un jeu de paramètres [168]

En l'absence de mesures plus précises du rayonnement cosmique et de sa composition fine, les paramètres de diffusion présentent de nombreuses dégénérescences qui entraînent une incertitude sur la prédiction des flux de rayons cosmiques conventionnels. Le tableau 16.1 montre trois jeux de paramètres conduisant à des valeurs correspondant à des prédictions maximales,

minimales et à la prédiction moyenne pour les flux autorisés par le rapport B/C. Dans la suite, le jeu de paramètres moyen sera utilisé comme référence.

Modèle	K_0 $[kpc^2/(10^6\ ans)]$	δ	L $[kpc]$	V_c $[km.s^{-1}]$
min	0.0016	0.85	1	13.5
Med	0.0112	0.70	4	12
MAX	0.0765	0.46	15	5

TABLE 16.1 – Combinaison des paramètres de diffusion compatibles avec le rapport B/C. Ces jeux de paramètres de diffusion conduisant à un flux minimal, maximal et moyen.

16.2.6 Les pertes d'énergie

Lorsque les rayons cosmiques se propagent dans le disque, ils subissent des interactions avec le milieu ambiant (H_I,H_{II}, He). Ces pertes n'influent sur le spectre qu'à basse énergie (en dessous de 1 GeV environ), elles sont pour le moment négligées.

Une particule de haute énergie circulant dans le milieu interstellaire ionise le gaz par interaction électromagnétique. La perte d'énergie qu'elle subit est donnée par la formule de Bethe-Block :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = -0.307\frac{\gamma^2}{\gamma^2-1}\left[ln\left(\frac{7.53\ 10^5}{\langle\Lambda\rangle\ /eV}(\gamma^2-1)\right) - \frac{\gamma^2}{\gamma^2-1}\right]\ [MeV.cm^{-1}] \tag{16.34}$$

où $\langle\Lambda\rangle$ est le potentiel d'ionisation moyen. $\langle\Lambda_H\rangle$=19 eV, $\langle\Lambda_{He}\rangle$=44 eV.

16.3 Les sources

16.3.1 Intensité des projectiles : mesures du flux des rayons cosmiques sur Terre

Les rayons cosmiques primaires (les protons surtout et les noyaux d'hélium dans une moindre mesure) appartiennent initialement au milieu interstellaire et sont accélérés par le passage d'ondes de choc provenant vraisemblablement de l'explosion de supernovae, les mécanismes d'accélération sont presentés dans la section 1.3.1 page 13. Le flux mesuré du rayonnement cosmique au niveau de la Terre vaut :

$$\Phi_\odot^P = 1.3249\left(\frac{T}{1\ GeV}\right)^{-2.72}\ protons.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}.GeV^{-1} \tag{16.35}$$

$$\Phi_\odot^{He} = 0.0721\left(\frac{T}{1\ GeV}\right)^{-2.74}\ hélium.cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}.GeV^{-1} \tag{16.36}$$

où T représente l'énergie cinétique par nucléon du rayon cosmique.

L'ajustement provenant de Donato et al. [69] est représenté figure 16.6

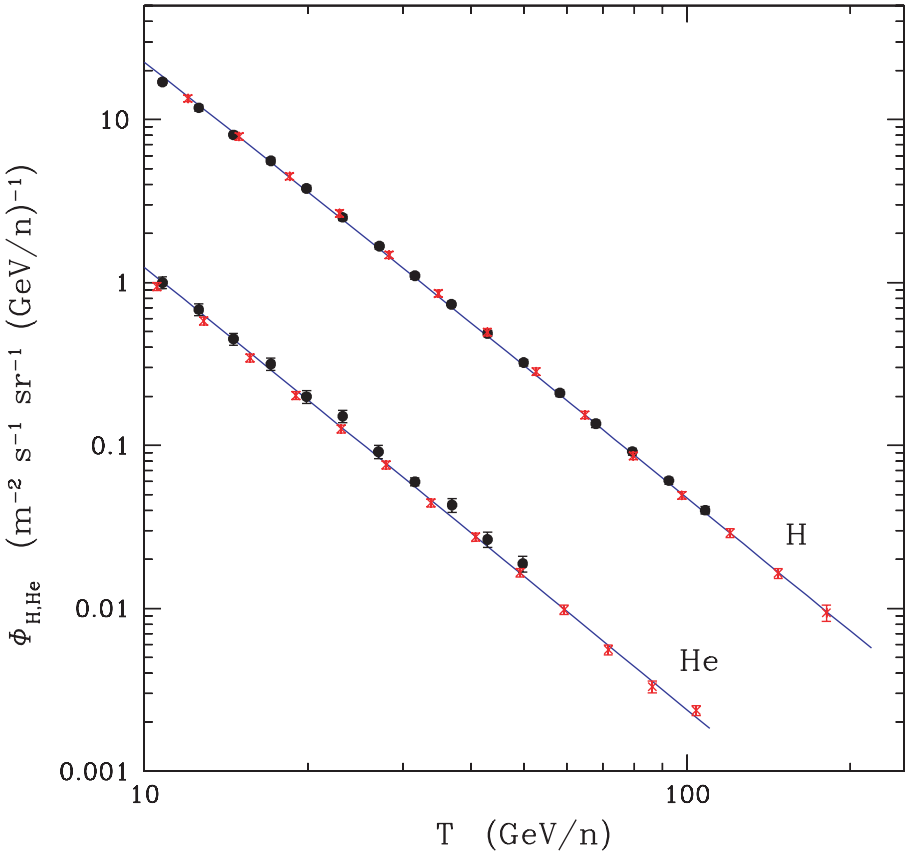


FIGURE 16.6 – Flux de protons (*en haut*) et d'hélium (*en bas*) extrait de Donato et al. [69]. Les mesures proviennent des expériences AMS (en rouge) et BESS (en noir).

16.3.2 Distribution des sources

Dans notre modèle, la connaissance de la distribution spatiale des rayons cosmiques est importante. Nous utilisons pour cela les distributions d'étude de population de pulsars ou de restes de supernovae. La position du Soleil est supposée être de 8.5 kpc du centre galactique. Les distributions radiales et verticales des modèles sont habituellement de la forme :

$$f(r,z) = f_0.r^a.exp\left(-\frac{r}{r_0}\right).exp\left(-\frac{|z|}{z_0}\right) \tag{16.37}$$

où f_0 est la normalisation de la distribution.

Les modèles diffèrent surtout sur la distribution radiale. L'évolution verticale n'étant que rarement discutée, nous utiliserons comme valeur z_0=0.1 kpc [183] pour tous les modèles.

Parmi les distributions existantes, représentées figure 16.7, nous utilisons celle de Yusifov et Küçük [240], Paczynski [183], Lorimer [155] et Sasaki et al. [199] basées sur les distributions de pulsars. Notons également la paramétrisation de Case et al. [45] provenant de l'étude de supernovae.

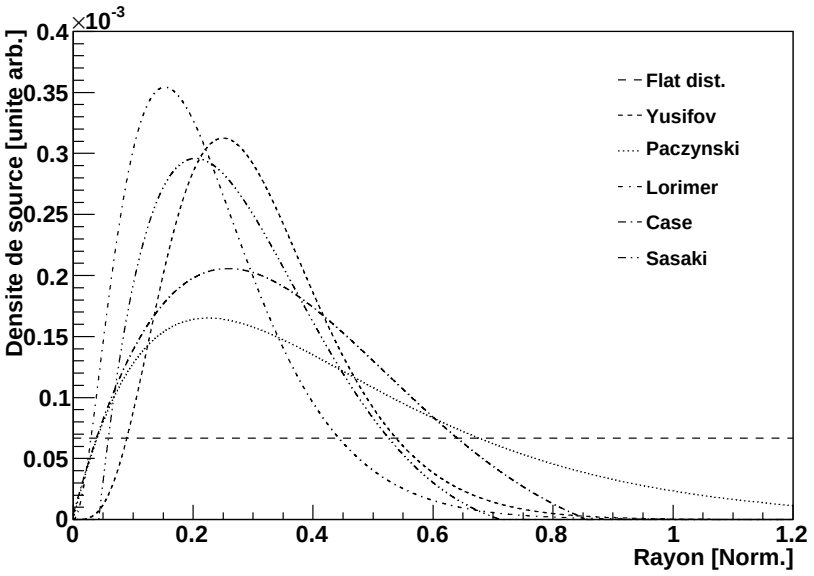


FIGURE 16.7 – Profils de distribution des sources de rayons cosmiques. Les rayons sont normalisés en fonction du rayon galactique R = 20 kpc. Les distributions ont également été normalisées pour donner le même nombre de sources dans la galaxie.

16.4 Cibles

Les rayons cosmiques se propageant dans la galaxie interagissent avec le milieu interstellaire. Leurs collisions forment, entre autre, les rayons γ que nous cherchons à déterminer. Cette section se consacre à l'établissement des cartes de H_2, H_I et H_{II} constituant notre milieu interstellaire cible.

16.4.1 Réalisation des cartes

Les cartes utilisées proviennent de relevés radio, pour les distributions de H_2 et H_I. Ces relevés sont effectués en mesurant les raies caractéristiques des gaz recherchés. La mesure du déplacement de la raie renseigne sur sa vitesse de rotation par rapport à nous grâce à l'effet Doppler.

La détermination de la masse du nuage se fait à partir de l'intensité de la colonne de densité mesurée. Dans le cas des observations radio, la quantité dérivée est la température d'antenne T_A correspondant à une longueur d'onde. Elle est reliée à la puissance reçue par l'antenne P_ν :

$$P_\nu = k_B.T_A \tag{16.38}$$

L'intensité intégrée de la raie étudiée, W exprimée en K.km.s^{-1}, est estimée pour une vitesse donnée à partir de la température d'antenne :

$$W = \int T_A d\nu \tag{16.39}$$

La déconvolution des relevés est ensuite effectuée à partir de différents modèles :

- Pohl et al. [78] ont un modèle de distribution de matière dans la galaxie prenant en compte la présence de bras ;
- Strong et al. pour GALPROP [216] supposent une dépendance en rayon et en élévation et une symétrie de rotation.

Dans les cas d'une dégénérescence possible sur la localisation du nuage, la distribution de matière est pondérée en fonction des attentes aux différentes positions possibles. En effet, comme le flux de rayons cosmiques n'est pas supposé homogène dans la galaxie, la position du gaz est importante pour le calcul du flux γ dérivé.

16.4.2 Estimation des distances

L'estimation des distances séparant les émissions détectées est effectuée à l'aide des vitesses de rotation du disque autour du centre de la galaxie. En effet, la mesure de l'effet Doppler de raies provenant du gaz recherché permet de connaître sa vitesse par rapport à nous. La figure 16.8 de gauche représente le profil de vitesse de rotation en fonction de la distance au centre de la galaxie paramétrisée par Clemens et al. [50]. La distance utilisée entre le Soleil et le centre de la galaxie est de 8.5 kpc.

La projection des vitesses de rotation le long de la ligne de visée est fonction de la distance qui nous sépare de l'objet. La figure 16.8 de droite représente la distribution des vitesses projetées le long d'une ligne de visée. En connaissant la distribution de la vitesse de rotation par rapport au centre de la galaxie et notre position par rapport à celui-ci, la projection de la vitesse d'un objet est alors déterminée par :

$$V(l,b,r) = \left[\frac{R_0}{r}.V(r) - V_\odot\right] sin(l).cos(b) \tag{16.40}$$

où
- $V_\odot = 220$ km.s^{-1} est la vitesse de rotation du système solaire autour du centre galactique ;
- $R_0 = 8.5$ kpc la distance le séparant du centre de la galaxie ;
- V(r) est la vitesse de rotation à une distance r du centre de la galaxie ;
- (l,b) les coordonnées galactiques de la ligne de visée.

La figure 16.9 illustre deux exemples de distribution de vitesse en fonction de la distance au Soleil pour deux lignes de visée différentes. L'image de droite correspond à une direction de visée proche du centre de la galaxie, où une vitesse correspond à deux distances différentes possibles. Ce cas se présente lorsque la ligne de visée est distante de moins de 90° du centre de la galaxie. L'image de droite pointe vers l'anti-centre de la galaxie, aucune ambiguïté n'est présente dans la relation distance-vitesse.

16.4.3 Distribution du gaz atomique H_I

L'hydrogène dans son état fondamental est plus facilement observable grâce à sa raie à 21 cm (ou 1.4 GHz). A son niveau fondamental, le niveau 1s de l'électron est subdivisé en deux niveaux selon le couplage parallèle (niveau excité) ou anti-parallèle (niveau inférieur) des spins du proton et de l'électron. Il s'agit d'une transition hyperfine : la différence d'énergie entre ces deux niveaux (6.10^{-6} eV) est bien inférieure à l'énergie d'ionisation de 13.6 eV. Les collisions dans le milieu interstellaire provoquent le passage du niveau anti-parallèle au niveau excité de l'électron, puis se désexcite en rayonnant à 21 cm. Bien que le temps de désexcitation soit long

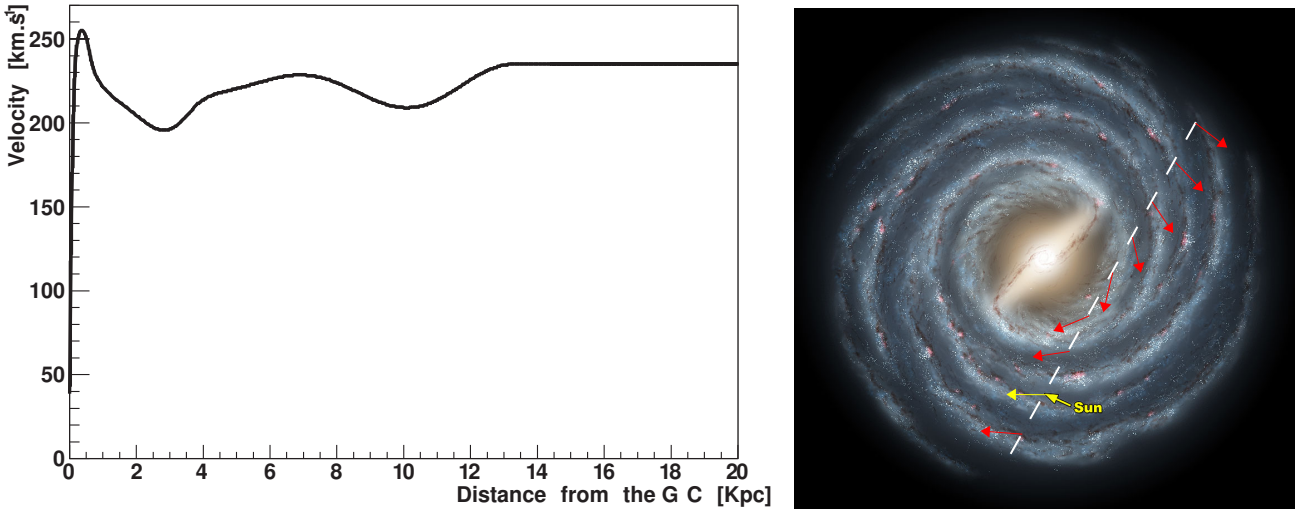


FIGURE 16.8 – *Image de gauche* : Evolution de la vitesse de rotation en fonction de la distance radiale au centre de la galaxie. La paramétrisation est tirée de [50].
Image de droite : Vue schématique de la Voie Lactée. La répartition de la vitesse de rotation le long d'une ligne de visée est représentée pour illustration.

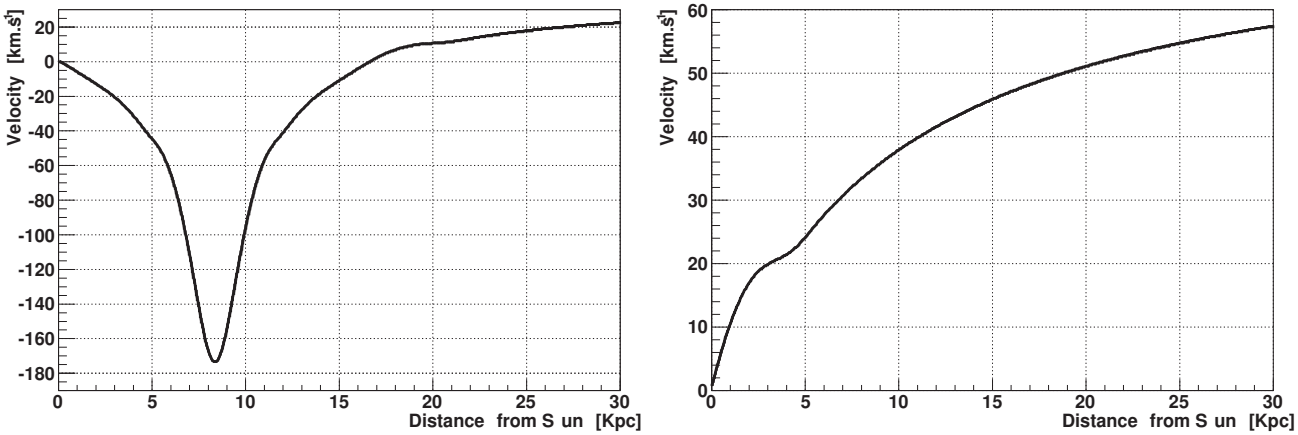


FIGURE 16.9 – Exemples de distribution de vitesse en fonction de la distance au Soleil, en direction de (l=350, b=0.1), *image de gauche* et (l=200, b=0.5) *image de droite*.

(10^7 ans) le nombre de collisions et la quantité d'hydrogène atomique permettent sa détection. Cette raie peut aussi bien être utilisée en émission qu'en absorption.

En utilisant le relevé du LAB [120], Pohl et al. nous ont également fourni des cartes de H_I produites comme précédemment [78].

La figure 16.10 montre l'émission en H_I vue depuis la Terre, intégrée le long de la ligne de visée. Bien que la composante atomique soit moins concentrée dans le plan galactique que le H_2, elle peuple les hautes latitudes ce qui est important dans l'étude de l'émission diffuse.

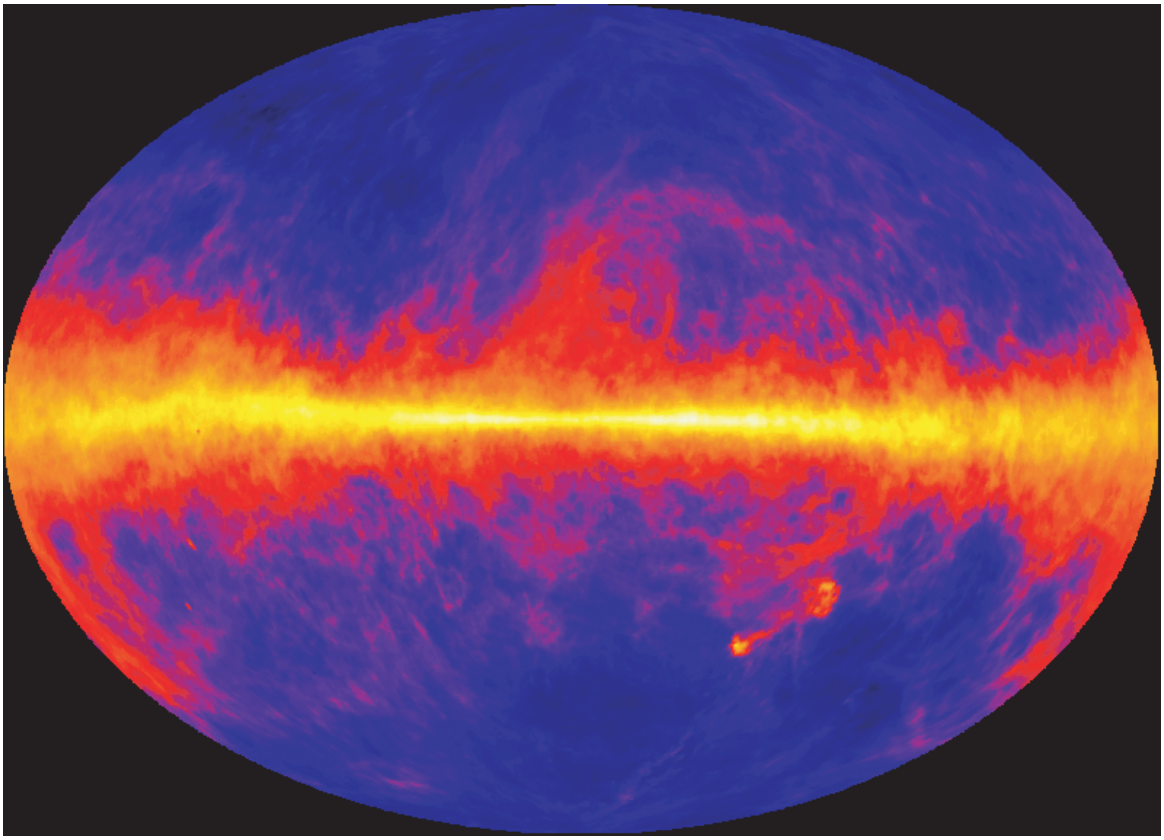


FIGURE 16.10 – Emission en H_I vue depuis la Terre, intégrée le long de la ligne de visée.

16.4.4 Distribution du gaz moléculaire H_2

Le H_2 est une molécule symétrique, elle ne possède pas de moment dipolaire permanent. De ce fait, elle n'a pas de spectre de rotation pure en radio. L'absence de transition à basse énergie a pour résultat que nous ne pouvons pas détecter directement l'hydrogène moléculaire aux températures typiques du milieux interstellaire (10 - 50 K).

Le monoxyde de carbone CO est la deuxième molécule la plus abondante après l'hydrogène moléculaire ($N(CO)/N(H_2) \approx 10^{-4}$ dans les nuages). Elle possède de nombreuses transitions rotationnelles dans le domaine radio millimétrique, notamment la transition fondamentale $J=1 \rightarrow J=0$ à 115 GHz (ou 2.6 mm), ainsi que toutes les transitions supérieures s'étalant du millimétrique juqu'à l'infrarouge lointain. L'émission millimétrique du CO est le meilleur traceur moléculaire du disque. Les nuages moléculaires sont suffisamment denses pour que le CO

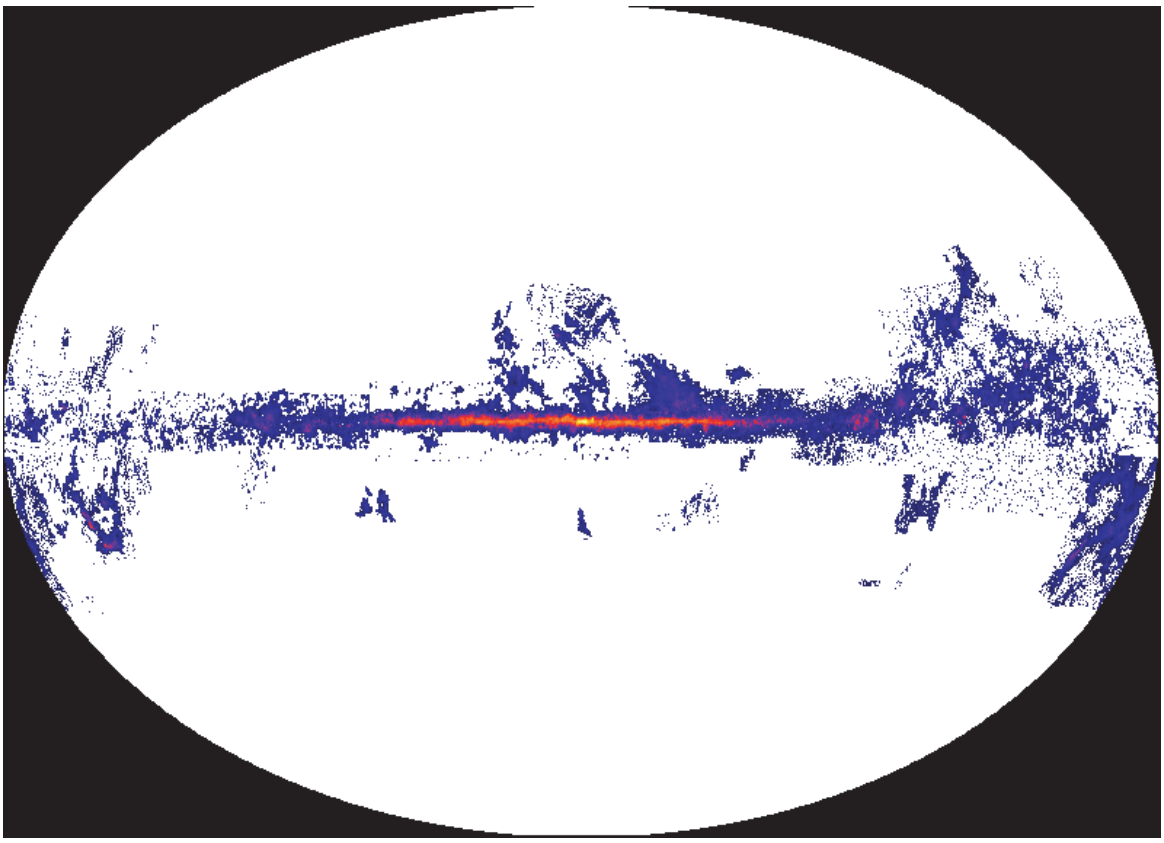


FIGURE 16.11 – Emission de la molécule de CO vue depuis la Terre, intégrée le long de la ligne de visée.

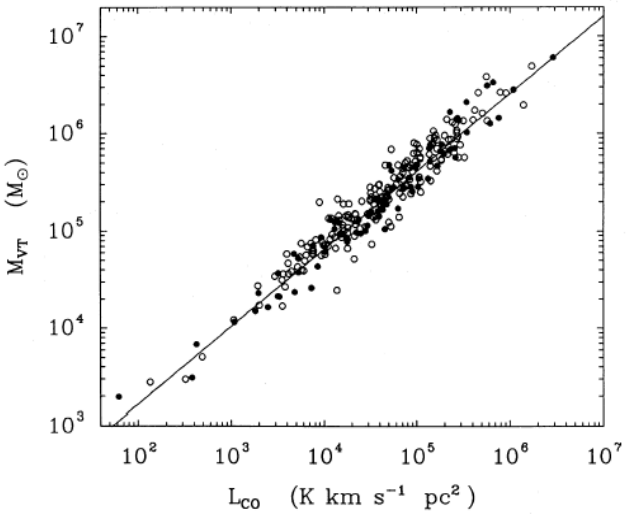


FIGURE 16.12 – Masse de nuages moléculaires en fonction de l'intensité de la raie du CO. Cette figure est tirée de Solomon et al. [212].

soit collisionnellement excité. De plus, le CO est photodissociable comme H_2 [225], il sera donc présent dans les mêmes conditions que le H_2.

L'intensité de la raie de CO est proportionnelle à la densité de colonne de H_2. Ces deux quantités sont reliées par le facteur X_{CO}. Nous utiliserons la valeur du rapport :

$$X_{CO} = \frac{N_{H_2}}{W_{CO_{(1-0)}}} = 2.3\ 10^{20}\ cm^{-2}.K^{-1}.km^{-1}.s \tag{16.41}$$

pour notre galaxie, extraite de Strong et al. [215].

La figure 16.12 illustre le rapport entre la masse des nuages détectée et l'intensité de la raie du CO.

En utilisant le relévé de Dame et al. [58], Pohl et al. [187] ont produit des cartes de CO de la galaxie en déconvoluant l'émission à partir d'un modèle de dynamique de la Voie Lactée.

La figure 16.11 montre l'émission de la molécule de CO depuis la Terre, intégrée le long de la ligne de visée.

16.4.5 Distribution du gaz ionisé H_{II}

La distribution d'hydrogène ionisé ne peut être détectée puisqu'il n'émet ni n'absorbe de lumière, il est cependant accompagné d'électrons. Cordes et Lazio [54] ont élaboré un modèle de distribution de H_{II} dans la galaxie que nous utilisons également. Il est basé sur des mesures du champ magnétique et sur des observations de pulsar.

La figure 16.13 illustre l'émission H_{II} vue depuis la Terre, intégrée le long de la ligne de visée.

16.5 Résultats

16.5.1 Calcul des cartes de γ

Comme nous l'avons vu précédemment, les rayons cosmiques interagissent avec le milieu interstellaire et produisent des pi^0 qui se désintègrent en photons. Le taux de production s'écrit :

$$Q_\gamma(M, E_\gamma) = \int_{E_p^0}^{+\infty} \frac{d\sigma(pH \to \gamma)}{dE_\gamma}.n_H.v_p(E_p).\psi_p(r, E_p) \tag{16.42}$$

où :
- $d\sigma(pH \to \gamma)/dE_\gamma$ est la section efficace de production de γ ;
- l'indice p renvoie aux protons mais plus largement aux projectiles : les protons et les particules α, suivant leurs flux respectifs (présentés section 16.3.1 page 239) ; de même les cibles ne sont pas que les noyaux d'hydrogène H mais un mélange d'hydrogène et d'hélium : 90 % H + 10 % He. La modification de la section efficace, pour prendre en compte l'hélium, est décrite section 16.1.3 page 229.

Le flux reçu sur Terre est obtenu en intégrant le terme source de l'équation précédente 16.42 le long de la ligne de visée. Pour un angle solide d Ω défini par une longitude dl et une latitude db, le volume V situé à une distance s de la Terre et de profondeur ds est :

$$V(l, b, s) = \frac{4}{3}\pi \left(\left(s + \frac{ds}{2} \right)^3 - \left(s - \frac{ds}{2} \right)^3 \right) \frac{d\Omega}{4\pi} \tag{16.43}$$

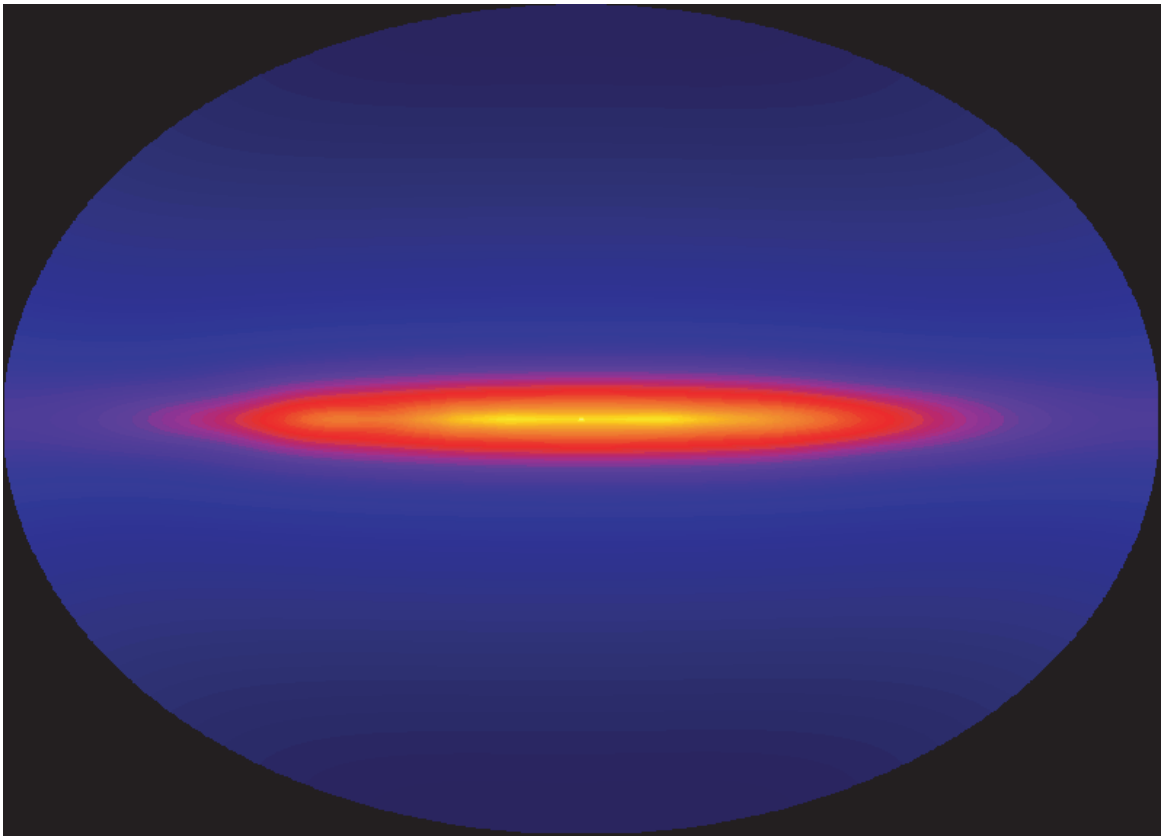


FIGURE 16.13 – Emission H_{II} vue depuis la Terre, intégrée le long de la ligne de visée.

avec

$$d\Omega = dl.db.cos(b) \tag{16.44}$$

ainsi,

$$V(l,b,s) \sim \frac{s^2\ ds}{3} cos(b).dl.db \tag{16.45}$$

Le flux de photons arrivant dans cette direction est donc :

$$\phi_{\odot}^{(l,b,s)}(E_\gamma) = \int_0^{+\infty} Q_\gamma(M, E_\gamma) \frac{cos(b).db.dl}{12\pi} ds\ [cm^{-2}.GeV^{-1}.s^{-1}] \tag{16.46}$$

Le résultat est représenté figure 16.14 pour une énergie de 100 GeV. Les cartes utilisées sont celles décrites précédemment, la section efficace utilisée est celle de Huang et al., la distribution de sources provient de la modélisation de Lorimer. Les rayons cosmiques primaires sont propagés avec le jeu de paramètres Med. Le temps de calcul nécessaire à la réalisation d'une carte est inférieur à 10 minutes ce qui permet de parcourir les paramètres de propagation à tester ainsi que les différents modèles présentés. L'émission γ provenant de la désintégration du π_0 suit la distribution du gaz interstellaire, selon les cartes de CO dans le plan de la galaxie et selon la distribution de H_I lorsque l'on s'en écarte. Le spectre en énergie suit une loi de puissance d'indice -2.7 environ. Cette propriété sera utilisée dans le chapitre suivant pour évaluer les possibilités de détection avec H.E.S.S. (voir figure 17.5 page 257).

Tous les résultats seront discutés dans un papier en préparation avec T. Delahaye, A. Fiasson, P. Salati, S. Rosier, M. Pohl et P. Englmaier.

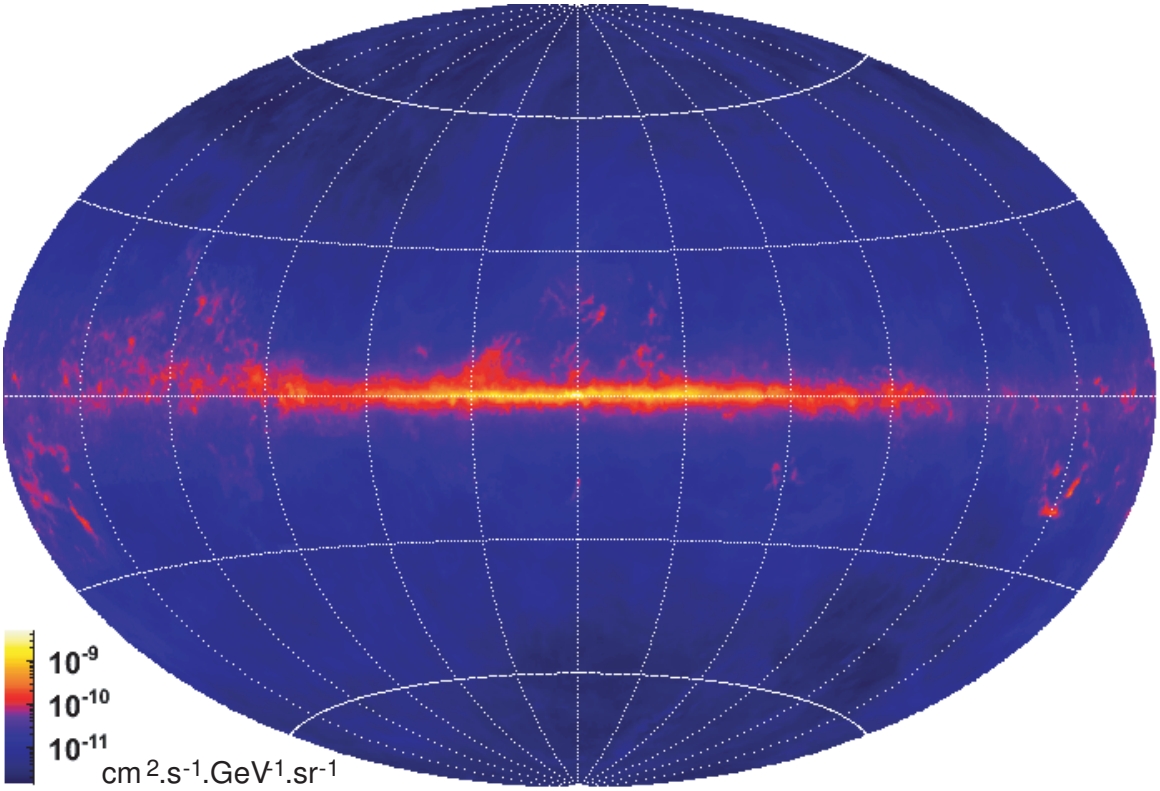


FIGURE 16.14 – Carte du ciel représentant l'émission γ à 100 GeV provenant de la désintégration de π^0 galactique.

16.5.2 Diffusion des rayons cosmiques

La figure 16.15 représente les effets de différents jeux de paramètres de propagation min, Med et MAX pour des énergies de 1, 10 et 1 000 GeV. Le flux de protons est représenté en fonction de l'altitude et du rayon de la galaxie. A énergie constante, on remarque que le flux de rayons cosmiques varie fortement en fonction de l'altitude de la galaxie suivant le modèle de propagation. En effet, la hauteur de la boite modélisant la galaxie est directement liée aux paramètres de propagation comme présenté dans la table 16.1.

On observe également qu'au delà de quelques dizaines de GeV, les résultats sont très similaires avec ceux de 1 TeV. La raison est que la propagation s'effectue de la même façon pour toutes les énergies. En deçà, le terme de convection provenant des vents galactiques devient dominant : la convection peuple la galaxie en altitude z. De plus, plus les protons diffusent et plus leur distribution spatiale est lissée.

Près du centre galactique, ou bien en r=0 et à des altitudes supérieures, l'effet de la propagation est importante. Pour les paramètres de propagation minimale, la distribution des rayons cosmiques ne semble être modifiée que par la présence du vent convectif vertical, aucune émission n'est alors attendue près du centre galactique, ou pour les faibles rayons. Le faible nombre de sources au centre de la galaxie nécessite une diffusion importante pour y observer un rayonnement γ provenant de la désintégration des π^0 issus de l'interaction du rayonnement cosmique. De même, en direction de l'anti-centre de la galaxie, peu de sources y sont attendues. L'anti-centre, ou toute région éloignée du centre de la galaxie, peut être un outil précieux pour

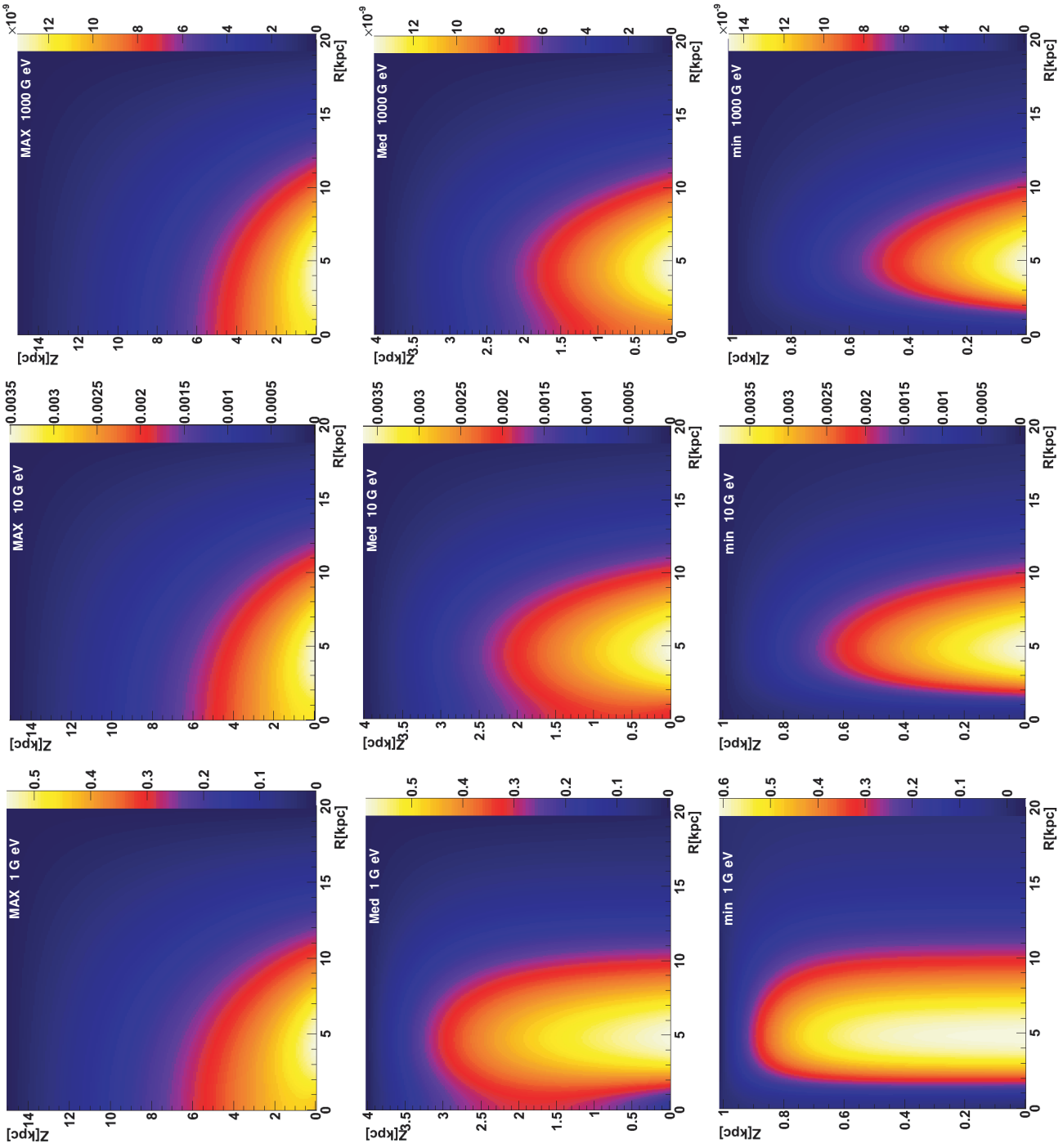


FIGURE 16.15 – Flux de protons dans la galaxie en fonction du rayon r et de l'altitude z. Chaque colonne correspond à une énergie différente : 1, 10, 1 000 GeV de gauche à droite. Chaque ligne correspond à un jeu de paramètres de propagation différent : MAX, Med et min de haut en bas.

contraindre les paramètres de propagation.

– *(...) j'ai toujours pensé que nous devions avancer vers l'avenir.*
– *Oui, monseigneur. Difficile d'aller dans l'autre sens.*

Terry Pratchett, La Vérité

17 Les observations avec *H.E.S.S.*

Contents

17.1 Sensibilité de H.E.S.S. dans le plan galactique 252
17.1.1 Observations 252
17.1.2 Calcul de la sensibilité 253
17.1.3 Cartes 255
17.2 Contraintes d'observabilité 255
17.2.1 Observation de régions OFF 258
17.2.2 Fonds constants 258
17.3 Conclusion 258

Les nombreuses sources détectées par H.E.S.S. ont toutes un point commum : leur extension spatiale est limitée (l'objet γ le plus étendu détecté est Vela X d'un diamètre apparent de 2.5° environ [72]).

L'observation de l'émission diffuse dans tout le plan de la galaxie avec H.E.S.S. n'a pas encore été possible. Cette analyse s'avère difficile par la nature diffuse de l'émission, mais aussi par la faiblesse des flux attendus. En effet, les méthodes standard de soustraction du fond à l'intérieur d'un même champ de vue ne sont pas applicables pour deux raisons : le fond diffus couvre l'intégralité du ciel et sa variation dans le champ de vue de la caméra est faible. Il faut donc recourir à la méthode de soustraction ON-OFF. Nous ferons ici l'hypothèse que nous allons le rechercher dans une région de 0.1° de rayon correspondant à la taille d'une source pontuelle. Ce type d'objet reste homogène d'une analyse à l'autre et ne dépend pas des contraintes observationnelles ou de la morphologie de la source. Une source ponctuelle est également l'objet le plus facile à analyser : puisque sa taille et sa position sont connues, une sélection angulaire permet d'éliminer efficacement le fond de protons isotropes.

La modélisation de l'émission γ réalisée pour le fond diffus sert de base aux flux recherchés. Dans une stratégie d'observation, une carte de sensibilité du plan galactique est réalisée en utilisant l'intégralité des données [1] de H.E.S.S. ainsi qu'une estimation du nombre de photons issus du fond diffus actuellement détectés par H.E.S.S. La contrainte de la rejection du fond pour cette étude est également présentée.

17.1 Sensibilité de H.E.S.S. dans le plan galactique

A sa construction, l'objectif de H.E.S.S. était d'atteindre une sensibilité nominale égale à 1 % du flux du Crabe positionné à 20° d'angle zénithal en 25 heures d'observation [12]. Cette valeur de sensibilité est utilisée comme référence pour la suite.

Le flux ϕ d'une source est défini comme le nombre de photons émis par unité de temps (secondes), de surface (m^2) et d'énergie (TeV) :

$$\phi = \frac{dN}{dS.dt.dE} \tag{17.1}$$

Les conditions d'observation influent fortement sur la valeur de la surface efficace du détecteur, et par conséquent sur la sensibilité. Celle-ci dépend principalement de trois paramètres :

- l'angle zénithal correspondant à la position de la source dans le ciel,
- le décalage du pointé de la source par rapport à la position du centre de la caméra ,
- l'efficacité optique globale du système de détection qui se dégrade au fil du temps principalement par la détérioration des miroirs.

Les sensibilités calculées ici sont effectuées avec l'analyse Model ++ avec le jeu de coupures standard. Elle a été choisie pour ses qualités de rejet de hadrons et de faible dépendance avec le bruit de fond de ciel. Les effets des conditions d'observation sont présentés dans l'annexe B page 327.

17.1.1 Observations

La grande majorité des données prises provient d'observations destinées à l'étude de sources γ de très haute énergie ou à la détection de nouvelles sources dont la position est suggérée par

1. Pointé de source ou balayage du plan galactique.

des observations à d'autres longueurs d'ondes. Il s'agit donc de sources pointées. L'autre partie des données provient d'observations effectuées en balayant des régions du plan galactique.

Les observations de H.E.S.S. utilisées pour cette étude comprennent toutes les prises de données disponibles en janvier 2010 autour du plan galactique avec $|b| < 5°$. Plus de 2 100 heures sont disponibles, la figure 17.1 illustre la répartition des 4 552 prises de données en fonction de la longitude (à gauche) et de la latitude galactique (à droite).

La figure 17.2 représente la position des différentes latitudes galactiques dans les données de H.E.S.S. Le centre galactique est visible avec un faible angle zénithal depuis le site alors que les régions avec une longitude galactique de -60° ne passent qu'à 45° d'angle zénithal. La visibilité du ciel depuis le site de H.E.S.S. est représentée figure 19.1 page 285. Le seuil en énergie dans les observations du plan galactique n'est donc pas uniforme.

17.1.2 Calcul de la sensibilité

Pour estimer la sensibilité à partir des conditions d'observation, certaines hypothèses ont été faites :

1. Les observations sont dominées par le fond : un signal S est bien plus faible que le fond B. Cette hypothèse est raisonnable dans le cas de flux de l'ordre de 1 % du Crabe. La significativité évolue [2] donc comme :

$$\sigma = \frac{S}{\sqrt{B}} \tag{17.2}$$

2. Le fond subsistant après sélection possède la même dépendance dans l'acceptance que les γ en zénith, en décalage du pointé de la source par rapport à la position du centre de la caméra et en efficacité optique.
3. La rejection du fond est équivalente pour les prises de données comprenant 3 et 4 télescopes.
4. La sensibilité évolue alors comme :

$$\phi_{limite} \propto \frac{1}{Acceptance \ . \ t} \tag{17.3}$$

Les sensibilités obtenues sont normalisées suivant la sensibilité nominale de H.E.S.S. [12] : un flux de 1 % du Crabe est détecté à 5 σ en 25 heures d'observation lorsqu'il est positionné à 20° de zénith.

Afin de valider ces hypothèses, les données relatives au Crabe et au centre galactique ont été analysées. Pour les analyses de H.E.S.S., le rejet est plus efficace à haute énergie mais sa dépendance n'est pas bien connue en fonction de l'efficacité optique. La figure 17.3 illustre l'évolution de la significativité pour chaque prise de données en direction du centre galactique en fonction de l'efficacité optique. L'extraction du signal se dégrade faiblement quand l'efficacité optique diminue. Différents lots de données ont été étudiés suivant différentes conditions atmosphériques, aucune systématique n'apparaît.

2. Pour un nombre de photons supérieur à 10.

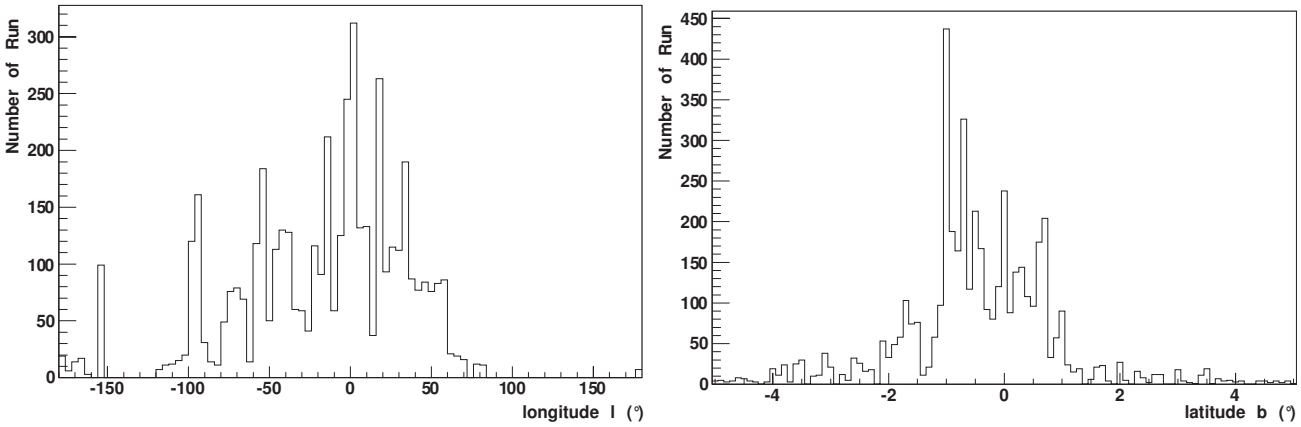


FIGURE 17.1 – Distributions des observations en latitude (*à gauche*) et en longitude galactique (*à droite*).

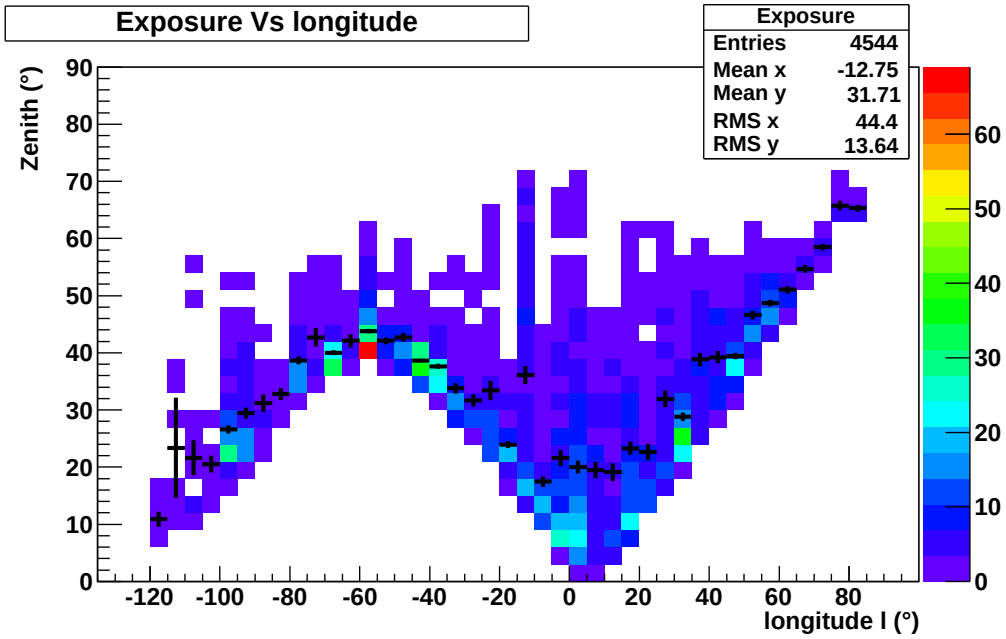


FIGURE 17.2 – Zénith d'observation en fonction de la longitude galactique. Chaque point en couleur correspond au nombre de prises de données dans cette configuration (zénith/longitude galactique). On observe bien le passage des différentes regions dans le ciel de H.E.S.S. avec l'angle zénithal minimal accessible. Le profil de la distribution est représenté en noir.

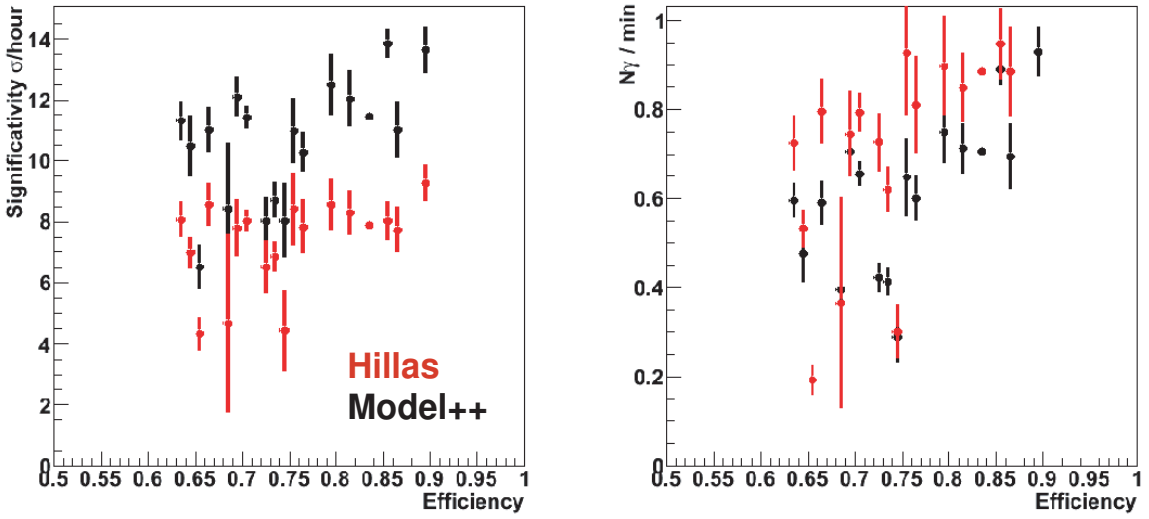


FIGURE 17.3 – Evolution de la significativité (*gauche*) et du taux de photons (*droite*) en fonction de l'efficacité optique pour les observations du centre galactique.
L'analyse Hillas est représentée en rouge, l'analyse Model++ en noir. Les données présentées sont celles qui passent les critères standard de sélection.

17.1.3 Cartes

La figure 17.4 montre les cartes de sensibilité actuelle de H.E.S.S. aux sources ponctuelles avec les données disponibles avant le 21 janvier 2010 pour des longitudes galactiques comprises en -60° et +60°. La sensibilité est exprimée en pourcentage du flux intégré du Crabe, pour des sources ponctuelles détectées à 5 σ. On observe une non-uniformité dans le plan galactique, les fortes sensibilités étant concentrées sur les sources observées abondamment. Le profil, tracé sur la figure de droite, montre que globalement la sensibilité est meilleure que 2 % du flux du Crabe. Deux profils ont été tracés pour deux latitudes différentes, b=0° et b=-1.5°. La sensibilité pour b=-1.5° est un peu moins bonne qu'à b=0° puisque le scan est centré sur le plan galactique. Ces événements ont donc un décalage du pointé de la source par rapport à la position du centre de la caméra plus important. Dans cette partie du plan, la sensibilité se situe aux alentours de 2 % du flux du Crabe, dans le cas d'une source ponctuelle.

La figure 17.5 du haut représente le flux γ provenant du fond diffus. Les flux prédits sont de l'ordre de 10^{-15} cm^{-2}.s^{-1}.TeV^{-1}.sr^{-1} à 1 TeV et correspondent à des flux faibles pour H.E.S.S. A titre de comparaison, le flux du Crabe est d'environ 3.10-11cm-2s-1TeV^{-1} à 1 TeV. Avec les temps d'obervation disponibles dans le plan galactique, le nombre de photons attendus par stéradian est de l'ordre de l'unité, comme illustré figure 17.5 en bas.

17.2 Contraintes d'observabilité

Les détecteurs Cherenkov sont des expériences dominées par le fond de protons. Pour l'étude de sources, on procède à la soustraction des événements présents dans la région ON, où l'on attend le signal, par ceux provenant de régions OFF. Les régions OFF sont choisies pour la similitude des conditions de prise de données avec la région ON mais surtout pour l'absence de sources γ. Dans le contexte de la recherche de fond diffus, le fond uniforme de protons ne

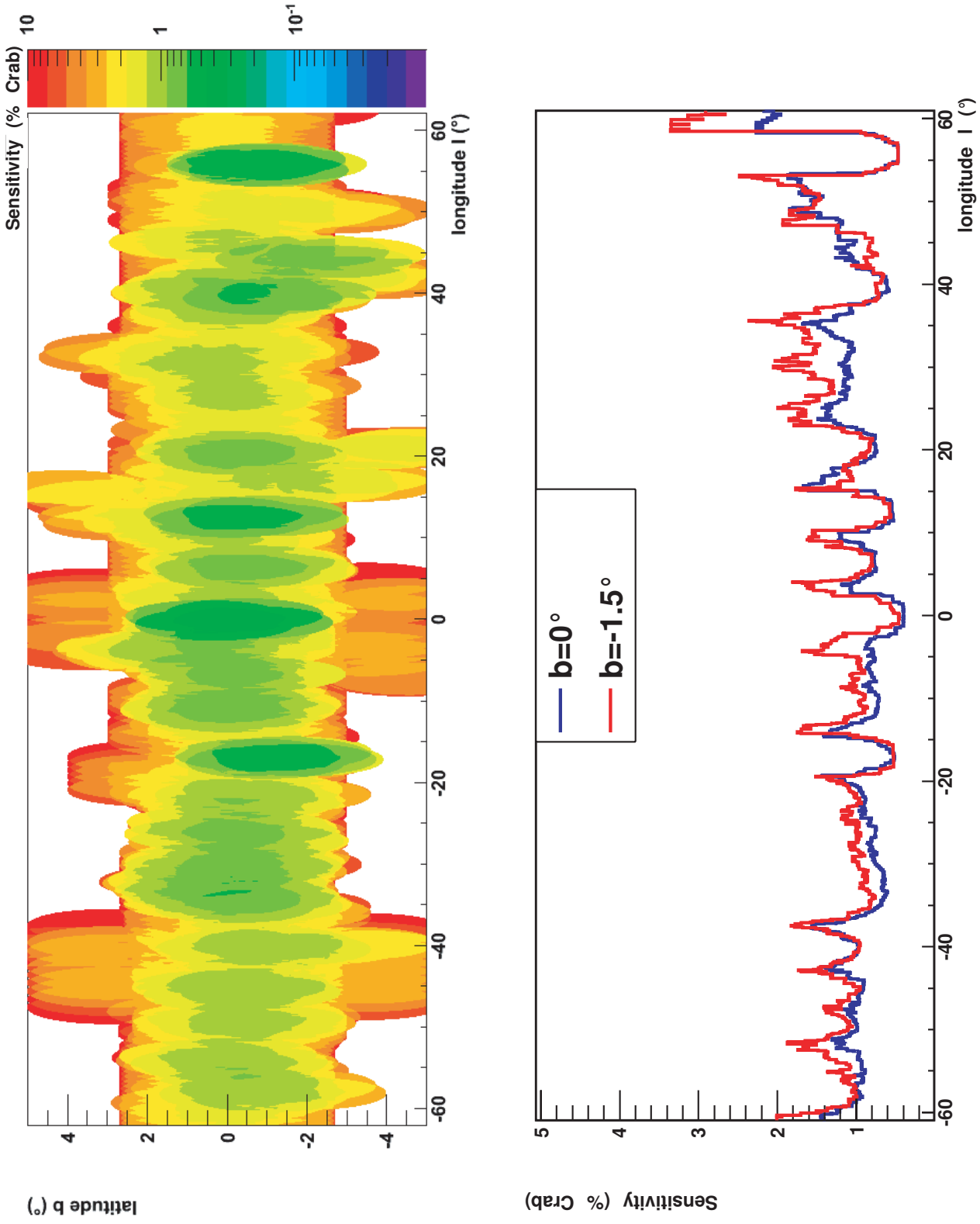


FIGURE 17.4 – Le calcul de normalisation est relatif à une source ponctuelle.
Image de gauche : Carte de sensibilité le long du plan galactique.
Image de droite : Profil de sensibilité le long du plan galactique, en b=0° et b=-1.5°.

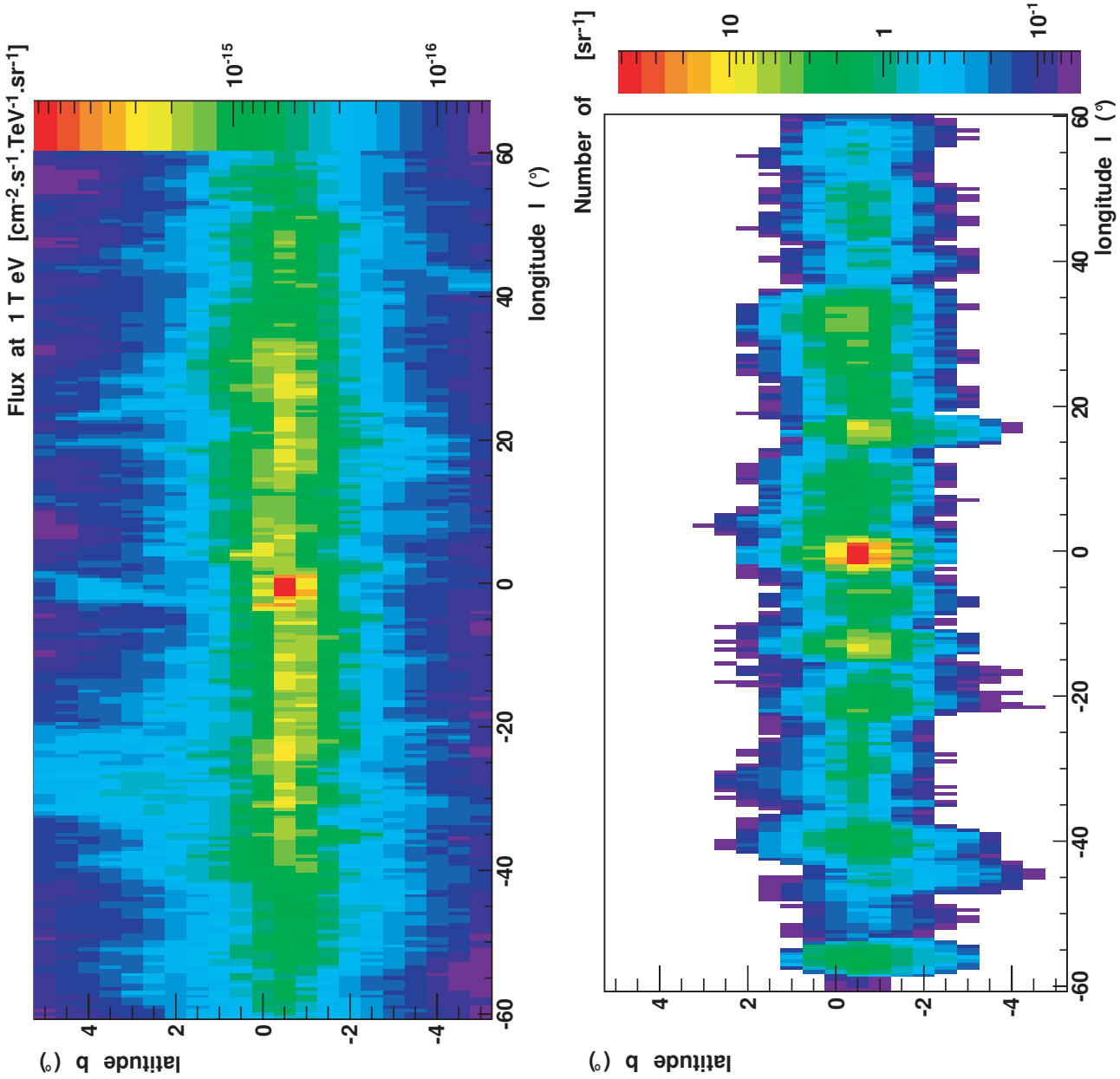


FIGURE 17.5 – Cartes en flux (*à gauche*) et en nombre de photons détectables (*à droite*) pour le fond diffus γ avec H.E.S.S. La résolution de la carte est de 0.5° et correspond à celle de notre modèle. Elle est contrainte pas les observations du CO.

peut être supprimé aussi simplement puisque l'on risque aussi de soustraire les photons du fond diffus. Pour estimer une sensibilité limite de ce fond composé d'événements reconstruits assimilés à des γ, les régions que l'on appelle habituellement OFF ont été analysées.

17.2.1 Observation de régions OFF

PKS 2155-304 est un noyau actif de galaxie (AGN) connu pour ses flares le rendant plus lumineux que la nébuleuse du Crabe ! Très largement observé et étudié, aucune émission γ n'a été mise en évidence autour de l'AGN. Les régions OFF l'entourant sont considérées comme dépourvues de sources γ.

La figure 17.6 montre le spectre reconstruit des événements considérés comme γ à l'intérieur de ces régions OFF. Sa forme n'est pas une loi de puissance mais présente une "bosse" entre 1 et 20 TeV, bien visible en particulier dans les résidus en bas de l'image. Cet excès peut être expliqué par les simulations. En effet, l'énergie est reconstruite en supposant une nature électromagnétique de la gerbe. Cette reconstruction induit un biais lors de l'analyse des hadrons qui peuvent alors être reconstruits à une énergie supérieure à leur énergie réelle. Les simulations de protons permettent d'expliquer l'excès de fond à haute énergie.

17.2.2 Fonds constants

La figure 17.7 représente en bleu l'intensité du fond d'électrons mesurée par H.E.S.S. [16] et en noir celle des regions OFF. A titre de comparaison, le flux du fond diffus γ est représenté en rouge, il correspond aux flux typiques que l'on peut attendre dans le plan galactique, issus de calculs du chapitre précédent et représentés dans la figure 17.5.

Parmi les rayons cosmiques détectés par H.E.S.S., les hadrons représentent toujours la composante majoritaire après analyse. En effet, leur interaction peut contenir des sous-gerbes électromagnétiques. En second viennent les gerbes du fond diffus d'électrons dont l'intensité est supérieure d'un ordre de grandeur au fond γ attendu. L'observation du fond diffus exige donc une excellente connaissance des fonds d'électrons/positons puisqu'elle nécessite de rejeter ces gerbes électromagnétiques. Un tel rejet requiert donc des mesures complémentaires provenant, par exemple, d'AMS-02 ou de PAMELA.

17.3 Conclusion

L'intensité du fond diffus γ est environ trois ordres de grandeur inférieure au fond constant de protons subsistant après analyse. Pourtant, l'extraction d'un faible signal diffus dans les données de H.E.S.S a déjà été réalisée dans la mesure du spectre d'électrons [16]. Pour cela, une nouvelle méthode d'analyse a été développée se basant sur une dissociation à l'aide d'arbres de décision. L'intensité du signal mis en évidence est environ 40 fois inférieure aux protons détectés. La détection du fond diffus γ nécessite d'améliorer encore cette rejection.

La présence du fond diffus d'électrons complique la détection du fond diffus γ puisque ces gerbes sont difficilement séparables des gerbes de photons pour un instrument comme H.E.S.S. La détection du fond diffus γ nécessite donc une très bonne soustraction du fond entre deux régions d'intensité de fond γ différente, comme une région du plan galactique et une région extragalactique. Cependant, détecter une émission plus faible requiert une excellente connaissance des sytématiques de l'instrument. La tableau 17.1 rappelle les systématiques de l'expérience qui

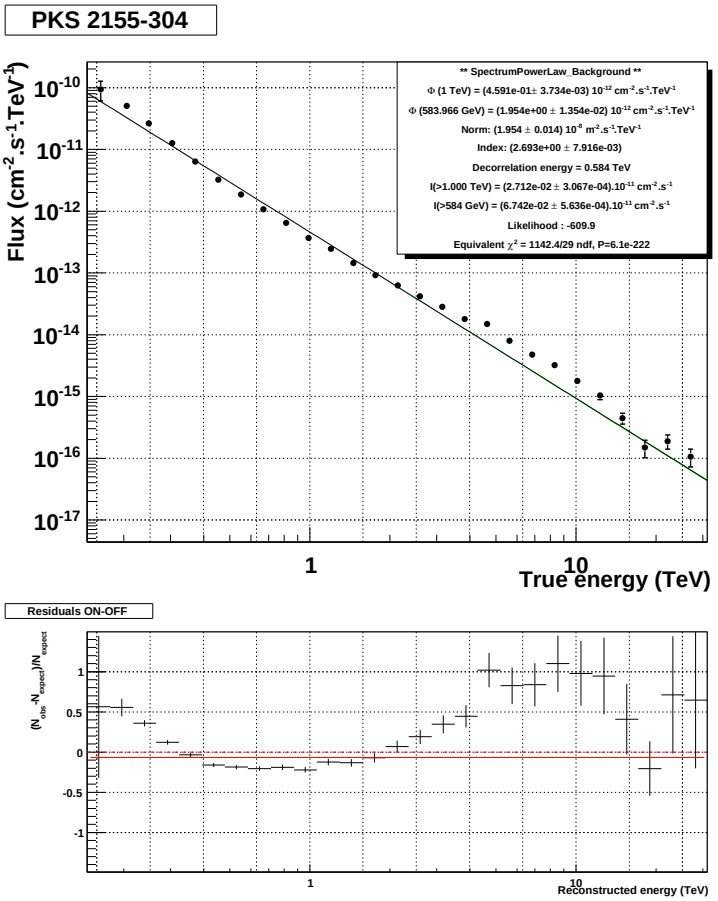


FIGURE 17.6 – Spectre en énergie des régions OFF de PKS 2155-304.
Image du haut : La bande verte représente l'ajustement en loi de puissance sur le spectre en énergie.
Image du bas : Résidus de l'ajustement.

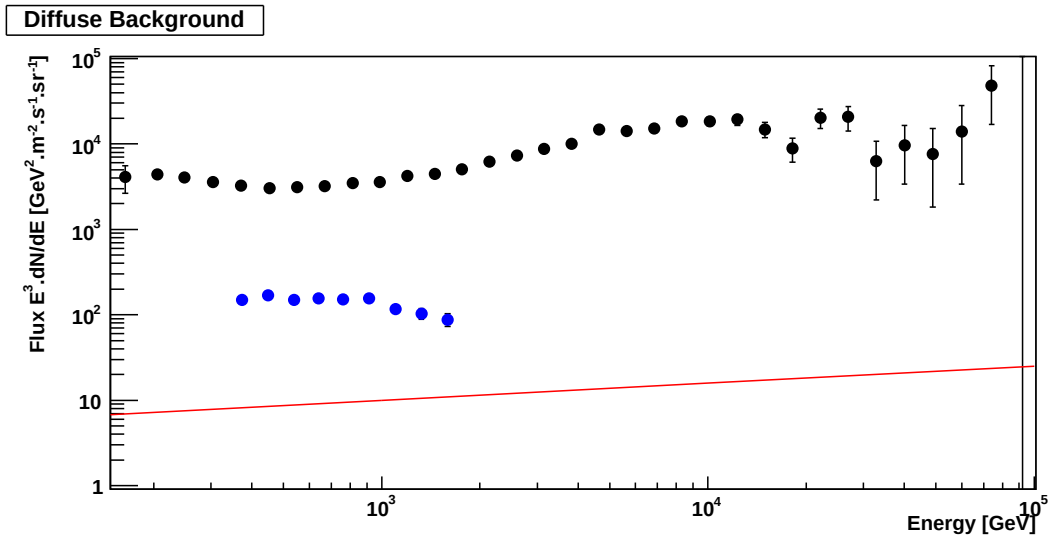


FIGURE 17.7 – Intensités des diverses émissions diffuses. Les points bleus représentent le flux d'électrons du fond diffus détecté par H.E.S.S. [16], les points noirs le fond de hadrons présent dans les données après analyse et la ligne rouge représente un flux typique attendu en provenance du fond diffus γ.

limitent ses performances pour la détection du fond diffus. De nouvelles méthodes de prise de données prévues par H.E.S.S. devraient également apporter des avancées dans ce domaine.

L'observatoire CTA actuellement en phase de conception s'annonce être un outil efficace pour l'observation du fond diffus. Son grand nombre de télescopes devrait augmenter la statistique sur les données d'observation tout en permettant une discrimination plus efficace des particules à rejeter. La gain en sensibilité attendu est d'un ordre de grandeur par rapport aux télescopes Cherenkov actuels, comme l'expérience H.E.S.S.

Incertitudes		Flux	Index
Simulations			
	Interaction MC de gerbes	1%	
	Simulations de l'atmosphère	10%	
Prises de données			
	Pixels non-opérationnels	5%	
	Temps effectif d'observation	1%	
Analyse			
	Sélection des événements	8%	0.08
	Estimation du fond	1%	0.01
	Dispersion des prises de données	15%	0.05
Total		20%	0.09

TABLE 17.1 – Systématiques de l'expérience H.E.S.S. et effets sur la reconstruction [12].

Sixième partie

Etude de la galaxie naine du Sagittaire

Les galaxies naines sont des objets très peu lumineux présents dans le Groupe Local. Aujourd'hui connues pour leur important rapport Masse / Luminosité, elles sont une cible privilégiée pour la recherche d'un signal de matière noire.

J'ai utilisé les analyses les plus performantes de la collaboration H.E.S.S. pour effectuer l'analyse de données de sources présumées de matière noire. Les analyses présentées sont consistantes entre elles et en accord avec les précédentes analyses effectuées. La galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire a été étudiée avec plus de soin. En effet, la plus grande quantité de données disponibles a été utilisée afin de rechercher un signal de basse énergie. Pour cela, les données ont été réparties en angles zénithaux similaires pour étudier l'effet du seuil de l'analyse dans les observations. J'ai en particulier utilisé l'analyse TMV-LAPP, dont j'ai participé au développement, et l'analyse Xeff, toutes deux développées au LAPP.

"Un nain assis sur la plus haute marche
est plus haut qu'un géant dressé sur la plus basse."

Adage arabe

18
Les galaxies naines

Contents

18.1 Classification des galaxies naines 266
18.1.1 Description 266
18.1.2 Définition 267
18.1.3 Caractéristiques pertinentes 270
18.2 Le rapport Masse / Luminosité 270
18.2.1 Sonder la cinématique des galaxies naines 270
18.2.2 Interprétation des cinématiques 271
18.2.2.1 Les modèles de masse 272
18.2.2.2 Des effets de marée plutôt que la présence de matière noire ? 280
18.2.2.3 Des laboratoires pour la physique au-delà des modèles standard 280
18.2.2.4 Conclusion 281
18.3 Connexion aux observables pour un signal de rayons γ 281

Au XVIII^{ème} siècle, Kant avait émis l'hypothèse que les "nébuleuses" observées par les astronomes puissent être des "univers-îles" : *"Une nébuleuse n'est pas un unique et énorme soleil, mais un système de nombreux soleils, rassemblés en raison de leur distance dans un espace si étroit, que leur lumière, qui serait imperceptible pour chacun d'eux isolément, parvient, grâce à leur innombrable quantité, à produire une blancheur pâle et uniforme." [125]*

Ce n'est pourtant qu'au début du XX^{ème} siècle qu'Edwin Hubble montre que certaines "nébuleuses" sont des galaxies. Il détermine la distance à la "nébuleuse" d'Andromède (M 31) et à la "nébuleuse" du Triangle (M 33) grâce à la méthode des Céphéides [1]. Ces distances étant bien supérieures à la taille de la Voie Lactée, cela prouve qu'il s'agit de galaxies à part entière. Celui-ci propose également la première méthode de classification des galaxies, basée sur leur morphologie (voir figure 18.1).

De manière simplifiée, on peut distinguer trois types de galaxie :

- Les galaxies elliptiques ont la forme d'ellipsoïdes plus ou moins aplaties, avec une répartition d'étoiles augmentant vers le centre, mais ne revèlent aucune structure fine. Elles sont notées E_i où i caractérise l'aplatissement de la galaxie variant de 0, pour un système sphérique, à 7 pour les systèmes les plus aplatis ;
- Les galaxies spirales S_j ont une forme aplatie. La plupart des étoiles brillantes sont concentrées dans un disque peu épais et suivent les bras qui dessinent des spirales à partir de la région centrale. Au centre des galaxies spirales se trouve une grande concentration d'étoiles : le bulbe ;
- Les galaxies spirales barrées SB_j dont les bras se détachent à l'extrémité d'une "barre" traversant le bulbe (où j est l'une des trois lettres a, b ou c caractérisant l'importance relative du bulbe par rapport aux bras spiraux du disque).

Les galaxies spirales, normales ou barrées, se différencient entre elles par l'importance relative de leur bulbe ainsi que par l'ouverture de leurs bras. L'indice j varie alors de a pour les bulbes importants jusqu'à c. La jonction entre les galaxies elliptiques et les galaxies spirales est assurée par les galaxies lenticulaires S0. À ces principaux types morphologiques, on peut ajouter les galaxies irrégulières, les galaxies en interaction et les galaxies naines.

18.1 Classification des galaxies naines

18.1.1 Description

Les galaxies naines sont les galaxies les plus nombreuses dans l'univers [165]. Étant donné leur faible masse et leur faible luminosité, elles sont généralement observées dans le Groupe Local et les amas locaux (principalement l'amas de la Vierge).

La Voie Lactée compte à ce jour une trentaine de galaxies satellites qui brillent, pour les plus sombres, avec des luminosités de l'ordre de 10^3 $L_\odot$ dans la bande spectrale visible et jusqu'à 10^6 $L_\odot$ pour les plus intenses ($L_\odot$ est la luminosité du Soleil dans la bande spectrale visible). Ces galaxies sont très peu lumineuses comparées à des galaxies comme Andromède (M 33) ou la Voie Lactée (L $\sim$ 10^{10} - 10^{11} $L_\odot$). Les galaxies naines sont donc très difficiles à détecter par rapport au fond d'étoiles dans le ciel, et nombre d'entre elles ont été découvertes que très

1. Les céphéides sont des étoiles pulsantes, environ 10 fois plus massives que le Soleil. La partie externe de l'étoile se contracte et se dilate alternativement, du fait d'un déséquilibre auto-entretenu des forces liées à la pression du gaz et à la gravité. Ces mouvements s'accompagnent de changements de température responsables de la variation périodique de la luminosité, de 1 à 135 jours. H. Leavitt découvrit une relation liant la période de variation à la luminosité apparente de ces étoiles très particulières qui permit alors d'estimer les distances.

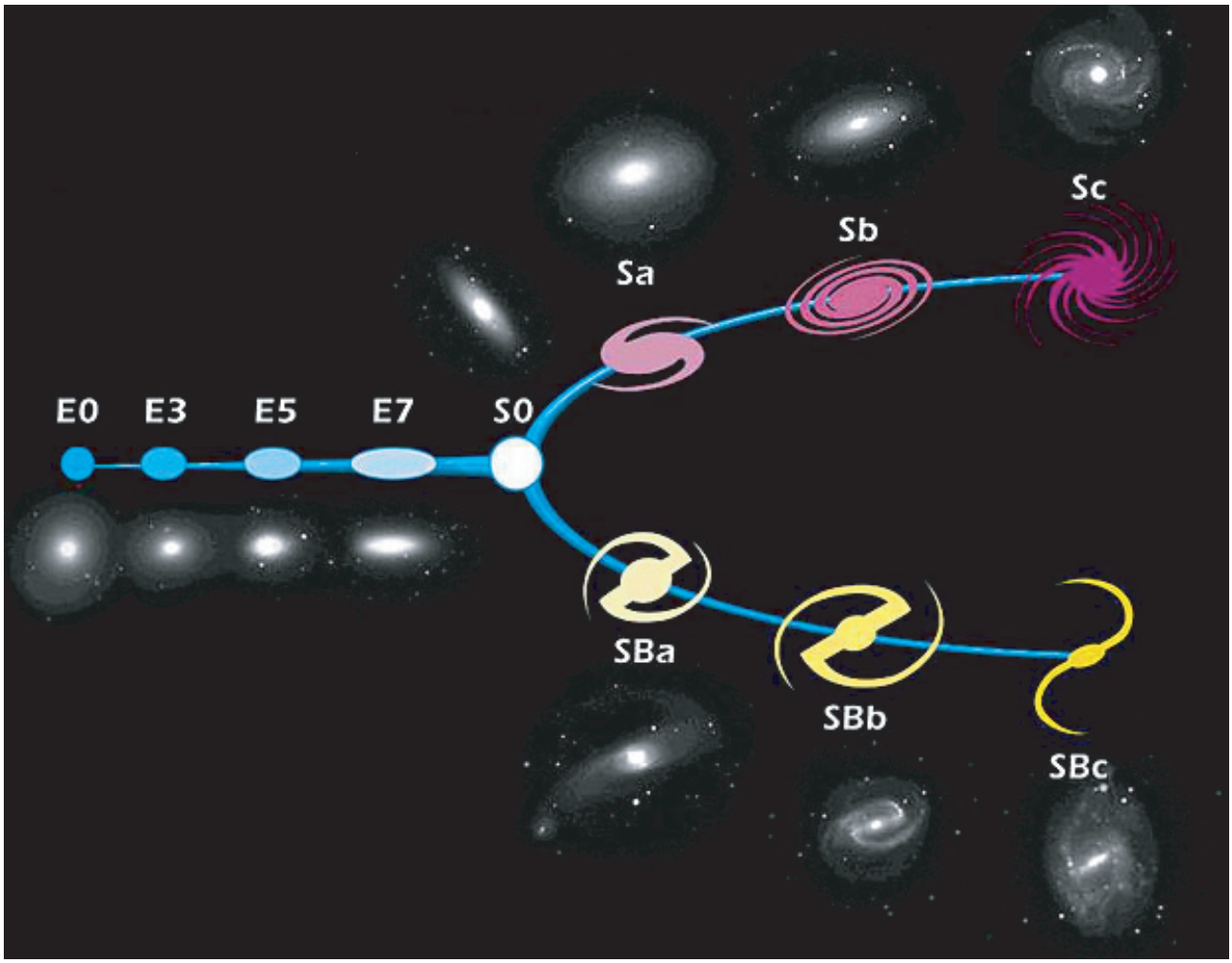


FIGURE 18.1 – Classification de Hubble pour les galaxies.
Les galaxies sont séparées en trois types principaux : les galaxies elliptiques E, les galaxies spirales S et les galaxies spirales barrées SB. Entre les elliptiques et les spirales se trouvent les galaxies lenticulaires S0.

récemment par les programmes de cartographie du ciel, comme SDSS [237]. La figure 18.2 représente la distribution des galaxies du Groupe Local. Celui-ci contient 40 galaxies connues parmi lesquelles on ne compte que 3 galaxies spirales (M 31, la Voie Lactée et M 33), toutes les autres étant des galaxies naines.

18.1.2 Définition

Il n'existe pas de définition unique pour les galaxies naines. Elles sont définies arbitrairement comme des galaxies ayant une luminosité absolue plus faible qu'une certaine luminosité limite, cette limite est généralement fixée à 17. Elles sont également définies comme étant spatialement plus étendues que les amas globulaires [220]. Leur mécanisme de formation d'étoiles diffère d'un objet à l'autre, cependant l'une des propriétés communes est d'avoir une population vieille [95]. La classification varie sensiblement d'un auteur à l'autre, nous nous appuyerons sur les revues de Mateo [165] et de Grebel [95]. Il est important de garder à l'esprit que la distribution des

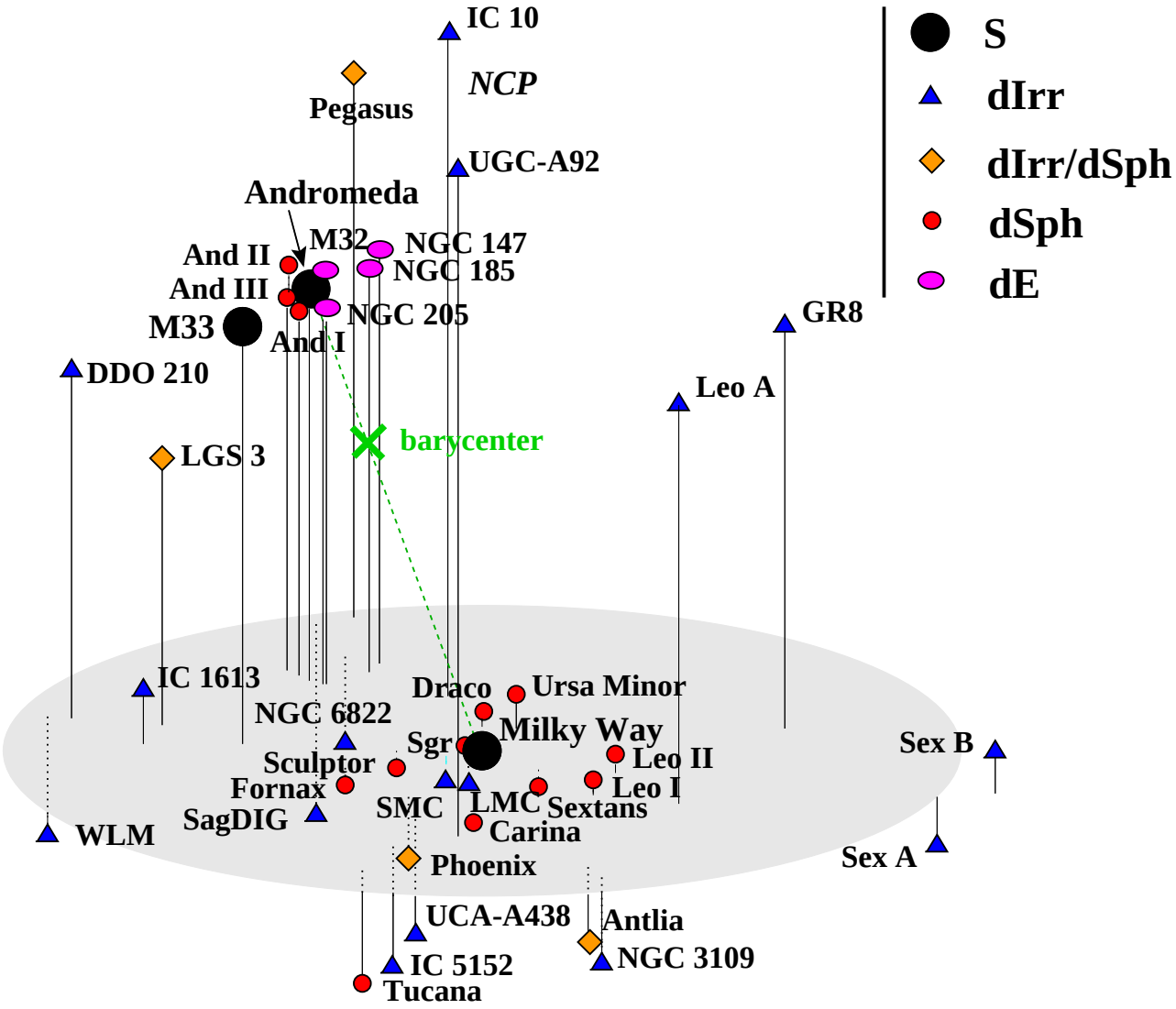


FIGURE 18.2 – Représentation schématique du Groupe Local [93].
Les galaxies naines elliptiques dE et sphéroïdales dSph sont rassemblées autour des deux galaxies spirales principales (la Voie Lactée et la galaxie d'Andromède (M 31)) alors que les naines irrégulières dIrr ont tendance à être isolées. La représentation est approximative, elle n'est pas à l'échelle.

galaxies est relativement continue et qu'il y a de nombreux recoupements entre les différentes classes. Ces recoupements pourraient être l'indice d'un lien évolutif, cependant celui-ci est encore inconnu.

- Les naines irrégulières dIrr (pour dwarf Irregular) sont des galaxies riches en gaz. Celui-ci est distribué de manière inhomogène et s'étend bien au-delà de la distribution des anciennes étoiles. Elles présentent des signes de formation stellaire récente. On les trouve dans les groupes et les amas de galaxies. La galaxie naine irrégulière la plus proche de la Voie Lactée est le petit nuage de Magellan situé à environ 60 kpc ;
- Les naines bleues compactes BCD (pour Blue Compact Dwarf) sont des systèmes présentant une importante concentration centrale d'étoiles et de gaz. Elles sont également caractérisées par une forte brillance de surface centrale due à des flambées de formation stellaire nucléaire. Les BCD sont très souvent isolées, loin des parties denses des amas ;
- Les naines elliptiques dE (pour dwarf Elliptical) sont des systèmes compacts de forme sphérique ou elliptique situés à proximité de galaxies massives. Elles ont peu de gaz détecté et sont composées essentiellement de vieilles étoiles et d'étoiles d'âge intermédiaire. Certaines montrent des signes de formation stellaire récente. On les trouve souvent à proximité de galaxies massives.
- Les naines sphéroïdales dSph (pour dwarf Spheroidal) ont un aspect diffus, sont pauvres en gaz et sont situées généralement à proximité de galaxies massives. Elles sont dominées par des étoiles anciennes ou d'âge intermédiaire et ne sont pas toujours différenciées des naines elliptiques dans la littérature. Les naines sphéroïdales sont les galaxies les moins lumineuses connues ;
- Les galaxies à faible brillance de surface LSB (pour Low Surface Brightness) ont une distribution de gaz très étendue par rapport à leur rayon optique, un taux de formation d'étoiles très faible et, comme leur nom l'indique, une faible brillance de surface. Ce ne sont pas toutes des naines ;
- Les naines de marée se forment lors de fusions ou d'interactions grâce aux débris arrachés à des galaxies massives. Elles peuvent contenir une quantité importante de gaz moléculaire et avoir une activité de formation d'étoiles. Ces galaxies forment une classe distincte en raison de leur métallicité [2] élevée [74]. Leurs propriétés physiques dépendent avant tout des caractéristiques de leur(s) galaxie(s) génitrice(s).
- Les galaxies ultra-faibles ont été détectées récemment [208] après recherche des galaxies satellites manquantes dans les formations de structure [130].

Type	M_V $[mag]$	μ_V $[mag.arcsec^{-2}]$	$r[kpc]$	$Z/Z_\odot$	$M_{H_I}/M_\odot$	$M_{tot}/M_\odot$
$dIrr$	$\gtrsim -18$	$\lesssim 23$	$\lesssim 5$	$\sim 1/40 - 1/3$	$\lesssim 10^9$	$\lesssim 10^{10}$
dE	$\gtrsim -17$	$\lesssim 21$	$\lesssim 4$	~ 1	$\lesssim 10^8$	$\lesssim 10^9$
$dSph$	$\gtrsim -14$	$\lesssim 22$	$\lesssim 3$	~ 1	$\lesssim 10^5$	$\lesssim 10^7$
BCD	$\gtrsim -18$	$\lesssim 19$	$\lesssim 5$	$\sim 1/50 - 1/2$	$\lesssim 10^9$	$\lesssim 10^{10}$

TABLE 18.1 – Différents types de galaxies naines ([165], [95]).
M_V est la magnitude absolue dans la bande V, μ_V la brillance de surface centrale, r le rayon, Z / $Z_\odot$ la métallicité normalisée à la valeur solaire, M_{H_I} / $M_\odot$ la masse de gaz atomique neutre, M_{tot} / $M_\odot$ la masse totale de la galaxie.

2. La métallicité est définie comme le rapport des abondances des métaux par rapport aux éléments légers. Les métaux constituent tous les atomes plus lourds que l'hélium.

18.1.3 Caractéristiques pertinentes

Les galaxies naines de l'univers local sont des laboratoires idéaux pour étudier la formation d'étoiles dans les environnements de faible métallicité [113]. Elles se situent à une époque relativement précoce de leur évolution chimique et ressemblent aux galaxies bien plus distantes qui sont plus difficilement observables. Elles permettent de contraindre les modèles d'évolution chimique en nous rapprochant des abondances primordiales [143]. Cependant, il n'existe pas deux galaxies naines identiques, chacune d'entre elles a une histoire unique.

Elles sont des éléments de base dans les scénarii de formation hiérarchique des structures qui indiquent que les galaxies naines sont des briques primitives participant à la formation de grandes galaxies spirales telle la Voie Lactée. Elle subissent des effets de marée gravitationnelle. Cependant, leur nombre prédit par les modèles est supérieur d'au moins un ordre de grandeur au nombre de galaxies naines détectées dans le Groupe Local [206].

D'autre part, les simulations à N-corps prédisent la formation de "grumeaux" de matière noire dans les halos (clumps en anglais)des galaxies spirales. Ce sont des sur-densités où la matière noire s'est concentrée pour former des mini-halos ([141], [30]).

Beaucoup de propriétés galactiques (métallicité, taille, ...) sont corrélées avec la masse et la luminosité. Même si celles-ci ne sont pas toutes bien comprises, tous les types de galaxies montrent des relations de structure, de cinématique et de population entre les plus grosses et les plus petites de leur catégorie [220].

Les galaxies naines ont la particularité intéressante (et intriguante) d'avoir approximativement la même masse [214]. Ceci est illustré par la figure 18.3, qui montre la masse contenue dans une sphère de 300 pc pour quelques galaxies naines sphéroïdales du Groupe Local, en fonction de leur luminosité dans le visible. Nous allons nous attarder sur cette propriété dans la section suivante.

18.2 Le rapport Masse / Luminosité

La contrainte observationnelle pour la mesure des masses dans les galaxies naines sphéroïdales nécessite trois étapes distinctes :

- Déterminer la structure (position, contenu, ...) de la galaxie ;
- Mesurer sa cinématique : en pratique il s'agit de déterminer la dispersion centrale des vitesses ;
- Interpréter les données pour en extraire une densité de distribution de matière, ou au moins un rapport Masse / Luminosité.

18.2.1 Sonder la cinématique des galaxies naines

Dans les galaxies naines riches en gaz, l'estimation de la masse se déduit bien à partir des courbes de rotation de l'hydrogène atomique H_I (figure 18.4 page 274). Les galaxies naines sphéroïdales sont quasiment dépourvues de gaz, l'étude de leur cinématique repose uniquement sur les dispersions de mesure des vitesses des étoiles. Cette étude s'avère difficile par des faits inévitables :

- Même pour les galaxies naines sphéroïdales les plus proches, les étoiles les plus brillantes ont des magnitudes de ~ 18 ;
- Ces étoiles sont typiquement pauvres en métal et ne possèdent que de faibles lignes d'absorption dans leurs spectres ;

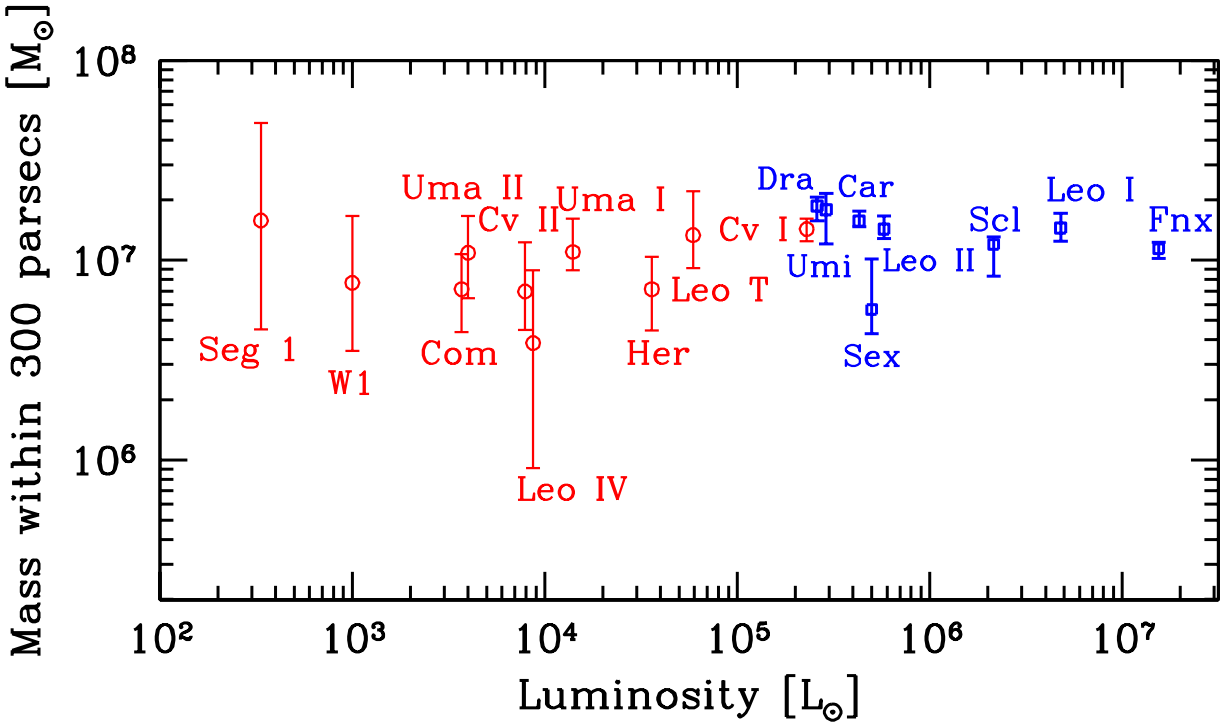


FIGURE 18.3 – Masses des galaxies naines du Groupe Local en fonction de leur luminosité dans le visible.[214].
Les galaxies naines en rouge ont été récemment découvertes par SDSS, les bleues ont été découvertes avant. Les incertitudes sur la masse reflètent les incertitudes sur le contenu et la dynamique des étoiles pour chacune de ces galaxies.

– Leur dispersion de vitesse σ est généralement inférieure à 10 km.s^{-1} ce qui exige de bonnes précisions pour obtenir des mesures fiables.

Il faut également tenir compte des contaminations possibles par la présence des étoiles doubles. Celles-ci peuvent en principe être éliminées en faisant plusieurs prises de mesures. Des observations de galaxies naines suggèrent que 10 à 15 % des étoiles géantes utilisées sont des systèmes binaires. L'impact sur σ doit cependant être faible [165].

Pour les galaxies plus lointaines où les étoiles ne peuvent être résolues individuellement, une spectroscopie est effectuée le long de la ligne de visée.

La table 18.2 rassemble les caractéristiques des principales naines sphéroïdales du Groupe Local.

18.2.2 Interprétation des cinématiques

Les courbes de rotation des galaxies spirales provenant de l'hyrogène moléculaire H_I s'aplatissent à grand rayon, 2 à 3 fois plus loin que la partie visible en optique. Les rapports Masse / Luminosité sont habituellement inférieurs à 10. Pour les galaxies naines, leur dispersion de vitesse est typiquement supérieure à 7 km.s^{-1}, les rapports Masse / Luminosité dérivés du Groupe Local sont assez inhomogènes [93] entre 30 et 200. Les cinématiques des galaxies naines indiquent la présence d'un champ gravitationnel fort qui s'étend bien au-delà du rayon optique.

dSph	$D_\odot$ $[kpc]$	$r_{1/2}$ $[pc]$	$< v_{rad} >$ $[km.s^{-1}]$	σ $[km.s^{-1}]$	(M/L_V)
Carina	101 ± 5	290	222.98 ± 0.1	6.6 ± 1.2	116 ± 24
Draco	76 ± 5	221 ± 16	290.7 ± 0.8	13	290 ± 60
Fornax	138 ± 8	400	55.2 ± 0.1	11.7 ± 0.9	14.8 ± 8.3
Leo I	250 ± 30	330	284.2 ± 1.0	9.9 ± 1.5	23.5 ± 4.5
Leo II	205 ± 12	185	79.1 ± 0.6	6.6 ± 1.5	33 ± 5.75
Sculptor	79 ± 4	160	111.4 ± 0.1	9.2 ± 1.1	158 ± 33
Sextans	86 ± 4	630	224.3 ± 0.1	7.9 ± 1.3	70 ± 10
Sagittarius	28 ± 3	1550 ± 50	149.4 ± 0.6	9.6 ± 0.4	~ 25 100
Ursa Minor	66 ± 3	300	245.2 ± 0.8	612	275 ± 35

TABLE 18.2 – Propriétés des principales galaxies naines sphéroïdales du Groupe Local [133]. $D_\odot$ est la distance au Soleil, $r_{1/2}$ le rayon de coeur, $< v_{rad} >$ la vitesse radiale, σ la dispersion en vitesse et (M/L_V) le rapport Masse / Luminosité. Le cas de Sagittarius fait l'objet du chapitre suivant.

18.2.2.1 Les modèles de masse

La matière invisible sera dans la suite appelée matière noire. Sa répartition dans une galaxie naine sphéroïdale est habituellement contrainte par la mesure de sa luminosité de surface, et par la mesure de dispersion en vitesse des étoiles en fonction de leur distance au centre. L'équation de Jeans permet alors de relier ces deux observables pour calculer le profil de masse totale de la galaxie. Connaissant le profil des baryons, on peut alors remonter au profil de matière noire moyennant une hypothèse sur sa forme. A l'heure actuelle, la répartition de la matière noire au sein des galaxies naines sphéroïdales n'est pas ajustée par une forme universelle : des profils de Navarron Frenck et White (NFW [176]) ou avec un coeur de densité constante dans la partie centrale du halo peuvent décrire correctement les données. L'existence d'une forme privilégiée pour le profil de matière noire d'une naine sphéroïdale reste donc une question ouverte.

La matière lumineuse

Pour étudier les propriétés de la matière lumineuse ou non dans les galaxies, on modélise la vitesse de rotation V(r) par des termes de disque, de gaz et de halo :

$$V^2(r) = V^2_{disque}(r) + V^2_{gaz}(r) + V^2_{halo}(r) \tag{18.1}$$

où :
- V_{disque}(r) est la contribution stellaire du disque, remise à l'échelle en fonction du rapport Masse / Luminosité observé. Dans ce sens, les gaz moléculaires sont déjà inclus puisque qu'il semble raisonnable de supposer qu'ils sont distribués de manière similaire aux étoiles [53]. La photométrie montre que les répartitions lumineuses sont distribuées selon un fin disque diminuant exponentiellement [166].
- V_{gaz}(r) est la contribution gazeuse du disque dérivée des densités de distribution de surface en H_I, multipliée par un facteur 1.33 pour prendre en compte l'hélium primordial.
- V_{halo}(r) est la contribution du halo de matière noire, discutée dans le paragraphe suivant.

La figure 18.4 présente le profil de rotation de vitesse de la galaxie ESO 116 - G12 pour différents modèles de halo. On y voit clairement que pour de grands rayons, la vitesse de rotation reste constante, indice fort indiquant la présence de matière loin du centre. La contribution de

cette matière noire y serait la plus importante. La figure 18.5 représente les profils de dispersion de vitesse pour huit galaxies naines sphéroïdales du Groupe Local. Leur grande dispersion de vitesse indique un champ gravitationnel important.

Les halos de matière noire

Traditionnellement, il existe deux approches pour estimer la densité de matière noire dans le coeur des galaxies. La première provient de l'étude des courbes de rotation de galaxie, la seconde de simulations à N-corps.

Les simulations à N-corps

Les simulations à N-corps sont utilisées pour modéliser la formation hiérarchique des structures qui évoluent de manière non-linéaire à partir de fluctuations de densité primordiale. Les simulations suivent l'évolution des amas gravitationnels dans le cadre d'un modèle ΛCDM. Ce type de modèle reproduit bien l'univers à grande échelle, mais des incohérences sont observées lorsque l'on compare les prédictions des simulations aux observations des structures à petite échelle, en particulier là où l'influence des baryons n'est plus négligeable. En effet, ces simulations comportent souvent uniquement des particules de matière noire, et ne prennent pas toujours en compte les baryons qui peuvent modifier les propriétés des halos.

Les simulations à N-corps ont permis de prédire certaines propriétés des halos de matière noire formés par croissance hiérarchique des structures. L'un des résultats importants est l'universalité de la forme des halos sur une large gamme de masses. Une formule simple a été proposée pour ajuster tous les profils de densité :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{R}\right)^{\gamma}\left(1+\left(\frac{r}{R}\right)^{\alpha}\right)^{\frac{\beta-\gamma}{\alpha}}} \tag{18.2}$$

où :
- ρ_0 est la densité à la distance R ;
- α, β et γ sont des quantités sans dimension. Ces profils suivent une loi de puissance d'indice γ à petit rayon r et d'indice β à grand rayon.

Le tableau 18.3 donne les paramétrisations de différents groupes. Les profils ont été normalisés de sorte que la densité locale de matière noire locale soit $\rho(\mathrm{r}_\odot = 8\ \mathrm{kpc}) = 0.3\ \mathrm{GeVcm}^{-3}$ [31]. Tous les groupes s'accordent à dire que la forme des halos a un comportement similaire en r^{-3} à grand rayon et que la densité de matière noire croît sans limite apparente vers le centre du halo, en r^{γ}. Ils sont dit piqués ("cusp") par l'absence d'un coeur de densité constante au centre des halos, c'est-à-dire par la divergence aux faibles rayons. Cependant, la valeur des pentes logarithmiques à petit rayon diffère. Celle-ci se base sur l'extrapolation des profils dans les régions où ils sont très mal contraints. En effet, en-dessous de 1 kpc, les simulations à N-corps ne sont plus assez précises pour décrire correctement les propriétés du profil de densité des halos galactiques. Les profils de densité sont bien déterminés pour des échelles de $10^{-2} \lesssim \mathrm{r}/\mathrm{r}_{vir} \lesssim 10^{0}$ où r_{vir} est le rayon du viriel [3], de l'ordre de 10^2 *kpc* pour une galaxie comme la Voie Lactée.

3. Le rayons du Viriel R_{200} est définit comme le rayon à l'interieur duquel la densité moyenne du système est 200 fois la densité critique de l'univers. Le rayon du coeur (core radius) est celui où la brillance de surface est la moitié de la brillance de surface centrale. Le rayon médian est celui qui contient la moitié de la luminosité, et

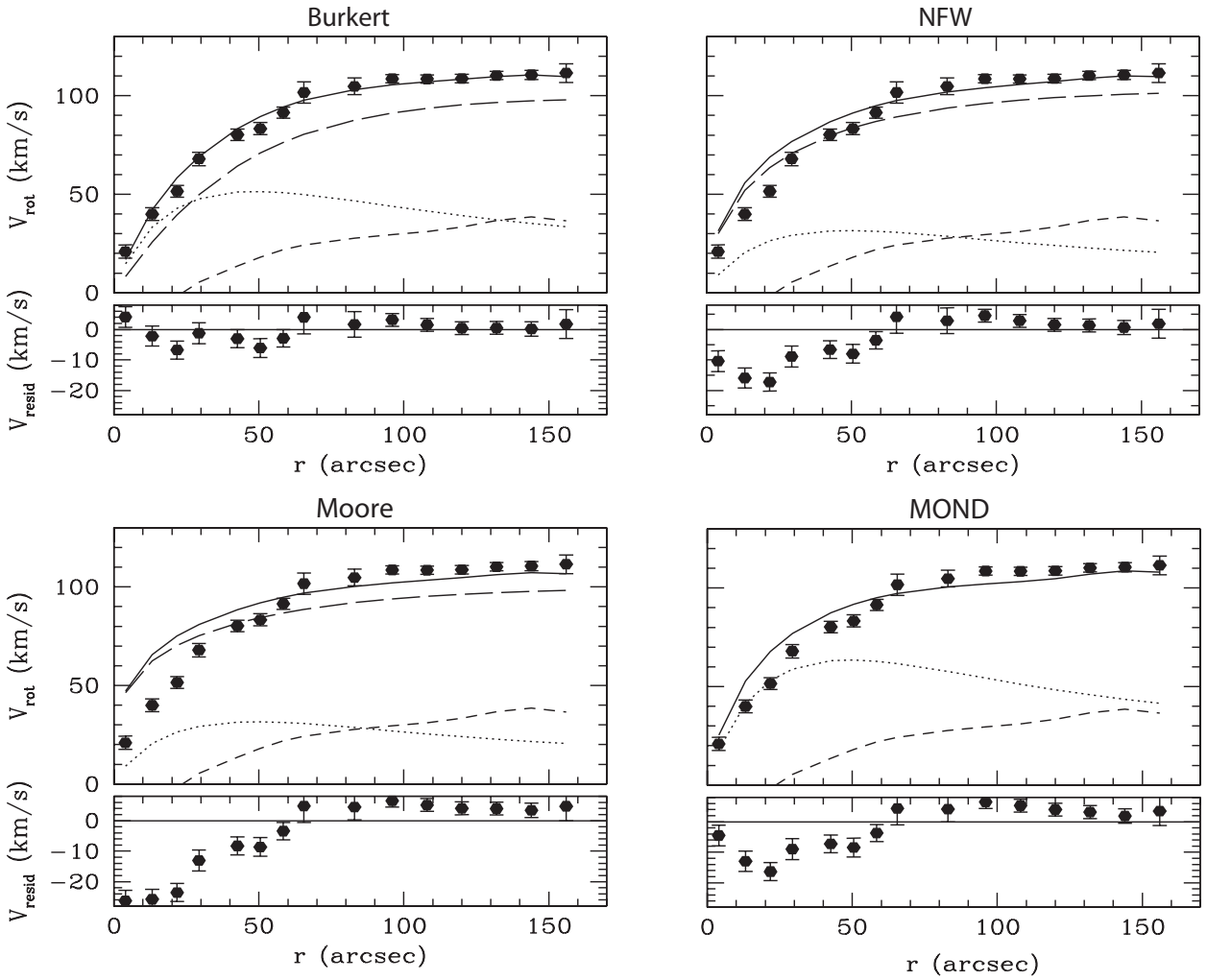


FIGURE 18.4 – 4 modèles de halos pour la galaxie ESO 116-G12 [86].
Les graphiques représentent l'évolution de la vitesse de rotation en fonction du rayon au centre de la galaxie. On observe que la vitesse de rotation reste constante à grand rayon. La ligne en longs tirets est la contribution du halo de matière invisible, la ligne en tirets courts est la contribution provenant du gaz et la ligne de points, celle de la contribution stellaire. La ligne pleine représente la somme de toutes les contributions, correspondant au meilleur ajustement. Sous chaque courbe est présenté le résidu (V_{obs}-V_{model}).
Les 4 figures correspondent à 3 modèles de masse différents pour la matière noire, le dernier (MOND) correspond à une théorie de modification de la gravitation pour expliquer les incohérences entre la théorie et les mesures (représentées par les points).

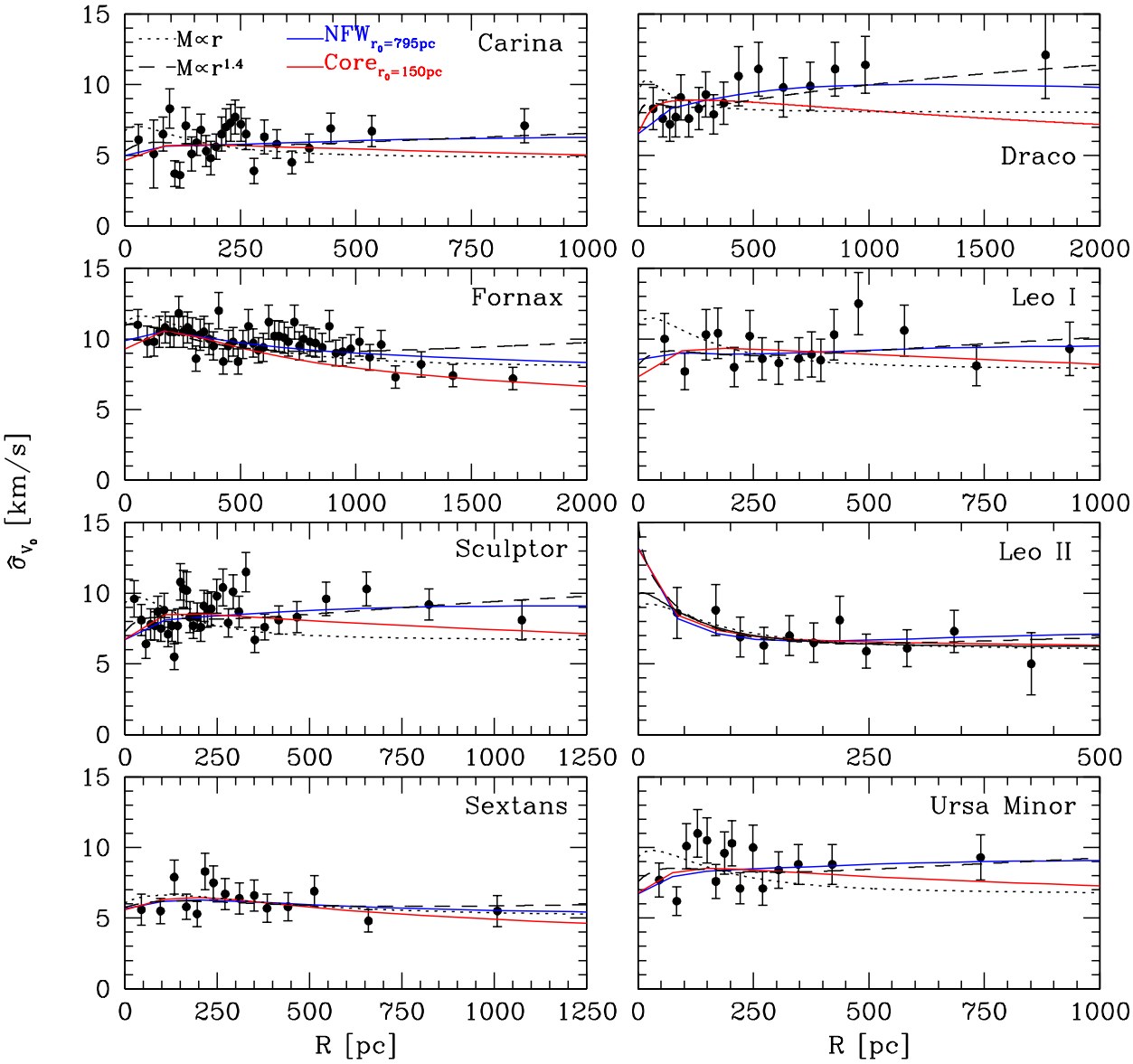


FIGURE 18.5 – Profils de dispersion de vitesse mesurés pour 8 galaxies naines sphéroïdales [167]. Les courbes bleues correspondent à un modèle de halo de type NFW (profil piqué) et en rouge de type isotherme (profil de coeur). Après ajustement des différents modèles de halo, les profils de dispersion de vitesse ne permettent pas de les discriminer à cause des incertitudes de mesures trop importantes.

Halo	α	β	γ	R [kpc]
NFW [176]	1	3	1	20
Moore [174]	1.5	3	1.5	28
Isotherme [31]	2	2	0	3.5

TABLE 18.3 – Valeurs des paramètres décrivant les profils de densité des halos de matière noire ajustés par différents groupes.
Les halos ont été normalisés de sorte que la densité locale de matière noire soit de 0.3 GeV.cm^{-3} [31].

Des résultats plus récents (Power et al. [188], Hayashi et al. [99], Navarro et al [177]), établis à partir d'un même projet de simulations plus précises, ont apporté des informations supplémentaires sur les caractéristiques des halos en étudiant l'évolution de la pente logarithmique γ = - d ln(ρ(r)/d ln(r), décrivant le coeur du halo. La figure 18.6 à gauche montre les profils de densité de 19 halos simulés avec des masses couvrant 5 ordres de grandeur : des galaxies naines aux amas de galaxies. Pour faciliter la comparaison, les profils de densité sont normalisés à 1 pour le rayon r_{-2} où la pente logarithmique vaut -2. Les différences entre les formes des halos sont très faibles, ce qui confirme l'universalité de la forme des halos de matière noire quelles que soient leurs masses. La dépendance radiale de la pente logarithmique est montrée figure 18.6 à droite. Il est intéressant de noter que les ajustements proposés par NFW et M99 [4] encadrent ces profils. Les profils NFW et Moore ne décrivent pas correctement l'évolution en fonction du rayon, surtout vers le centre du halo. Les profils sont clairement moins piqués que le profil de Moore ($\gamma = 1.5$), mais sont moins plats que le profil NFW ($\gamma = 1.0$). Un ajustement par une loi de puissance décrit mieux l'évolution de la pente logarithmique en fonction du rayon :

$$\gamma(r) = -\frac{dln(\rho(r)}{dln(r)} = 2\left(\frac{r}{r_{-2}}\right)^{\alpha} \tag{18.3}$$

L'ajustement correspondant à $\alpha = 0.17$ sera noté N04 [5] dans la suite. Il est représenté sur la figure 18.6 de droite. La figure 18.7 montre les différents profils NFW, M99 et N04. Les trois profils sont en accord pour r $>$ 1 kpc où ils sont bien contraints pas les simulations à N-corps. Les extrapolations vers le centre du halo divergent sur plus de 5 ordres de grandeur en densité à 10^{-8} kpc.

Les courbes de rotation des galaxies

L'étude des courbes de rotation des galaxies de faible brillance de surface indiquent qu'elles contiendraient moins de matière noire. Pourtant ces effets ne semblent pas capables d'expliquer pleinement les divergences entre les courbes de rotation et l'équation 18.2. Une modélisation souvent utilisée, similaire à celle du halo isotherme, et qui ajuste bien les données des courbes de rotation est celle de Burkert [38] :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0 r_c^3}{(r + r_c)(r^2 + r_c^2)} \tag{18.4}$$

le rayon de marée (limiting or tidal radius) est celui où la densité tombe à zéro. Ce dernier rayon, obtenu par extrapolation, s'avère très incertain.

4. M99 pour Moore 1999.
5. N04 pour Navarro 2004.

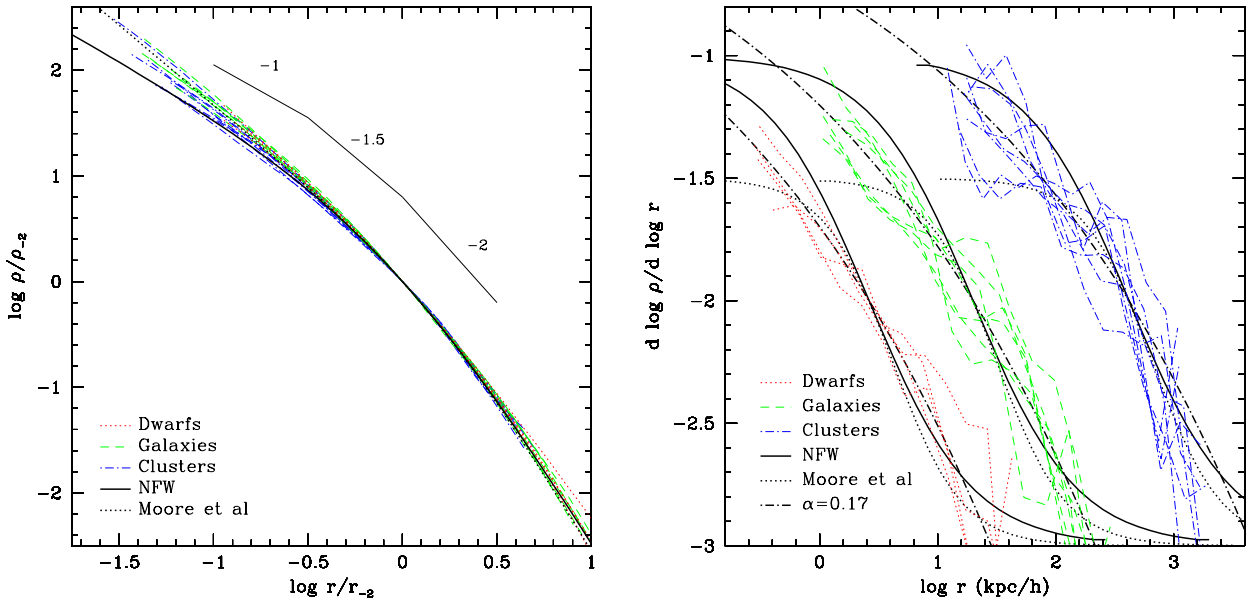


FIGURE 18.6 – Profils de densité et pentes logarithmiques de tous les halos simulés dans Navarro et al. [177].
Figure de gauche : les halos sont normalisés au rayon r_{-2} où la pente logarithmique du profil vaut γ = -2. Les densités sont normalisées à $\rho(r_{-2})$. Les formes des différents halos 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 en noir.
Figure de droite : Dépendance radiale de la pente logarithmique des profils de halo ΛCDM. Les courbes continues et pointillées illustrent la dépendance radiale de la pente pour des profils respectivement de NFW et M99 : les pentes de 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 par l'équation 18.3 (avec $\alpha = 0.17$).

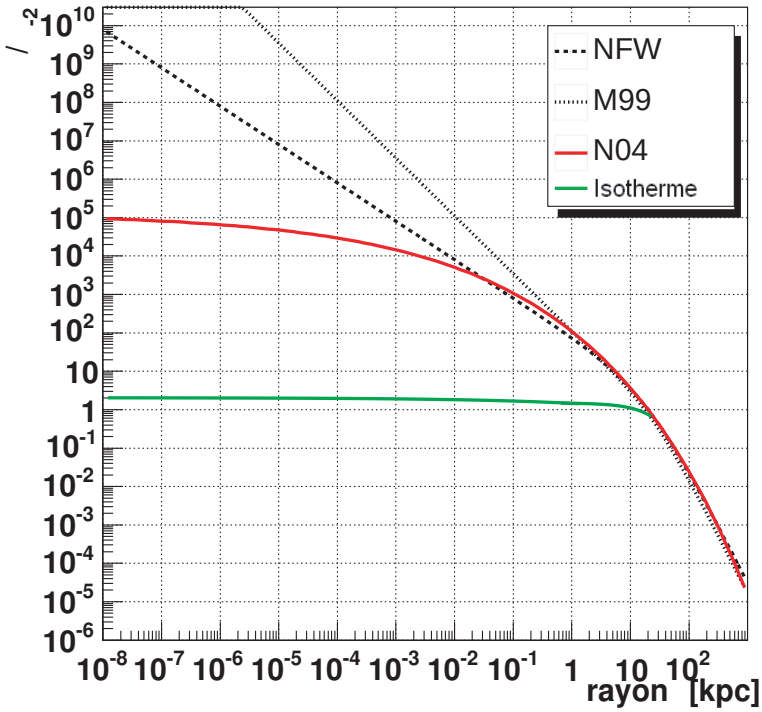


FIGURE 18.7 – Comparaison de quatre profils de densité de halos de matière noire simulés [177].

Les extrapolations des profils ont lieu pour r $<$ 1kpc. Les profils sont ceux de NFW, M99 et N04 et isotherme.

où r_c est le rayon de coeur.

De nombreuses mesures des courbes de rotation des galaxies LSBs ont été interprétées différemment par divers groupes. Gentile et al. [86] présentent des courbes de rotation ajustées par des halos isothermes, de NFW ou encore de Moore (voir figure 18.4). Ils concluent que les halos de type isotherme, avec un coeur plat, décrivent mieux les données que les halos NFW piqués au centre. Cependant, aucun profil ne peut vraiment être exclu. 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 les résultats contradictoires de certains groupes ayant observé les mêmes galaxies. De tels exemples sont donnés dans [99] et sur la figure 18.8.

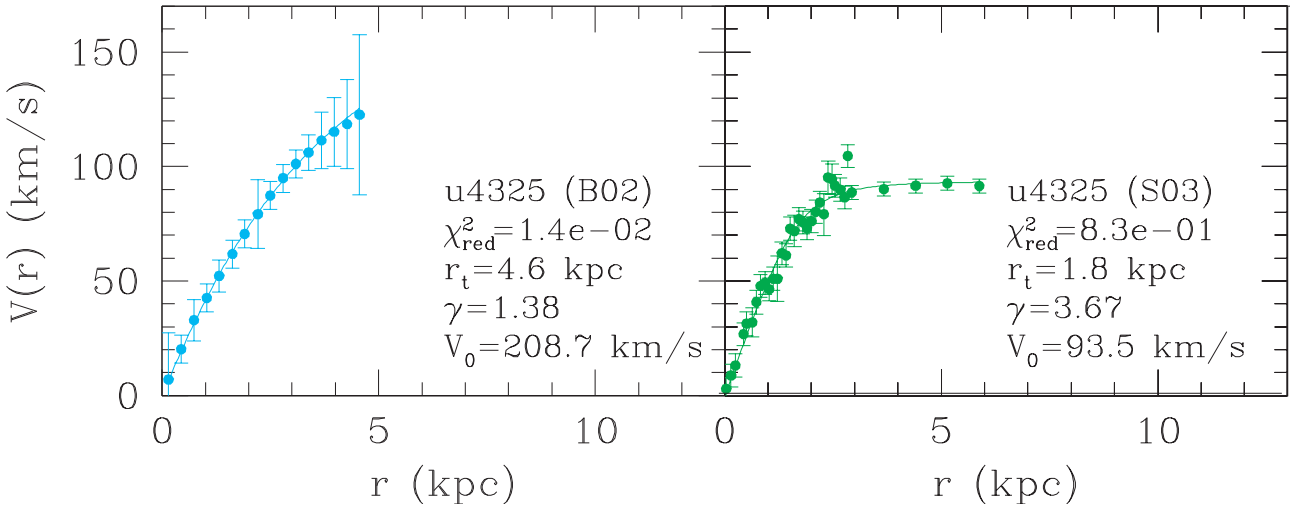


FIGURE 18.8 – Incohérence des courbes de rotation obtenues par deux groupes (de Blok et al. [60] et Swaters et al. [218]) pour la galaxie UGC 4325. L'incompatibilité est discutée dans Hayashi et al. [99].

Explication des incohérences

Deux d'arguments sont soulevés par Hayashi et al. [99] 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 extrapolations 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. Cette hypothèse est contredite par des simulations où le halo serait de forme triaxiale [118].

Hayashi [100] simule l'évolution d'un halo triaxial de matière noire piqué au centre. Il 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 conclut que les halos piqués non sphériques

obtenus par les simulations ΛCDM sont susceptibles de reproduire la diversité des courbes de lumière observées. Cependant, des contraintes sur la non-sphéricité des halos doivent être recherchées pour pouvoir confirmer cette interprétation.

Les profils les plus couramment testés sont le halo isotherme relié aux observations des courbes de rotation et le halo NFW caractéristique des simulations à N-corps. Ces deux profils sont caractéristiques des deux catégories de halo prédisant peu d'annihilation, dans le cas isotherme, et bien plus pour le modèle NFW.

18.2.2.2 Des effets de marée plutôt que la présence de matière noire ?

Plutôt qu'un profil de densité régulier tel qu'on peut l'attendre pour une population d'étoiles stables, la galaxie naine Ursa Minor [6] présente des variations de densité stellaire statistiquement significatives [129]. Des simulations provenant de Oh et al. [181] suggèrent que le meilleur mécanisme pour éviter la désintégration de ces objets est une perte importante de masse à travers les effets de marée de la galaxie. Ceci a pour effet de diminuer le potentiel gravitationnel de la galaxie satellite et ainsi assurer sa survie. La détection de la population étendue autour de la galaxie naine Carina pourrait impliquer que la galaxie est réduite à 1 % de sa masse initiale [157]. Si ces perturbations sont biens réelles et répandues, les distributions stellaires des galaxies naines sphéroïdales ne peuvent pas être utilisées facilement pour déterminer l'histoire de leur évolution, d'autant plus qu'une population si étendue n'est pas attendue dans les modèles de galaxies simulées et dominées par la matière invisible [174].

D'autres indications en faveur de l'impact des forces de marée proviennent des paramètres de structure des galaxies naines sphéroïdales. Ce type de perturbation a été mis en évidence dans les Nuages de Magellan et dans Sagittarius [7] [117]. Piatek et Pryor [185] montrent que les effets de marée peuvent (mais pas obligatoirement) augmenter artificiellement le rapport Masse / Luminosité. En effet, une galaxie soumise aux forces de marée peut être maintenue dans ses conditions d'équilibre avec la même densité centrale, même après une perte de masse stellaire importante [180]. Pryor note également qu'un gradient de vitesse, à travers la galaxie, plus important que la dispersion de vitesse est un signe clair de perturbation gravitationnelle. De tels gradients ne sont pas mis en évidence dans les galaxies naines sphéroïdales du Groupe Local.

18.2.2.3 Des laboratoires pour la physique au-delà des modèles standard

Les galaxies naines sphéroïdales sont d'excellents laboratoires pour tester certaines versions des lois de la gravitation modifiée, en particulier celles produisant un comportement non-newtonien pour de faibles accélérations gravitationnelles, comme par exemple la théorie MOND (*MOdified Newtionian Dynamycs*). Les résultats en Masse / Luminosité avec MOND ne nécessitent pas la présence de matière invisible. Malgré de nombreuses tentatives [88], MOND reste une alternative possible à la matière invisible dans les galaxies naines.

Ces systèmes de petite taille peuvent également être utilisés pour poser des limites sur la nature de la matière noire. La matière noire chaude, comme les neutrinos massifs, ne peut pas peser dans les petits halos de matière noire autour des galaxies naines [87]. Inversement, de la

6. Petite Ourse.

7. On parle ici de la galaxie naine sphéroïdale de Sagittarius et non de la galaxie naine irrégulière de Sagittarius.

matière noire extrêmement massive $\sim 10^6\ M_\odot$ devrait produire des effets importants dans les structures et les cinématiques et devraient donc être visibles.

18.2.2.4 Conclusion

La mesure des rapports Masse / Luminosité généralement compris entre 25 et 150 semble indiquer la présence de matière invisible dans les galaxies naines sphéroïdales. Bien que ce soit l'hypothèse priviliégiée, elle ne constitue pas la seule interprétation possible. Les galaxies naines sphéroïdales sont les endroits idéaux pour rechercher la matière noire : ce sont des systèmes isolés sans matière environnante pour contribuer au potentiel gravitationnel [145], où aucun rayonnement γ n'est attendu.

18.3 Connexion aux observables pour un signal de rayons γ

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. Il se décompose en un terme issu de la physique des particules $\mathrm{d}\Phi^{PP}/\mathrm{dE}$ et d'un terme astrophysique noté $< J >_{\Delta\Omega}$:

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE} = \frac{d\Phi^{PP}}{dE}. < J >_{\Delta\Omega} \tag{18.5}$$

Contribution de la physique des particules

Le terme de physique des particules $\mathrm{d}\Phi^{PP}/\mathrm{dE}$ dépend de la nature du WIMP considéré, voir chapitre 4 page 49. Il dépend de sa masse m_{DM}, de sa section efficace d'annihilation $< \sigma v >$ ainsi que de la forme du spectre γ issu de ces annihilations $(dN/dE)_\gamma$ (voir section 4.4 page 57) :

$$\frac{d\Phi^{PP}}{dE} = \frac{1}{4\pi}\frac{< \sigma v >}{m_{DM}^2}\left(\frac{dN}{dE}\right)_\gamma \tag{18.6}$$

On observe tout d'abord que le flux de rayons γ est inversement proportionnel au carré de la masse de la particule de matière noire. Ainsi pour une masse de particule plus faible, le flux sera plus intense. La construction de H.E.S.S. 2 est donc très importante pour la recherche indirecte de matière noire pour abaisser le seuil de l'expérience (d'un ordre de grandeur en énergie).

Contribution de l'astrophysique

Le terme astrophysique $< J >_{\Delta\Omega}$ contient la dépendance du flux γ attendu à la concentration de matière noire dans le halo. Il dépend directement du profil de densité $\rho(r)$. Sur des distances de l'ordre du halo de la galaxie, les photons se propagent en ligne droite et ne perdent pas d'énergie. Ainsi, les spectres observés seront identiques à ceux de la source. Pour des photons observés dans une direction donnée du ciel, le signal de matière noire rend compte de toutes les annihilations possibles sur cette ligne de visée. De plus, une expérience observant des photons intègre les signaux de toutes les lignes de visée à l'intérieur d'un angle solide $\Delta\Omega$.

$$< J >_{\Delta\Omega} = \frac{1}{\Delta\Omega}\int d\Omega \int_{l.o.s.} \frac{\rho^2(r(l))}{2} dl \tag{18.7}$$

où :

- dl désigne un élément d'intégration le long de la ligne de visée (l.o.s. [8]) ;
- $d\Omega$ est un élément d'angle solide ;
- Le facteur $1/2$ provient du fait que les particules qui s'annihilent sont identiques afin de ne pas les compter deux fois.

Il est important de noter que la donnée $\Delta\Omega$ est primordiale pour les prédictions de flux. Ainsi, pour confronter les résultats expérimentaux aux prédictions d'un modèle, il est indispensable de connaître la valeur de l'angle solide dans lequel le signal mesuré a été intégré.

La quantité $\Delta\Omega$ correspond à l'angle solide d'observation. Cette quantité dépend de la résolution angulaire de l'instrument θ_{res} :

$$\Delta\Omega = \frac{\int dS}{r^2} = \int d\phi \int_0^{\theta_{res}} sin\theta d\theta = 2\pi(1 - cos(\theta_{res})). \tag{18.8}$$

Dans le cas de H.E.S.S., $\theta_{res} \approx 0.1°$ ce qui correspond à un angle solide $\Delta\Omega$ de 10^{-5} sr.

Cette forme analytique est commune à toutes les méthodes de détection indirecte de matière noire à partir des messagers neutres (tels les photons et les neutrinos). Elle permet de 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 des indications sur la nature des WIMP à partir de la forme spectrale.

8. l.o.s. = line of sight

"Je mets ensemble les notes qui s'aiment."

Wolfgang Amadeus Mozart

19

Analyses de sources présumées de matière noire avec *H.E.S.S.*

Contents

19.1 La galaxie naine Canis Major 284
19.1.1 Lots de données 286
19.1.2 Résultats obtenus avec différentes méthodes de reconstruction 286
19.2 La galaxie naine sphéroïdale Carina 286
19.2.1 Lots de données 286
19.2.2 Résultats obtenus avec différentes méthodes de reconstruction 287
19.3 La galaxie naine sphéroïdale Sculptor 289
19.3.1 Lots de données 289
19.3.2 Résultats obtenus avec différentes méthodes de reconstruction 289
19.4 L'amas de galaxies Fornax 289
19.4.1 Lots de données 289
19.4.2 Résultats obtenus avec différentes méthodes de reconstruction 290
19.5 Conclusion 291

Les galaxies naines sphéroïdales et les amas globulaires sont des objets dominés par la matière noire. Ce sont des cibles astrophysiques intéressantes pour la recherche indirecte d'un signal γ issu de l'annihilation de WIMP. Ce chapitre présente les résultats d'analyse de quatre sources candidates à la détection de matière noire, observées par H.E.S.S. :

- La galaxie naine Canis Major ;
- La galaxie naine Carina ;
- La galaxie naine Scupltor ;
- L'amas de galaxies Fornax.

Source	Temps d'observation (heures)	Distance	M/L
Canis Major	5.7	8 kpc	indéterminé
Carina	10.2	101 kpc	116
Sculptor	11.8	79 kpc	158
Fornax	11.0	19 Mpc	300
Sagittarius	35.7	28 kpc	25 - 100

TABLE 19.1 – Temps d'observation disponible pour les cibles de matière noire étudiées.

La tableau 19.1 présente le nombre d'heures d'observation disponibles après sélection des données pour chacune des cibles proposées. Chaque source possède environ 10 heures d'observation utiles sauf Canis Major avec 5 heures. La galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire a été observée plus longuement avec H.E.S.S.. Son étude constituera le chapitre suivant.

La figure 19.1 illustre la position des cibles de matière noire étudiées par H.E.S.S. Tous les objets passent à moins de 15° du zénith, ce qui correspond à d'excellentes conditions d'observation. En effet, le seuil en énergie au moment de l'analyse sera plus bas, comme présenté section B page 327. On s'attend également à ce que les WIMP ne possèdent pas une masse supérieure à quelques TeV, voir chapitre 4 page 49.

Un stratégie d'analyse dirigée vers les basses énergies a donc été mise en place :

- Sélection des données en fonction du zénith. Vue la faible quantité de données disponibles par cible , il n'y aura donc qu'une seule sélection en zénith généralement [0° ; 15°].
- Analyse avec les sélections standard des principales analyses : Combined Cut 2 [1], Xeff, Model++ et TMV-LAPP .
- Un signal ponctuel sera recherché à cause de la taille de la source suposée.

19.1 La galaxie naine Canis Major

Canis Major est une surdensité d'étoiles découverte en 2004 [161] avec le relevé 2MASS dans la direction de la constellation du Grand Chien. Sa nature et son origine font toujours l'objet de débats : est-ce une galaxie naine de forme elliptique ou est-ce une déformation de la Voie Lactée ?

A l'heure actuelle, aucune de ces deux interprétations n'est privilégiée. Nous retiendrons ici l'hypothèse selon laquelle cet objet serait une galaxie naine. Elle est donc d'un grand intérêt pour la recherche indirecte de matière noire. Canis Major est située près de l'anti-centre galactique, à environ 8 kpc du Soleil [29]. Elle serait donc la galaxie naine la plus proche du centre de la

1. Aussi notée CC2.

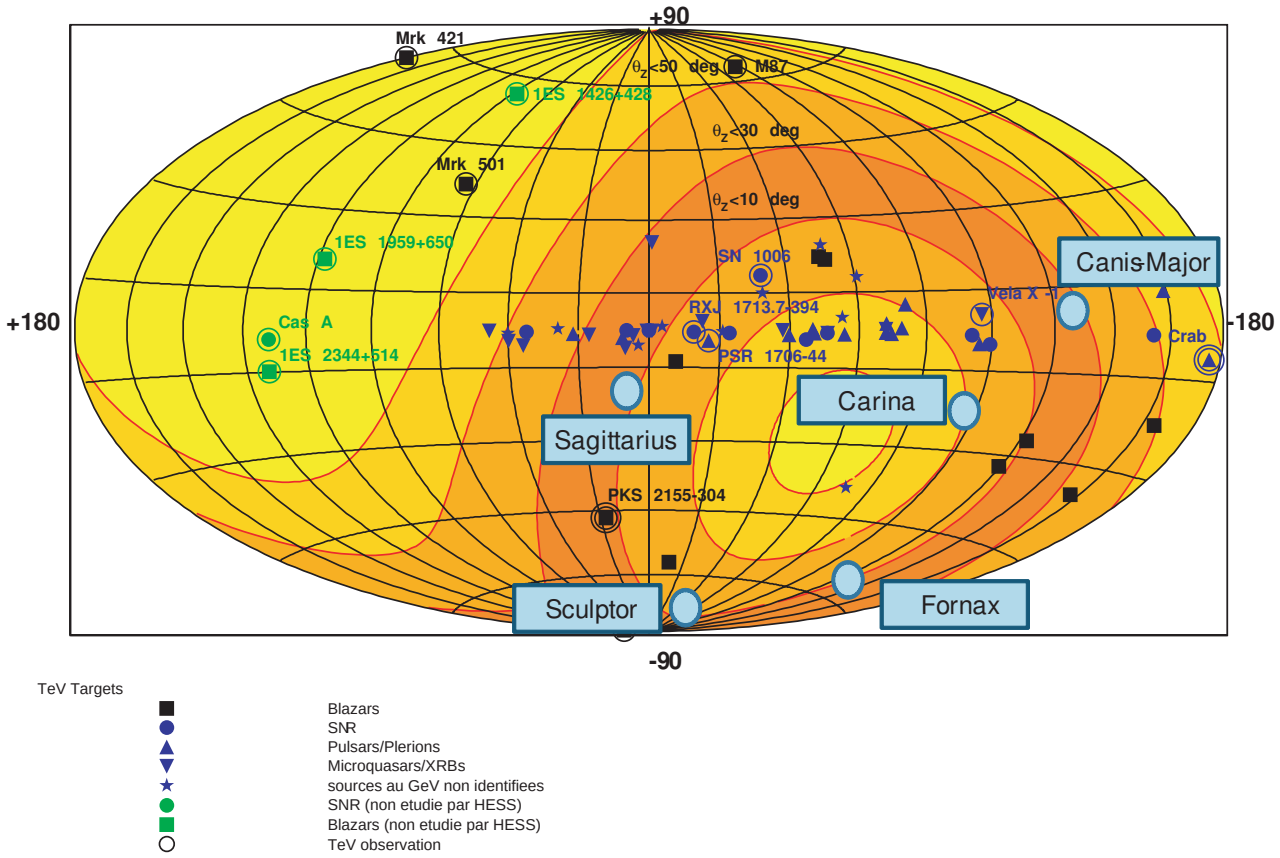


FIGURE 19.1 – Visibilité du ciel depuis le site de H.E.S.S., en coordonnées galactiques.
Les contours en couleurs indiquent l'angle zénithal maximal dans chaque région du ciel sur toute l'année. L'angle zénithal maximal est indiqué dans chaque bande. La bande la plus foncée correspond à la région observable à moins de 10° du zénith ; les bandes les plus claires aux régions observables qu'à grand angle zénithal ($>50°$).

galaxie. A cause des importants effets de marée dus à sa proximité du coeur de la Voie Lactée, elle est très étendue : environ 12° × 12°. Malgré ces effets de marée, le coeur de Canis Major semble intact à la position galactique : l = 240°, b = -8°. La présence de ce coeur intact d'étoiles suggère qu'il est entouré d'un halo de matière noire, auquel cas il est intéressant de pointer vers cet objet pour la recherche d'un signal d'annihilation avec H.E.S.S..

19.1.1 Lots de données

Les observations de H.E.S.S. [91] en direction de la galaxie naine Canis Major ont été prises en février 2007. Après sélection des critères standard sur la qualité des données, 5.7 heures d'observation sont disponibles. Les observations ont été réalisées en mode "wobble" avec un décalage de pointé de 0.7°. Sur les 14 acquisitions utilisées, toutes sont à 4 télescopes. Les observations ont été réalisées avec un zénith moyen maximal de 20°. La table 19.2 présente les deux lots de données utilisés : 2.5 heures avec un angle zénithal moyen inférieur à 15°, 5.7 heures avec l'ensemble des acquisitions.

Zénith	Temps d'observation (heures)
[0°; 15°]	2.5
[0°; 20°]	5.7

TABLE 19.2 – Temps d'observation disponible pour *Canis Major* en fonction du zénith.

19.1.2 Résultats obtenus avec différentes méthodes de reconstruction

La table 19.3 présente les résultats des 4 analyses pour Canis Major. Pour un faible nombre d'heures d'observation, moins de 6 au total, aucune analyse n'obtient une significativité supérieure à 1 σ. Les excès sont plus souvent positifs mais ne dépassent pas 7 γ avec l'analyse TMV-LAPP qui observe la plus grande déviation : 0.9 σ.

La figure 19.2 représente la distribution radiale des événements par l'analyse $Xeff$.

19.2 La galaxie naine sphéroïdale Carina

Carina est une galaxie naine découverte en 1997 [40] dans la constellation de Carène. Cette galaxie naine sphéroïdale semble avoir été formée plus tardivement que les autres galaxies satellites de la Voie Lactée puisque ses étoiles ont moins de 7 milliards d'années. Elle est située à 100 kpc du centre de la galaxie à la position l=260.1°, b=-22.2° en coordonnées galactiques. Avec son rapport Masse / Luminosité de 116 elle constitue une excellente cible pour la recherche de matière noire avec H.E.S.S..

19.2.1 Lots de données

Les observations de H.E.S.S. [46] en direction de la galaxie naine sphéroïdale Carina ont été prises en décembre 2008 et 2009. Après sélection des critères standard sur la qualité des données, 10.2 heures d'observation ont été utilisées. Les observations ont été réalisées en mode "wobble" avec un décalage de pointé de 0.7° et 1.1°. Sur les 23 acquisitions, toutes sont à

Zénith / Analyse	[0°; 15°]	Tout
CC2 standard	$-0.2\ \sigma$ $S/B\ -0.0$ $-3\ \gamma$	$0.4\ \sigma$ 0.0 $7\ \gamma$
Model++ standard	$-0.2\ \sigma$ -0.0 $-1\ \gamma$	$-0.3\ \sigma$ -0.0 $-3\ \gamma$
Xeff brillante	$0.5\ \sigma$ 0.1 $5\ \gamma$	$0.1\ \sigma$ 0.0 $2\ \gamma$
TMV − LAPP 10 %	$0.9\ \sigma$ 0.1 $7\ \gamma$	$0.5\ \sigma$ 0.0 $5\ \gamma$

TABLE 19.3 – Comparaison des différentes analyses en fonction de bandes en zénith sur *Canis Major*.
Pour chaque configuration, la significativité est notée en rouge, le rapport Signal / Bruit en bleu et le nombre de photons d'excès en noir.

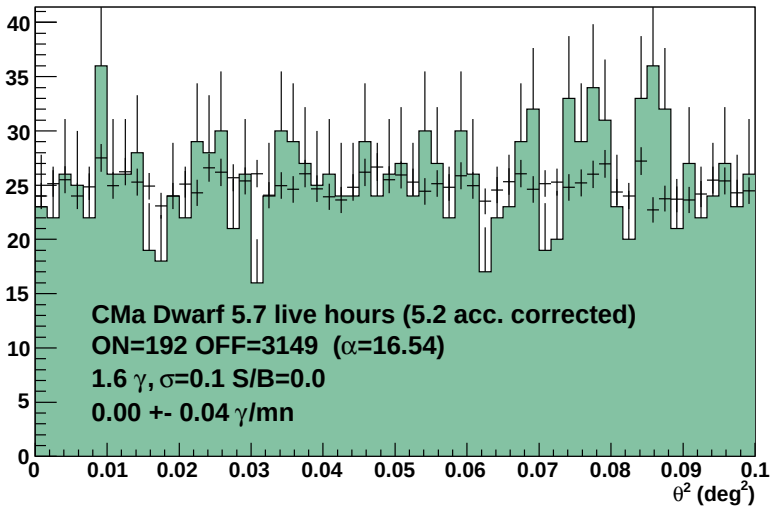


FIGURE 19.2 – Distribution radiale carré des événements par l'analyse Xeff de *Canis Major*.

4 télescopes sauf une. De par sa position dans le ciel de Namibie, les données ont un zénith compris en 25 et 46°. La table 19.4 présente les deux lots de données utilisés : 4.5 heures avec un angle zénithal inférieur à 30° et 10.2 heures pour l'ensemble des acquisitions.

19.2.2 Résultats obtenus avec différentes méthodes de reconstruction

La table 19.5 présente les résultats des 4 analyses pour Carina. Aucune analyse n'obtient une significativité supérieure à 0.3 σ (analyses combined Cut 2 et Xeff). Toutes les analyses s'accordent sur un déficit d'événements en utilisant les 10.2 heures d'observation. L'analyse

Zénith	Temps d'observation (heures)
[0°; 30°]	4.5
[0°; 50°]	10.2

TABLE 19.4 – Temps d'observation disponible pour *Carina* en fonction du zénith.

Model++ observe une déviation de -1.4 σ avec -12 γ.

Zénith / Analyse	[0°; 30°]	Tout
CC2 standard	0.3 σ S/B 0.0 3 γ	-0.8 σ -0.1 -14 γ
Model ++ standard	-1.6 σ -0.3 -4 γ	-1.4 σ -0.2 -12 γ
Xeff brillante	0.3 σ 0.0 3 γ	-0.6 σ -0.1 -8 γ
TMV − LAPP 10 %	-0.4 σ -0.0 -4 γ	-1.1 σ -0.2 -5 γ

TABLE 19.5 – Comparaison des différentes analyses en fonction de bandes en zénith sur *Carina*. Pour chaque configuration, la significativité est notée en rouge, le rapport Signal / Bruit en bleu et le nombre de photons d'excès en noir.

La figure 19.3 représente la distribution radiale carré des événements par l'analyse Xeff.

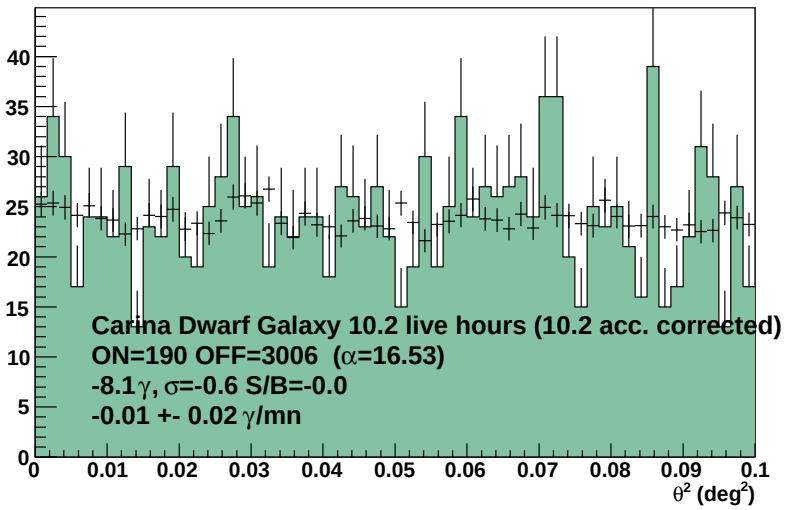


FIGURE 19.3 – Distribution radiale carré des événements par l'analyse Xeff de *Carina*.

19.3 La galaxie naine sphéroïdale Sculptor

La galaxie naine Sculptor est la première galaxie naine sphéroïdale à avoir été découverte en 1937 [210] dans la constellation du sculpteur. Distante de 79 kpc du centre de la galaxie, elle possède un rapport Masse / Luminosité de 158. Ses coordonnées galactiques sont : l=287.15°, b=-83.16°.

19.3.1 Lots de données

Les observations de H.E.S.S. [231] en direction de la galaxie naine sphéroïdale Sculptor ont été prises en octobre-novembre 2008. Après sélection des critères standard sur la qualité des données, 11.8 heures d'observation ont été utilisées. Les observations ont été réalisées en mode "wobble" avec un décalage de pointé compris entre 0.7° et 1.1°. Sur les 28 acquisitions, toutes sont à 4 télescopes. Les observations ont été réalisées avec un zénith moyen maximal de 20°. La table 19.6 présente les deux lots de données utilisés : 9.2 heures avec un angle zénithal inférieur à 15° et 11.8 heures pour l'ensemble des acquisitions.

Zénith	Temps d'observation (heures)
[0°; 15°]	9.2
[0°; 50°]	11.8

TABLE 19.6 – Temps d'observation disponible pour *Sculptor* en fonction du zénith.

19.3.2 Résultats obtenus avec différentes méthodes de reconstruction

La table 19.7 présente les résultats des 4 analyses pour Sculptor. Seule l'analyse Combined Cut 2 observe un excès négatif pour les deux lots de données. L'analyse Xeff obtient le plus de candidats γ : 27, correspondant à une significativité de 1.5 σ. Pour un zénith inférieur à 15°, les 2 analyses de seconde génération observent une significativité similaire $\sim$ 0.9 σ. Parmi les 4 sources présentées ici, Sculptor est celle qui présente la plus grande déviation par rapport au fond.

La figure 19.4 représente la distribution radiale carré des événements par l'analyse Xeff.

19.4 L'amas de galaxies Fornax

L'amas de galaxies Fornax est situé dans la galaxie du Fourneau, à 19 Mpc de nous. Il est composé de 516 galaxies hôtes. La mesure du rapport Masse / Luminosité est de 300 $\pm$ 100 [70]. Le coeur de l'amas est situé à la position l=240.1°, b=-56.7° en coordonnées galactiques.

19.4.1 Lots de données

Les observations de H.E.S.S. [68] en direction de l'amas de Fornax ont été prises en septembre-octobre 2007. Après sélection des critères standard sur la qualité des données, 11 heures d'observation ont été utilisées. Les observations ont été réalisées en mode "wobble" avec un décalage de pointé de 0.5°. Sur les 24 acquisitions, toutes sont à 4 télescopes. Les observations ont été

Zénith / Analyse	[0°; 15°]	Tout
CC2 standard	$-1.0.\sigma$ S/B -0.0 -20 γ	-0.2 σ -0.0 -5 γ
Model++ standard	0.8 σ 0.1 8 γ	1.6 σ 0.2 18 γ
Xeff brillante	1.0 σ 0.1 16 γ	1.5 σ 0.1 27 γ
TMV − LAPP 10 %	0.8 σ 0.1 10 γ	0.6 σ 0.0 9 γ

TABLE 19.7 – Comparaison des différentes analyses en fonction de bandes en zénith sur *Sculptor*.

Pour chaque configuration, la significativité est notée en rouge, le rapport Signal / Bruit en bleu et le nombre de photons d'excès en noir.

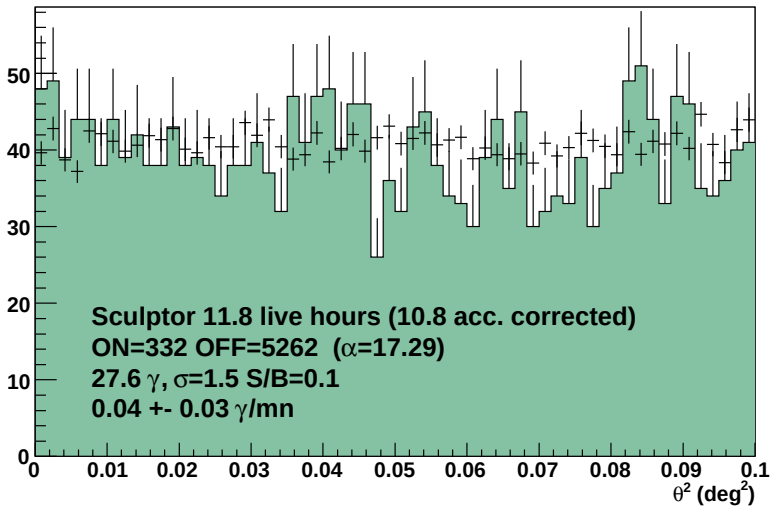


FIGURE 19.4 – Distribution radiale carré des événements par l'analyse Xeff de *Sculptor*.

réalisées avec un zénith moyen maximal de 26°. La table 19.8 présente les deux lots de données utilisés : 3.2 heures avec un angle zénithal inférieur à 15° et 11.0 heures pour l'ensemble des acquisitions.

19.4.2 Résultats obtenus avec différentes méthodes de reconstruction

La table 19.9 présente les résultats des 4 analyses pour Fornax. Toutes les analyses s'accordent à trouver une significativité négative pour l'ensemble des données (11 heures). L'analyse Xeff obtient la plus grande déviation avec -1.2 σ et -15 γ. Pour un zénith inférieur à 15°, les

Zénith	Temps d'observation (heures)
[0°; 15°]	3.2
[0°; 30°]	11.0

TABLE 19.8 – Temps d'observation disponible pour *Fornax* en fonction du zénith.

fluctuations entre les analyses sont les plus importantes des 4 sources mais ne correspondent qu'à 3 heures d'observations.

Zénith / Analyse	[0°; 15°]	Tout
CC2 standard	$-1.0.\sigma$ S/B -0.1 -10 γ	-0.6 σ -0.0 -11 γ
Model++ standard	1.0 σ 0.2 4 γ	-0.1 σ -0.0 -0 γ
Xeff brillante	-1.6 σ -0.2 -10 γ	-1.2 σ -0.0 -15 γ
TMV − LAPP 10 %	0.1 σ 0.0 0 γ	-0.6 σ -0.1 -6 γ

TABLE 19.9 – Comparaison des différentes analyses en fonction de bandes en zénith sur *Fornax*.

Pour chaque configuration, la significativité est notée en rouge, le rapport Signal / Bruit en bleu et le nombre de photons d'excès en noir.

La figure 19.5 représente la distribution radiale carré des événements par l'analyse Xeff.

19.5 Conclusion

Pour chacune des sources, aucune analyse ne se détache fortement des autres par ses résultats. L'analyse Model++ possède généralement le rapport signal / bruit le plus éloigné de 0 mais le nombre de candidats γ comme la déviation reste compatible avec les autres analyses. L'analyse Combined Cut 2 observe généralement le moins de candidats γ mais ceci s'explique par le fait que cette analyse est moins sensible que les autres. L'analyse Xeff est celle qui obtient le plus grand excès, dans la cas de l'analyse de Sculptor. L'analyse TMV-LAPP possède la meilleure sensibilité au delà de 2 TeV.

Pour les 4 objets étudiés, les différentes analyses présentées s'accordent généralement entre elles pour dire qu'aucun excès n'est actuellement visible. Il faut également ne pas oublier que moins de 12 heures d'observation sont disponibles pour chacun de ces objets.

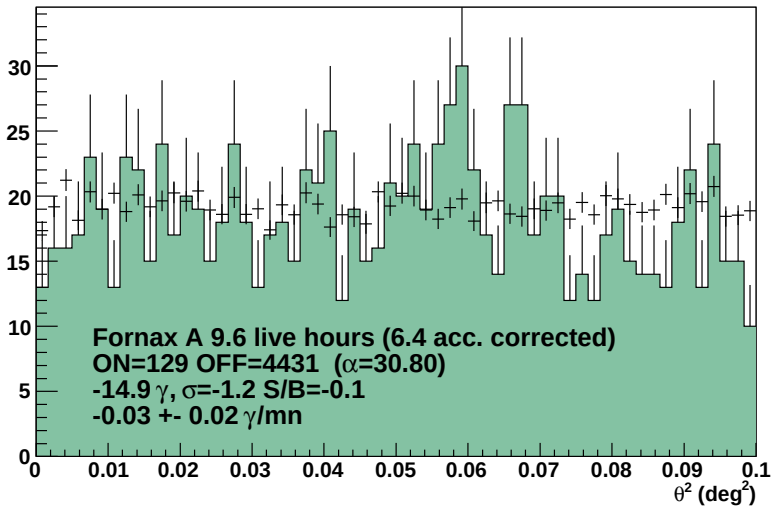


FIGURE 19.5 – Distribution radiale carré des événements par l'analyse Xeff de *Fornax*.

"Il faut regarder dans le noir avec insolence."

Marguerite Yourcenar

20

Observation de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire avec H.E.S.S.

Contents

20.1 Caractéristiques générales 294
20.2 Analyses et résultats des observations avec H.E.S.S. avant 2010 . 294
20.2.1 Précédentes analyses 294
20.2.2 Lots de données 296
20.2.3 Analyses avec différentes méthodes de reconstruction 297
20.2.3.1 Reproduction des résultats 297
20.2.3.2 Combined Cut 2 et Model 3D 298
20.2.3.3 Model++ 299
20.2.3.4 TMV-LAPP 299
20.2.3.5 $Xeff$ 300
20.2.4 Evolution de la significativité en fonction du temps 306
20.2.5 Conclusion 306

20.1 Caractéristiques générales

En 1994, Ibata et al. [115] détectent un grand nombre d'étoiles de magnitude 17 (et supérieure) en dessous du centre galactique qui semblent toutes être à la même distance et avoir la même vitesse radiale : il s'agit de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire (Sagittarius dSph). Cette galaxie satellite de notre Voie Lactée est un objet étendu : $3° \times 8°$ [116]. A sa découverte, Sagittarius dSph était la galaxie naine la plus proche du centre galactique à 16 kpc [1]. Le centre de cet objet coïncide avec l'amas globulaire M54 dont les coordonnées galactiques sont : l=5.61°, b=-14,1°. Sa découverte tardive, malgré sa proximité, provient de son positionnement proche et opposé au centre galactique. La figure 20.1 permet de visualiser ces caractéristiques.

L'étude de cette galaxie [172] indique une grande concentration de matière noire :

- La galaxie naine aurait traversé la Voie Lactée plus d'une dizaine de fois. Ceci n'aurait pu être possible sans la présence d'un fort potentiel gravitationnel. Sans matière noire, Sagittarius dSph aurait dû être détruite par les effets de marée. On constate aujourd'hui que ce n'est pas le cas. Ces marées expliquent également l'étalement de cet objet. Au cours de ses différents passages à travers le plan, Sagittarius dSph a semé plusieurs objets tels que Terzan 7 et 8 ainsi que Arp 2 ;
- Le rapport de Masse / Luminosité est compris entre ~ 25 [158] et ~ 100 [172] suivant la manière dont on tient compte des effets de marée.

En raison de sa proximité (distante de 26.3 ± 1.8 kpc du Soleil), Sagittarius dSph est une très bonne cible pour la recherche de matière noire.

20.2 Analyses et résultats des observations avec H.E.S.S. avant 2010

La galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire se situe dans l'hémisphère sud, les coordonnées galactiques sont : l=5.61°, b=-14,1°. Elle constitue donc une cible privilégiée pour la recherche de matière noire avec H.E.S.S. La figure 20.2 illustre la visibilité annuelle de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire avec H.E.S.S. Le point important est le fait que la source transite haut dans le ciel (c'est-à-dire à faible angle zénithal), le seuil en énergie est donc le plus bas possible pour H.E.S.S. comme présenté dans l'annexe B.1 page 327. Le faible seuil en énergie permet d'atteindre des masses de WIMP plus faible, comme favorisés par les modèles. De plus, aucune étoile brillante, susceptible de gêner certaines analyses, n'est présente près de la position nominale ; le bruit de fond de ciel moyen est de 100 MHz, typique des observations réalisées par H.E.S.S. Les conditions semblent donc optimales pour rechercher la matière noire avec H.E.S.S.

Le signal attendu provient d'une région de 1.5 pc de large à 26 kpc de distance soit une ouverture angulaire de $30''$ bien plus petite que la résolution de H.E.S.S. d'environ 0.1°. Le signal recherché serait donc pontuel.

20.2.1 Précédentes analyses

Une première publication [15] a été écrite avec les données de H.E.S.S. enregistrées en juin 2007. Les 11 heures d'observation conservées après sélection possèdaient un angle zénithal moyen de 19°, reparti entre 7° et 46°. Aucun excès γ n'a été détecté avec l'analyse combinée

1. Depuis 2003, il s'agit de la galaxie Canis Major à 8 kpc.

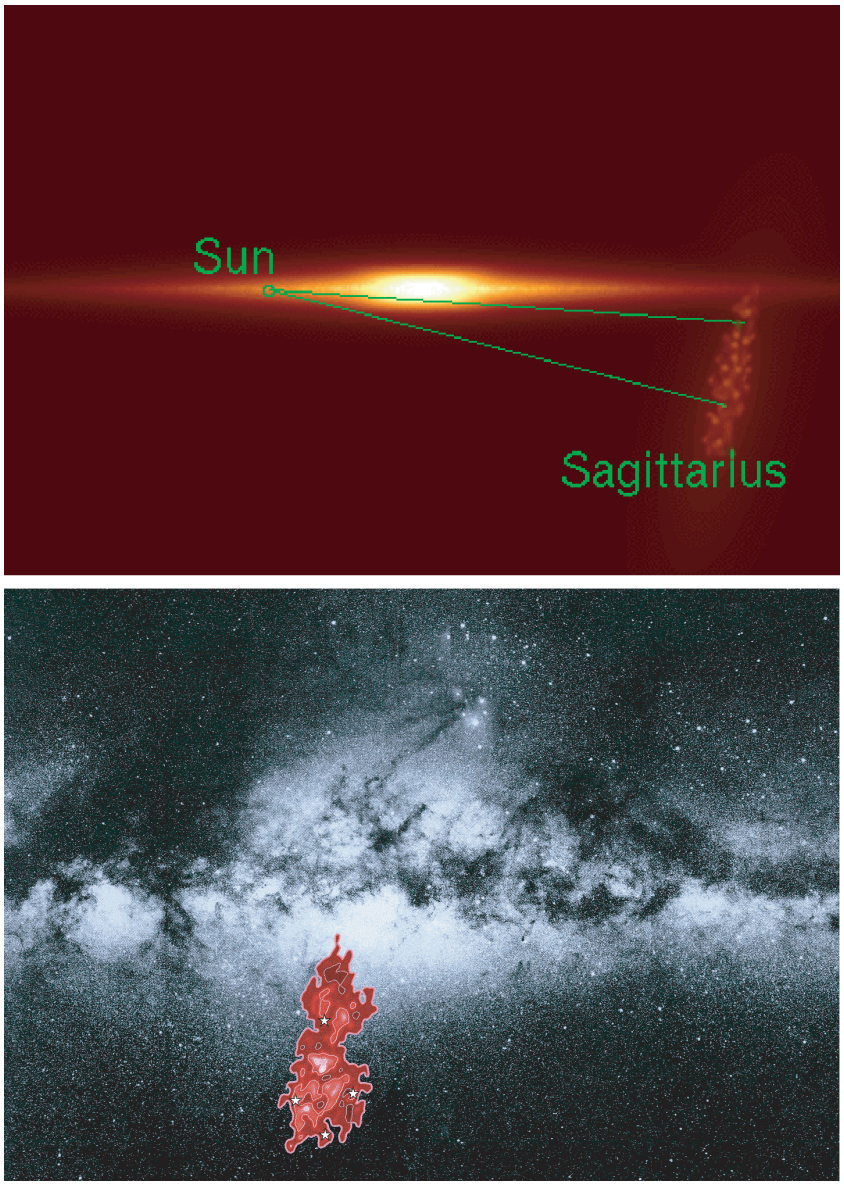


FIGURE 20.1 – Vues de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire. La *figure du haut* est une vue d'artiste [56] illustrant l'emplacement de la galaxie naine du Sagittaire par rapport à une vue en coupe de la Voie Lactée. La *figure du bas* montre la taille de Sagittarius dSph, ici en rouge, dans le ciel en lumière visible [114].

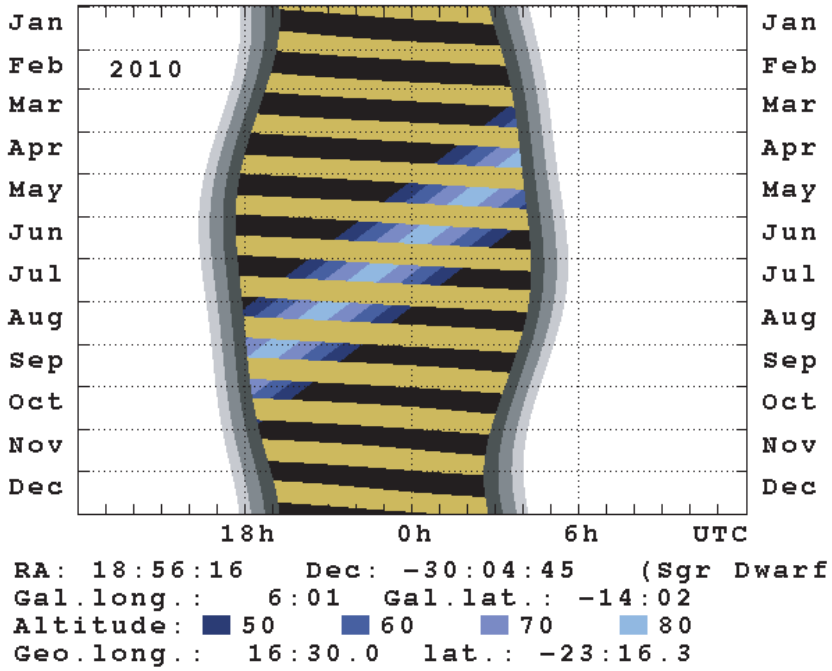


FIGURE 20.2 – Visibilité annuelle de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire avec H.E.S.S. pour l'année 2010. Les bandes noires représentent les périodes d'observation pour H.E.S.S. (les nuits sans Lune). Le dégradé de nuances de noir à bleu correspond à des prises de données à des altitudes d'observation supérieure à 50°, 60°, 70° et 80° (du plus foncé au plus clair) que l'on peut traduire en angles zénithaux, respectivement inférieurs à 40°, 30°, 20° et 10°. Par définition, l'angle zénithal θ_z = 90° - altitude.

standard. Une limite supérieure en flux avec un niveau de confiance de 95 % a été dérivée :

$$\Phi_\gamma^{95\%C.L.}(E_\gamma > 250\ GeV) = 3.6\ .10^{-12} cm^{-2}.s^{-1} \tag{20.1}$$

en supposant un spectre en loi de puissance avec un indice de 2.2.

20.2.2 Lots de données

Les observations de H.E.S.S. en direction de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire ont été réalisées entre juin 2006 et septembre 2008. Après application des critères de sélection standard sur la qualité des données (voir chapitre 6.5 page 86), le temps d'observation disponible est de 35.3 heures. Les observations ont été effectuées en mode "wobble", avec un décalage de pointé de 0.7°. Sur les 82 acquisitions efffectuées, seules 7 comprennent 3 télescopes et non 4. Les 35.3 heures correspondent à la durée d'observation la plus importante pour des galaxies naines avec des expériences d'astronomie γ au sol.

Puisque les extensions du Modèle Standard indiquent que la matière noire est plus probable à basse énergie, les observations sont sélectionnées en fonction de l'angle zénithal dans le but de diminuer le seuil en énergie. En effet, un faible angle zénithal implique que la profondeur d'atmosphère traversée est la plus petite possible, les gerbes de plus basse énergie peuvent donc être mieux détectées. La table 20.1 détaille les conditions d'observation de Sagittarius dSph en fonction de l'angle zénithal : 6 lots de données, par trache de 5° en angle zénithal. Le premier

correspond à un zénith inférieur à 10°, soit à environ 7 heures d'observation. Chaque bande possède environ 5 heures de données de plus que la précédente.

Zénith	Temps d'observation (heures)	Seuil
[0°; 10°]	6.9	$\sim$ 220 GeV
[0°; 15°]	12.6	$\sim$ 230 GeV
[0°; 20°]	17.7	$\sim$ 250 GeV
[0°; 25°]	23.5	$\sim$ 280 GeV
[0°; 30°]	27.6	$\sim$ 310 GeV
[0°; 50°]	35.3	$\sim$ 850 GeV

TABLE 20.1 – Temps d'observation disponible en fonction du zénith.
Les observations de Sagittarius dSph sont découpées en différentes bandes en zénith. La sélection s'effectue sur le zénith moyen de l'acquisition. Le seuil en énergie est calculé pour l'analyse Model ++.

20.2.3 Analyses avec différentes méthodes de reconstruction

Pour valider qu'aucun biais n'est apporté par mon analyse, il faut commencer par vérifier que nos résultats sont en accord avec ce qui avait été précédemment présenté (analyse Combined Cut 2) avant d'utiliser les différentes méthodes de la collaboration H.E.S.S. (Model 3D). Dans le but de diminuer le seuil en énergie, les analyses de seconde génération (Model++, TMV-LAPP et Xeff) explorent la région de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire. Ces dernières permettent de sonder des excès plus faibles et à plus faible énergie en attendant le télescope H.E.S.S. 2. Chaque méthode d'analyse est présentée plus en détail section 7 page 89.

20.2.3.1 Reproduction des résultats

Pour tester la compatibilité des analyses, l'analyse Combined Cut 2 [64] est reprise telle qu'utilisée dans la thèse de C. Farnier [79] avec 17.7 heures d'observation.

L'analyse Combined Cut 2 [64] est constituée de deux techniques de recontruction indépendantes que l'on combine :

- La méthode des moments de Hillas [105] se base sur les paramètres moyens attendus de la gerbe, elle est donc sensible aux fluctuations de développement de la gerbe ;
- La méthode semi-analytique [64] provient d'une comparaison pixel par pixel entre l'image de la gerbe et le modèle généré. Elle est sensible à la distribution de lumière au sein de l'image et s'appuie sur les corrélations entre les différentes images.

Chacune des deux méthodes d'analyse apporte ses atouts qui sont combinés dans le but d'extraire au mieux le signal.

L'analyse Combined Cut 2 standard possède un seuil à 60 p.e.

Les résutats obtenus sont présentés dans la table 20.2. L'analyse précédente a été réalisée sur une région d'intégration du signal de $0.02^{\circ 2}$ pour essayer d'inclure les événements de plus basse énergie où la résolution angulaire est moins bonne.

Les accords avec l'analyse Combined Cut 2 sont excellents. En prenant la même surface d'intégration du signal, le nombre de ON est très similaire alors que le nombre de OFF est

légérement plus important mais compatible. L'excès et donc la significativité résultante sont plus faibles. Dans le cas d'une source ponctuelle, la significativité de 1.4 σ est proche de la précédente analyse de 1.25 σ. Les analyses sont réalisées en mode "wobble" puisque la source est décalée du centre du champ de vue de la caméra, l'estimation du fond peut s'effectuer de manière simultanée.

Analyse	θ^2 [°^{2}]	N_{ON}	N_{OFF}	excès : N_{ON-OFF}	S/B	σ
Combined Cut 2 [79]	0.02	1755	1700.5	54.5	0.03	1.25
Combined Cut 2	0.02	1765	1742.4	22.6	0.0	0.5
Combined Cut 2	0.0125	912	869.2	42.8	0.0	1.4

TABLE 20.2 – Comparaison des analyses *Combined Cut* 2 sur Sagittarius *dSph*
Pour chacune des analyses, les résultats sont reportés :
- θ^2 fournit la taille de l'intégration de la surface qui définit la région ON ;
- N_{ON} : le nombre d'événements dans la région ON est le nombre de candidats γ comptés dans la région circulaire de rayon θ et centrés sur la position de la source (région ON) ;
- N_{OFF} : le nombre d'événements dans la région OFF est le nombre de candidats γ renormalisés et comptés dans les régions similaires autour de la source (régions OFF) ;
- L'excès N_{ON-OFF} est défini comme N_{ON}-N_{OFF} ;
- Le rapport signal sur bruit $S/B = \frac{N_{ON}-N_{OFF}}{N_{OFF}}$;
- La significativité du signal σ, exprimée en déviation standard.

20.2.3.2 Combined Cut 2 et Model 3D

La compatibilité entre la précédente analyse et celle présentée dans cette thèse permet de valider la démarche pour analyser la galaxie naine du Sagittaire avec d'autres analyses. Les différents lots de données présentés dans la section précédente sont utilisés ici ; le découpage en zénith a pour but de faciliter l'extraction d'un signal éventuel à basse énergie.

En plus de l'analyse Combined Cut 2, l'analyse Model 3D [149] est également utilisée. Elle reconstruit la gerbe en supposant un ellipsoïde de révolution autour de la direction d'arrivée de la particule incidente.

En plus des analyses Combined Cut 2 et Model 3D standard, une analyse a également été effectuée avec les coupures sévères ("hard"). Cette analyse est mise au point pour détecter des sources plus faibles. La principale différence provient de l'augmentation du seuil de l'analyse de 60 à 200 p.e. par télescope. On s'attend à ce que ce jeu de coupures ne soit pas optimal pour l'extaction d'un signal de basse énergie.

La table 20.3 regroupe les résultats des différentes configurations pour les analyses *Combined Cut 2* et Model 3D. Les analyses standard, avec un seuil plus bas (à 60 p.e.), ont une significativité et un excès en nombre de photons plus importants.

L'analyse Combined Cut 2 standard observe une déviation de 2.9 σ dans la bande en zénith de [0 ; 15] avec un excès de 78 γ. En effectuant l'analyse dans la bande [15 ; 30], seuls 5 γ subsistent. Cette extinction du signal semble indiquer que l'excès est bien localisé à faible angle zénithal, où la sensibilité à basse énergie est favorisée.

L'analyse Model 3D standard observe une déviation de 2.6 σ dans la bande en zénith de [0 ; 30] avec un excès de 78 γ, et même de 90 γ sur l'intégralité des données. Le point important

est que le nombre de photons augmente avec le nombre d'heures d'observation. On observe également que les zeniths compris entre [15 ; 30] contribuent moins à cet excès.

Les analyses utilisant les coupures plus sévères ("hard") n'ont que très peu de photons en excès : moins de 20. Ceci semble indiquer que l'excès est plus visible à basse énergie.

Zénith / Analyse	[0; 10] 6.9 h	[0; 15] 12.6 h	[0; 20] 17.7 h	[0; 25] 23.5 h	[0; 30] 27.6 h	[15; 30] 15.0 h	Tout 35.3 h
CC2 std	1.2 σ S/B 0.1 24 γ	2.9 σ 0.1 78 γ	2.2 σ 0.1 69 γ	1.9 σ 0.1 9 γ	1.8 σ 0.2 19 γ	0.7 σ 0.1 5 γ	1.3 σ 0.1 15 γ
CC2 hard	1.5 σ 0.3 9 γ	1.6 σ 0.2 14 γ	1.7 σ 0.2 16 γ	0.9 σ 0.1 9 γ	1.8 σ 0.2 19 γ	0.7 σ 0.1 5 γ	1.3 σ 0.1 15 γ
3D std	−0.2 σ −0.0 −3 γ	1.8 σ 0.1 38 γ	1.7 σ 0.1 42 γ	2.3 σ 0.1 65 γ	2.6 σ 0.1 78 γ	1.7 σ 0.1 37 γ	2.6 σ 0.1 90 γ
3D hard	−0.4 σ −0.1 −2 γ	0.7 σ 0.1 6 γ	0.5 σ 0.1 5 γ	1.2 σ 0.1 14 γ	1.1 σ 0.1 14 γ	0.7 σ 0.1 6 γ	1.3 σ 0.1 15 γ

TABLE 20.3 – Comparaison des différentes analyses Combined Cut 2 et Model 3D en fonction des bandes en zénith définies pour Sagittarius dSph.
Pour chaque configuration, la significativité est notée en rouge, le rapport Signal / Bruit en bleu et le nombre de photons d'excès en noir.

20.2.3.3 Model++

Parmi les sélections proposées par la méthode Model++, présentée section 7.2.4.4 page 101, pour la recherche de matière noire où de faibles flux de basse énergie sont attendus, le meilleur compromis semble se situer dans les coupures standard.

La table 20.4 regroupe les résultats des différentes configurations pour l'analyse Model++.

L'analyse standard possède la significativité la plus importante, juqu'à 2.3 σ. Pour toutes les bandes en zénith jusqu'à 30°, le nombre de photons est relativement stable de l'ordre de 25. En effet, le rapport signal / bruit passe de 0.2 à 0.1 du fait qu'aucun γ n'est amené par la bande [15 ; 30].

L'analyse pour les sources faibles ("faint") n'observe aucun excès et au plus 7 γ.

L'analyse avec des contraintes plus lâches ("loose") intègre le nombre de photons en fonction du nombre d'heures d'observation. Malheureusement le rapport signal / bruit reste très bas. La contribution la plus importante ne provient pas des zéniths les plus faibles. Des analyses sur d'autres objets sembleraient indiquer que dans le cas des sources faibles, cette sélection n'est pas la plus adaptée. Elle convient mieux au spectres mous (indice supérieur à 3).

20.2.3.4 TMV-LAPP

La table 20.5 regroupe les résultats des différentes configurations pour l'analyse *TMV-LAPP*. Les 3 sélections évoluent de la même manière en fonction du zénith, à savoir un accroisement de l'excès jusqu'à un angle zénithal de 25°. La sélection pour les sources de l'ordre de 10 % du

Zénith / Analyse	[0; 10] 6.9 h	[0; 15] 12.6 h	[0; 20] 17.7 h	[0; 25] 23.5 h	[0; 30] 27.6 h	[15; 30] 15.0 h	[0; 50] 35.3 h
$M++$ *std*	2.2 σ S/B 0.2 21 γ	2.2 σ 0.2 29 γ	1.7 σ 0.1 26 γ	1.4 σ 0.1 23 γ	2.0 σ 0.2 25 γ	0.0 σ 0.1 0 γ	2.3 σ 0.1 44 γ
$M++$ *faint*	1.0 σ 0.2 6 γ	0.0 σ 0.1 0 γ	-0.7 σ -0.1 -5 γ	0.3 σ 0.0 3 γ	0.2 σ 0.0 2 γ	0.4 σ 0.1 3 γ	0.6 σ 0.0 7 γ
$M++$ *Loose*	0.6 σ 0.0 14 γ	0.7 σ 0.0 20 γ	0.7 σ 0.0 28 γ	1.7 σ 0.1 67 γ	1.9 σ 0.1 82 γ	2.1 σ 0.1 64 γ	2.3 σ 0.1 105 γ

TABLE 20.4 – Comparaison des différentes sélections de l'analyse Model++ en fonction des bandes en zénith définies pour Sagittarius dSph.
Pour chaque configuration, la significativité est notée en rouge, le rapport Signal / Bruit en bleu et le nombre de photons d'excès en noir.

Crabe fournit la plus grande significativité de 2.0 σ pour 42 γ. La sélection à 1 % coupe trop fortement les événements, elle correspond en quelque sorte aux coupures "hard" des analyses précédentes, le seuil en énergie est donc augmenté. La sélection à 100 % propose des résultats très proches de celle à 10 % où visiblement le fond est moins bien rejeté puisque la significativité est plus faible. D'après la détermination de ces sélections, l'excès proviendrait d'une source de flux de l'ordre de 10 % de celui du Crabe et de basse énergie.

Zénith / Analyse	[0; 10] 6.9 h	[0; 15] 12.6 h	[0; 20] 17.7 h	[0; 25] 23.5 h	[0; 30] 27.6 h	[15; 30] 15.0 h	[0; 50] 35.3 h
$TMVA$ 100 %	-0.2 σ S/B -0.2 -3 γ	0.5 σ 0.0 9 γ	1.0 σ 0.0 22 γ	1.4 σ 0.1 34 γ	1.6 σ 0.1 44 γ	1.6 σ 0.1 32 γ	1.1 σ 0.0 32 γ
$TMVA$ 10 %	-0.2 σ -0.0 -2 γ	0.9 σ 0.1 14 γ	1.2 σ 0.1 22 γ	2.0 σ 0.1 42 γ	1.9 σ 0.1 41 γ	1.8 σ 0.1 27 γ	1.5 σ 0.1 33 γ
$TMVA$ 1 %	-1.0 σ -0.1 -11 γ	0.0 σ 0.0 0 γ	0.2 σ 0.0 3 γ	1.1 σ 0.1 22 γ	1.3 σ 0.1 26 γ	1.2 σ 0.1 12 γ	0.9 σ 0.0 19 γ

TABLE 20.5 – Comparaison des différentes sélections de l'analyse $TMV-LAPP$ en fonction des bandes en zénith définies pour Sagittarius *dSph*.
Pour chaque configuration, la significativité est notée en rouge, le rapport Signal / Bruit en bleu et le nombre de photons d'excès en noir.

20.2.3.5 *Xeff*

L'analyse Xeff [71] est la première méthode développée associant les 3 méthodes différentes de reconstruction de H.E.S.S. En plus de combiner les variables discriminantes à l'aide de fonctions de densité de probabilité, l'analyse Xeff détermine l'énergie et la position angulaire

de chaque événement par un algorithme de biais minimum. Elle possède donc la meilleure reconstruction énergétique et angulaire.

De par la nature de ses combinaisons de variables, l'analyse Xeff possède 2 variables qui déterminent sa rejection :

- η est l'estimateur du rapport bruit sur signal ;
- Xeff est l'estimateur de la probabilité[2] d'un événement donné d'être un proton ou un photon.

Le faible seuil en énergie pour la détection d'AGN semble très intéressant pour la recherche de matière noire puisqu'il privilégie les basses énergies. Dans le cas des analyses précédentes, les sélections standard étaient les plus appropriées, on s'attend donc à ce que ce soit la sélection pour les sources brillantes qui corresponde le mieux. On s'attend également à ce que la sélection sévère pour des détections nettoie plus fortement le fond, mais aussi le signal si celui-ci est à basse énergie.

Zénith / Analyse	[0; 10] 6.9 h	[0; 15] 12.6 h	[0; 20] 17.7 h	[0; 25] 23.5 h	[0; 30] 27.6 h	[15; 30] 15.0 h	[0; 50] 35.3 h
Xeff Brillant	0.9 σ S/B 0.1 14 γ	2.5 σ 0.1 53 γ	2.8 σ 0.1 70 γ	2.9 σ 0.1 81 γ	3.3 σ 0.1 86 γ	2.3 σ 0.1 47 γ	1.7 σ 0.1 56 γ
Xeff Faible	1.2 σ 0.1 13 γ	1.2 σ 0.1 16 γ	1.3 σ 0.1 20 γ	0.5 σ 0.0 10 γ	0.6 σ 0.0 12 γ	-0.1 σ -0.0 -2 γ	0.0 σ 0.0 0 γ
Xeff Flare	1.3 σ 0.0 54 γ	0.7 σ 0.0 15 γ	1.4 σ 0.0 56 γ	2.5 σ 0.1 137 γ	2.8 σ 0.1 160 γ	2.6 σ 0.1 106 γ	1.4 σ 0.0 90 γ
Xeff Détection	2.5 σ 0.7 12 γ	2.3 σ 0.7 15 γ	2.6 σ 0.5 19 γ	2.1 σ 0.3 17 γ	2.3 σ 0.3 18 γ	0.6 σ 0.1 3 γ	1.5 σ 0.2 13 γ

TABLE 20.6 – Comparaison des différentes sélections de l'analyse Xeff en fonction des bandes en zénith définies pour Sagittarius dSph.
Pour chaque configuration, la significativité est notée en rouge, le rapport Signal / Bruit en bleu et le nombre de photons d'excès en noir.

La table 20.6 regroupe les résultats des différentes configurations pour l'analyse Xeff.

L'analyse pour les sources brillantes présente la significativité la plus importante de toutes les analyses : 3.3 σ avec 86 γ obtenus en intégrant toutes les données jusqu'à 30° d'angle zénithal.

L'analyse conçue pour les sources faibles a une déviation un peu supérieure à 1 σ. L'excès γ d'une dizaine de photons n'est visible que pour les plus faibles angles zénithaux.

L'analyse Xeff conçue pour les flares à basse énergie observe un excès croissant avec la quantité de données. 160 γ sont détectés en provenance de la position de Sagittarius.

D'après les coupures liées à la détection d'une source, 19 γ permettent d'obtenir une significativité de 2.6 σ. Le rapport Signal / Bruit est alors supérieur à 0.5, indiquant l'un des bruits de fond les plus faibles de toutes les sélections présentées.

2. Calculée à l'aide d'une fonction de vraisemblance (Likelihood).

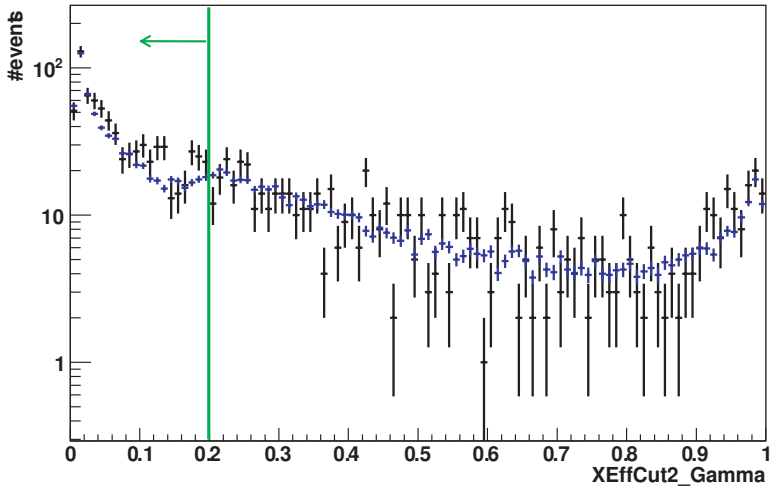


FIGURE 20.3 – Distribution de Xeff pour $\eta = 0.1$. Les événements de la zone ON sont en noir, ceux des zones OFF (renormalisés) en bleu. Bien que les deux courbes soient piquées en 0 (candidats γ), un excès est visible pour une valeur de Xeff inférieure à 0.2.

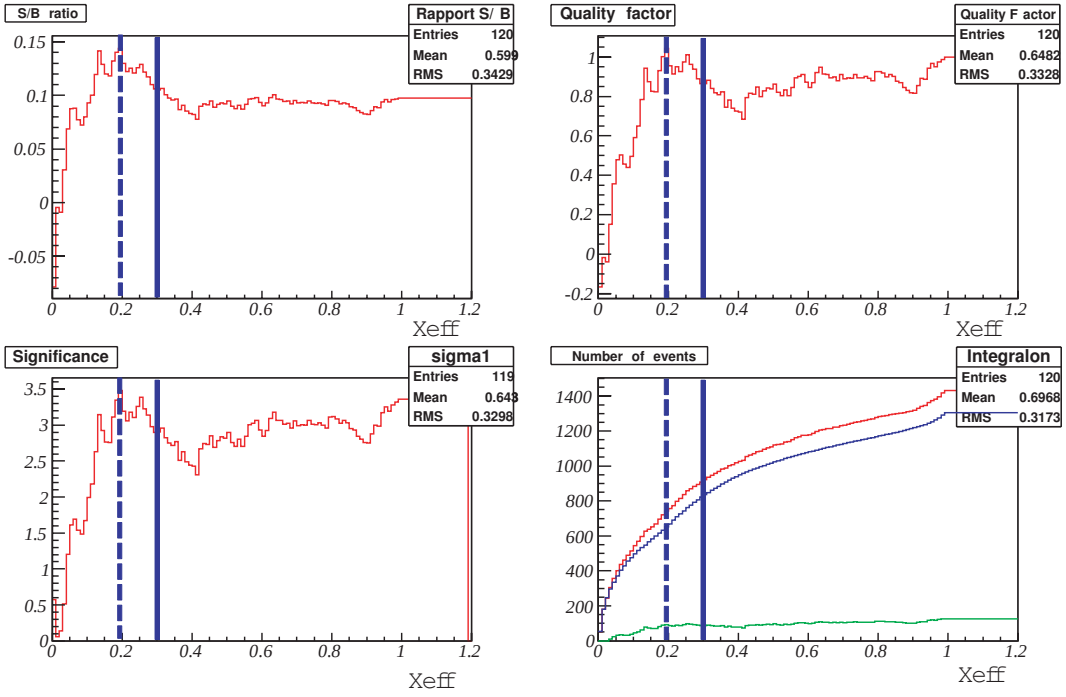


FIGURE 20.4 – Distributions des différents outils statistiques utilisés pour ajuster la coupure sur Xeff. Les évolutions du rapport signal sur bruit (*en haut à gauche*), du facteur de qualité (*en haut à doite*), de la significativité (*en bas à gauche*) sont représentées en fonction de la valeur de la coupure sur Xeff.
Le graphique *en bas à droite* représente le nombre de candidats γ dans la région ON en vert et dans la région OFF en bleu suivant la sélection appliquée sur la valeur de Xeff. Le nombre total d'événements concernés est en rouge.
La valeur traditionnelle de la coupure Xeff=0.3 est symbolisée par une ligne bleue, la nouvelle sélection à Xeff=0.195 est symbolisée par des tirets bleus.

Optimisation sur les données

Le choix sur la valeur de Xeff une fois la valeur de η imposée détermine la sévérité de la sélection. La figure 20.3 montre la distribution en Xeff pour la sélection brillante, correspondant à η=0.1. Les deux distributions sont piquées en 0 (candidats γ) et en 1 (candidats hadrons). L'excès entre les deux distributions est pour les valeurs inférieures à Xeff=0.25 ; déplacer la coupure va donc augmenter les performances de l'analyse. Cette nouvelle coupure est décidée pour augmenter la significativité, le rapport signal sur bruit, mais aussi le facteur de qualité.

Dans le but d'optimiser l'analyse Xeff, la coupure sur Xeff est déplacée de 0.3 à 0.195, où tous les paramètres statistiques sont maximisés simultanément. Les distributions des outils statistiques sont illustrées dans la figure 20.4. Une nouvelle analyse est donc réalisée avec cette valeur de coupure, en gardant η inchangé à 0.1. Les divers jeux de coupures présentés ont été prédéfinis à l'avance pour se prémunir de tout biais causé par des coupures différentes pour chaque source. Pour une sélection au cas par cas, le risque est de considérer une fluctuation du fond comme du signal, et par conséquent de créer artificiellement des sources de rayons γ. Cette nouvelle analyse a pour but d'extraire au mieux le signal présent dans les données. La possibilité d'augmenter artificiellement la significativité n'est pas exclue.

Zénith / Analyse	[0; 10] 6.9 h	[0; 15] 12.6 h	[0; 20] 17.7 h	[0; 25] 23.5 h	[0; 30] 27.6 h
$Xeff$ *Brillant* $Xeff = 0.3$ $\eta = 0.1$	0.9 σ S/B 0.1 14 γ	2.5 σ 0.1 53 γ	2.8 σ 0.1 70 γ	2.9 σ 0.1 81 γ	3.3 σ 0.1 86 γ
$Xeff = 0.195$ $\eta = 0.1$	1.4 σ 0.1 21 γ	2.7 σ 0.2 53 γ	3.1 σ 0.2 68 γ	3.4 σ 0.2 86 γ	3.6 σ 0.1 95 γ

TABLE 20.7 – Comparaison des sélections de l'analyse $Xeff$ *Brillant* en fonction des bandes en zénith définies pour Sagittarius *dSph*.
Pour chaque configuration, la significativité est notée en rouge, le rapport Signal / Bruit en bleu et le nombre de photons d'excès en noir.

La table 20.7 regroupe les résultats de l'analyse Xeff brillante pour les deux coupures différentes réalisées sur Xeff. Pour les deux sélections présentées, plus le temps d'observation augmente, plus le nombre de photons en excès augmente. Après déplacement de la coupure sur Xeff à 0.195, le rapport Signal / Bruit augmente ainsi que la significativité. La significativité augmente pour chaque bande en énergie et atteint 3.6 σ avec 95 γ en excès pour 27.6 heures d'observation et un angle zénithal inférieur à 30°.

La figure 20.5 représente la carte de significativité de la région de Sagittarius dSph avec H.E.S.S. réalisée avec l'analyse Xeff Brillante réajustée. La distribution en θ^2 reconstruite autour de la position de Sagittaruis dSph (l=5.61°, b=-14,1°) est donnée figure 20.6. L'excès maximal n'est pas positionné en 0, ce qui peut indiquer un mauvais positionnement des coordonnées de la source. Une nouvelle analyse à été effectuée après avoir déterminé les coordonnées par un ajustement gaussien à deux dimensions de l'excès : l=5.64°, b=-14,1°. La distribution en θ^2 reste très similaire.

Avec un excès de presque 100 γ et une significativité de 3.6 σ, un ajustement du spectre en loi de puissance a été réalisé (figure 20.7). L'analyse fournit un indice de 2.5 ± 0.4. Avec la faible statistique disponible, un ajustement avec une coupure exponentielle en énergie n'apporte rien.

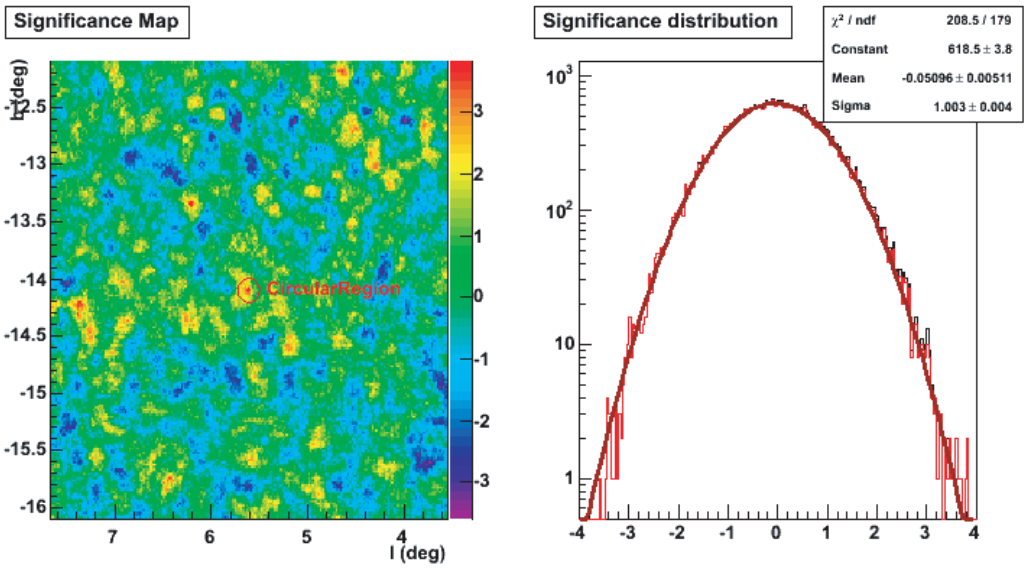


FIGURE 20.5 – Carte de significativité de la région de Sagittarius dSph avec H.E.S.S. réalisée avec l'analyse Xeff Brillante réajustée. La position de la région ON d'intégration du signal est représentée par le cercle rouge.

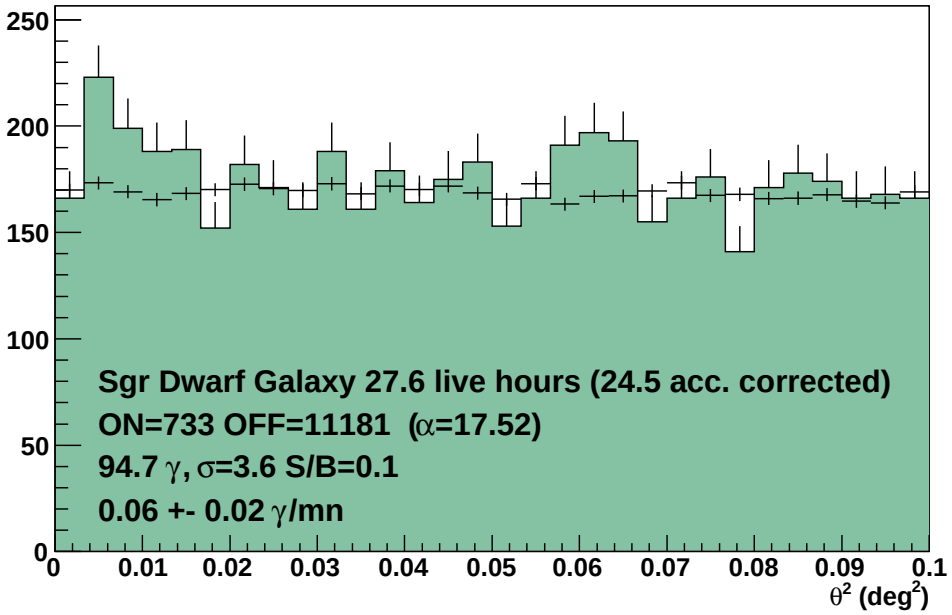


FIGURE 20.6 – Distribution en θ^2 centrée autour de la position de Sagittarius dSph.

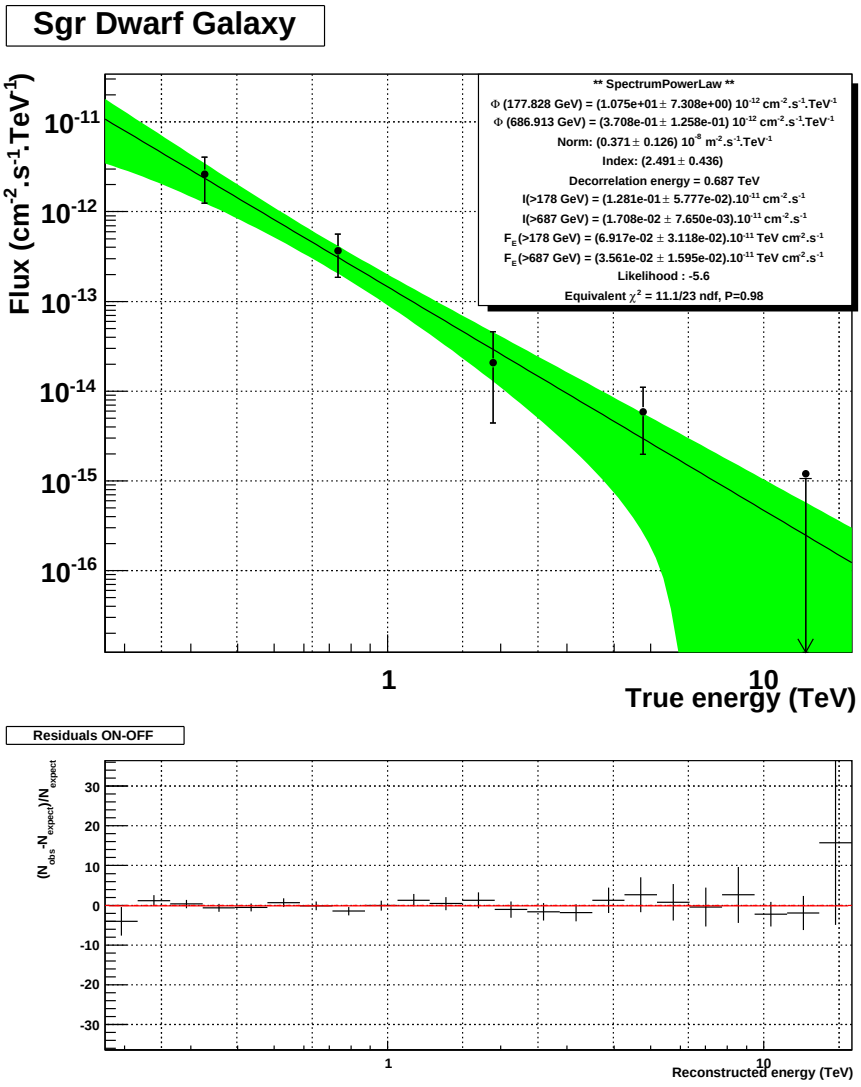


FIGURE 20.7 – Spectre de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire avec l'analyse Xeff correspondant à l'excès de 3.6 σ.
En haut : Ajustement par une loi de puissance du spectre en énergie de l'excès de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire. *En bas* : Résidus de l'ajustement.

20.2.4 Evolution de la significativité en fonction du temps

Au vu des différents résultats d'analyse présentés, un effet à 3 σ a été observé. Aucune détection ne peux être annoncée, seule une suspicion peut être mise en avant. Pour savoir si le signal détecté est physique ou non, l'évolution de la significativité en fonction du temps est un outil important.

Dans le cas d'une source d'intensité constante, le nombre de photons détectés est proportionnel au temps d'observation et la significativité croît en fonction de $\sqrt{t}$. Dans le cas d'une simple fluctuation du fond, aucune corrélation n'existe.

La figure 20.8 représente l'évolution de la significativité en fonction du temps pour deux analyses (Model++ et Xeff) pour différents zéniths.

Au fil des observations, l'analyse Model++ fluctue. Pour la bande $[0\,;\,10]$, la significativité varie entre 1 et 2.6 σ. Mais le faible nombre d'heures et le faible nombre de γ (22 au total) expliquent cette oscillation importante bien qu'autour de 2 σ. Pour les deux autres dispositions, la significativité semble croître de manière attendue ($\propto \sqrt{t}$) après avoir subi une redescente brutale. Les fluctuations sur les dernières heures diminuent logiquement puisque le signal est intégré sur une quantité plus importante de données qu'au début. Il croît pour n'atteindre environ que 2 σ.

Le cas de l'analyse Xeff avec la coupure à 0.195 est nettement plus intéressant. En effet, pour toutes les configurations, le signal ne fait que croître. Si on extrapole l'analyse de toutes les données jusqu'à 30°, les 5 σ nécessaires à la détection d'une source seront disponibles au bout de 51 heures. Cette analyse est effectuée avec 27 heures, il en faut donc encore autant pour espérer une détection. On observe également que l'analyse a atteint 4 σ comme valeur maximale. En considérant la sélection pour les sources brillantes (Xeff=0.3), les 5 σ peuvent être atteints en 41 heures.

20.2.5 Conclusion

Il est important de noter que toutes les analyses observent un excès de plus de 2 σ allant même jusqu'à 3.6 σ dans le cas d'une optimisation de la coupure Xeff. Il est donc nécessaire de prendre des données supplémentaires, pour confirmer cet excès de plus de 3 σ en 50 heures environ, ou bien pour le voir s'éteindre dans la possibilité d'une fluctuation du fond. 15 heures de données supplémentaires sont prévues pour l'été 2010.

L'étude du chapitre précédent, sur quatre sources candidates à la détection de matière noire, permet de renforcer l'idée que l'excès visible sur Sagittarius n'est pas à négliger. En effet, dans le cas d'un signal détecté, pour les sources publiées par exemple, les vérifications internes à la collaboration confortent l'idée que le signal est présent puisque détecté par l'ensemble (ou presque) des analyses. Dans le cas d'une absence de signal, comme ici, on remarque également que les analyses s'accordent toujours.

Le signal provenant de Sagittarius est-il un signal physique issu de particules de matière noire, ou bien est-ce une fluctuation du fond de rayons cosmiques ? Les 15 heures de données supplémentaires, prévues pour l'été 2010, devraient nous aider à en savoir plus.

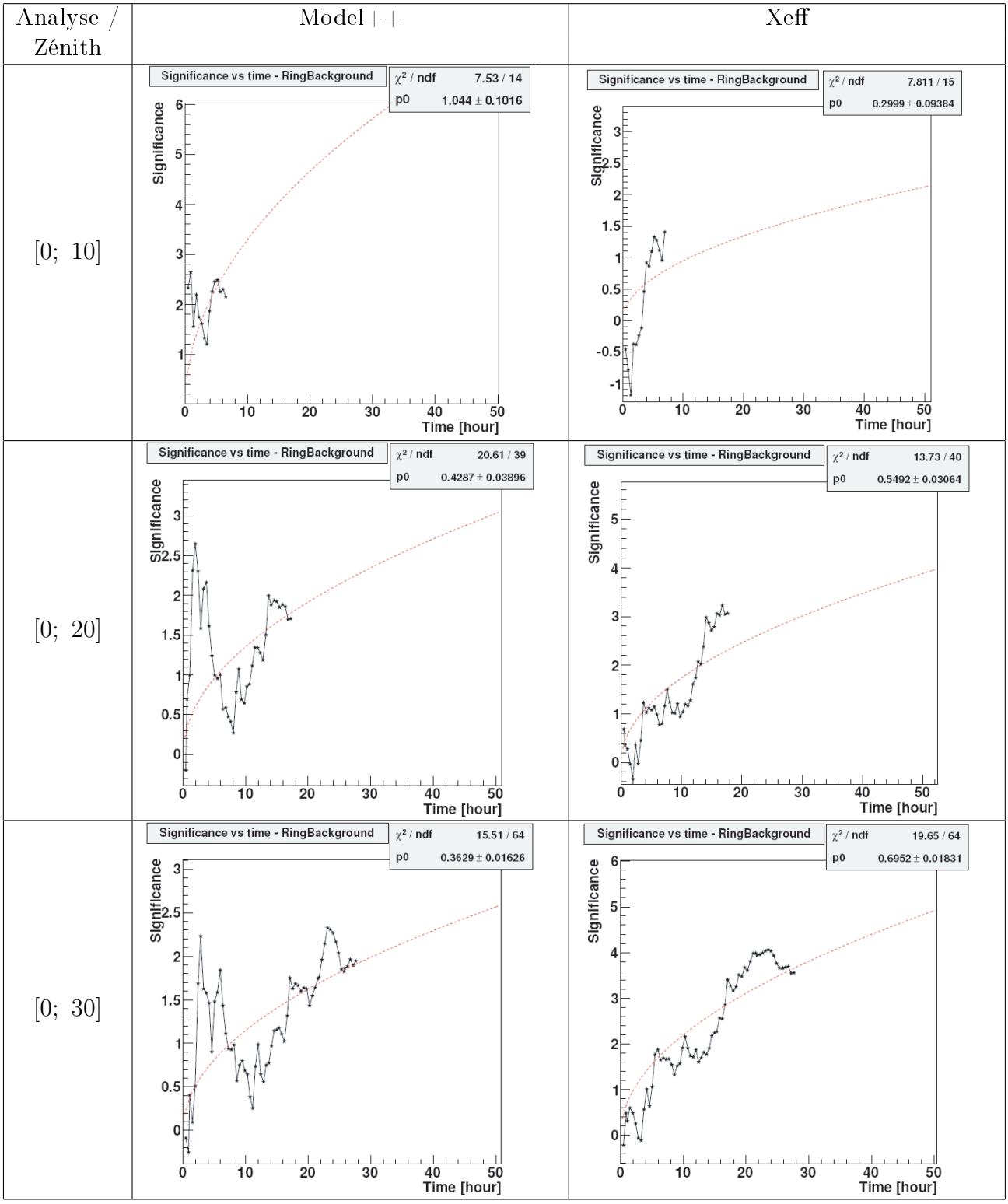


FIGURE 20.8 – Evolution de la significativité en fonction du temps pour différentes analyses et différentes bandes en zénith pour Sagittarius dSph.
La colonne de gauche montre l'évolution de la significativité en fonction du temps pour l'analyse Model++, la colonne de droite pour l'analyse Xeff. Chaque ligne correspond aux bandes en zénith respectivement $<10°$, $<20°$ et $<30°$. En considérant l'analyse fournissant la significativité la plus importante (courbe en bas à droite), les 5 σ de détection seraient atteints en 50 heures environ.

"On a beau colmater,
c'est toujours une surprise,
l'étendue de notre ignorance."

Daniel Pennac, Monsieur Malaussène

Conclusion

Le système stéréoscopique H.E.S.S. est un réseau de quatre imageurs Cherenkov atmosphériques, situés en Namibie et destinés à observer le ciel dans le domaine en énergie allant d'environ 100 GeV à 100 TeV. Grâce à la stéréoscopie, à ses grands miroirs et à l'électronique rapide de ses caméras, H.E.S.S. est l'expérience la plus sensible du domaine. L'observatoire, situé en Namibie, scrute le ciel austral depuis 2003. Sa situation est idéale pour cartographier le plan de la galaxie ainsi que pour y découvrir de nombreuses sources. Les informations recueillies par cet instrument permettent de tester notre compréhension de l'univers violent et de rechercher des signaux exotiques révélateurs d'une "nouvelle physique". Un ensemble d'observations de notre univers sur des échelles diverses tend à montrer qu'une large majorité de la matière dont il est constitué se trouve sous une forme non-baryonique inconnue. Différents modèles de nouvelle physique (avec supersymétrie ou dimensions supplémentaires) prédisent que cette matière noire serait constituée de nouvelles particules pouvant interagir aux alentours de notre galaxie. Les recherches de cette thèse se sont concentrées sur la modélisation du fond diffus en vue de l'observation de l'annihilation de particules de matière noire dans le halo galactique ainsi que sur la recherche d'un signal provenant de galaxies naines sphéroïdales.

En 2012, une seconde phase de l'expérience (H.E.S.S. 2) consistera en l'ajout d'un cinquième télescope de 28 mètres de diamètre au centre du système existant. Une part importante de mes activités de recherche a été consacrée à la reconstruction des événements détectés au seuil de déclenchement, à très basse énergie. Une méthode d'analyse de données efficace et innovante basée sur plusieurs réseaux de neurones a été conçue pour répondre au mieux aux exigences. La reconstruction de l'énergie permet une mesure sans biais de l'énergie de 30 GeV à 1 TeV. Une étude sur les images des gerbes dans le télescope a permis l'utilisation d'une nouvelle variable prenant en compte la topologie de gerbes hadroniques. Elle augmente l'efficacité γ de près de 40 %. Cette nouvelle méthode a également été testée sur les télescopes de H.E.S.S. 1 et sur les données du Crabe. La reconstruction en utilisant un seul télescope est compétitive avec les résultats des analyses standard utilisant l'information provenant de deux télescopes. De nombreux tests systématiques ont également été appliqués et montrent que la méthode est utilisable dans des conditions réelles d'observation. Les sensibilités calculées permettent d'atteindre une sensibilité de l'ordre de quelques pourcents du Crabe en 50 heures d'observation.

Un travail de modélisation de l'émission γ diffuse a été réalisé. Il prédit le flux γ provenant de la désintégration de π_0 issus de l'interaction des rayons cosmiques avec le milieu interstellaire. Parmi les incertitudes du modèle, les paramètres de propagation des rayons cosmiques constituent une part importante. Grâce à un calcul rapide des cartes du ciel, les observations pourront être confrontées aux différents jeux de paramètres possibles pour décrire la propagation des rayons cosmiques dans la galaxie. A travers les différentes particules étudiées (protons, antiprotons, électrons, positons,...) la connaissance des paramètres de propagation permettra une meilleure estimation du flux de particules issues des mécanismes astrophysiques conventionnels. Ce fond doit être connu et maîtrisé avant de rechercher un excès que l'on pourrait

attribuer à la matière noire. Les prédictions de notre modèle ont été confrontées aux observations de H.E.S.S. dans le plan galactique où plus de 2 000 heures de données ont été utilisées. Les sensibilités de H.E.S.S. calculées dans le plan galactique sont d'environ 2 % du flux du Crabe. Elles sont actuellement insuffisantes pour détecter l'émission diffuse dans la gamme d'énergie du TeV.

Les analyses les plus performantes de l'expérience H.E.S.S. ont été utilisées pour la recherche de matière noire en direction de 5 sources présumées. La galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire a été observée abondamment avec plus de 44 heures de données disponibles pour l'analyse. Elle représente à ce jour l'objet de ce type le plus longuement observé par une expérience Cherenkov au sol. Aucun excès n'a pu être mis en évidence bien qu'au cours de l'analyse des données plusieurs indices aient indiqué qu'un excès était possible à basse énergie.

L'avènement des réseaux de détecteurs Cherenkov, comme H.E.S.S. 2 ou CTA, permettra la détection et l'étude de nombreuses sources. Le gain en précision angulaire, énergétique et en sensibilité que ces expériences apporteront, permettra de contraindre fortement les modèles de nouvelles physiques et peut-être de découvrir un signal exotique. L'étude du fond diffus γ de très haute énergie sera également possible par l'amélioration des techniques et par l'augmentation du temps d'observation dédié.

Septième partie

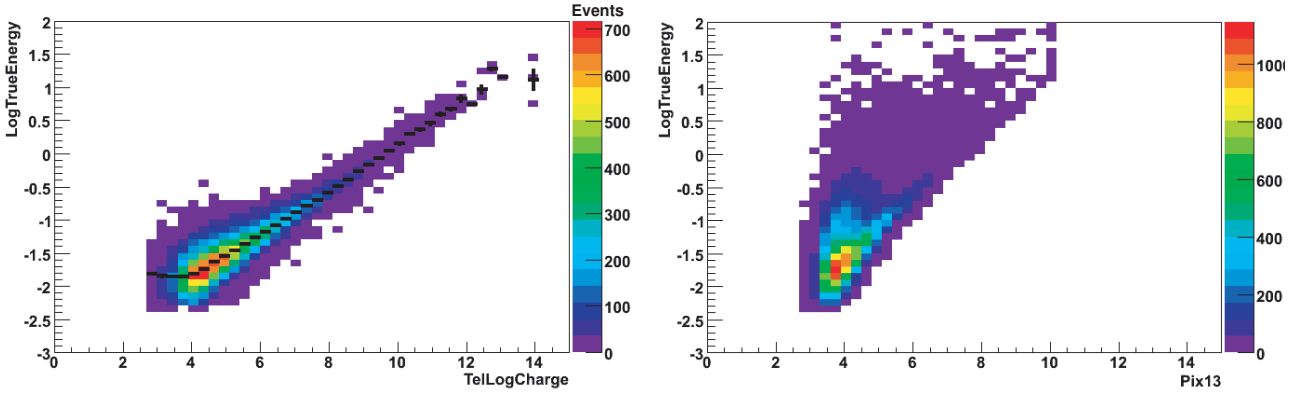
Annexes

A

Distributions des variables

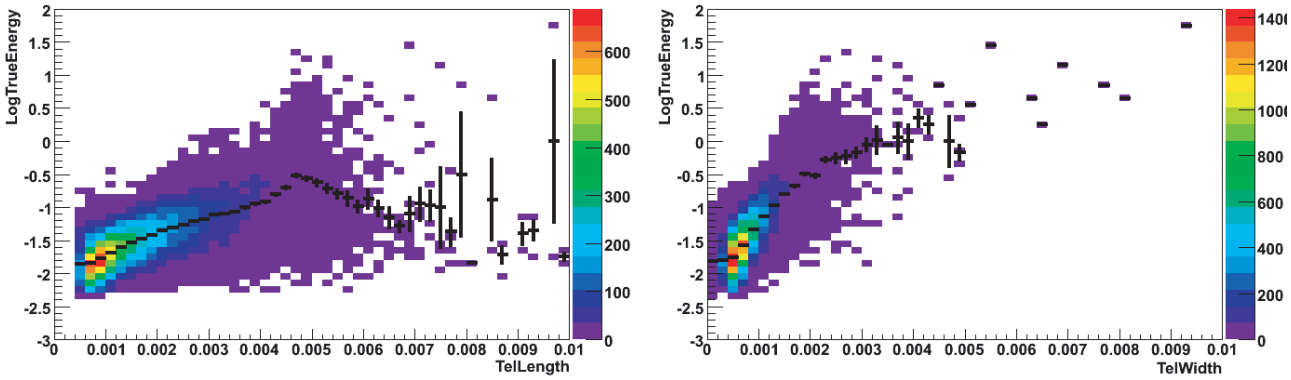
A.1 Corrélation des variables avec l'énergie

Les corrélations des variables avec l'énergie sont discutées section 10.2.2.1 page 159. Les résultats proviennent de simulations d'un spectre de gamma d'indice -2.

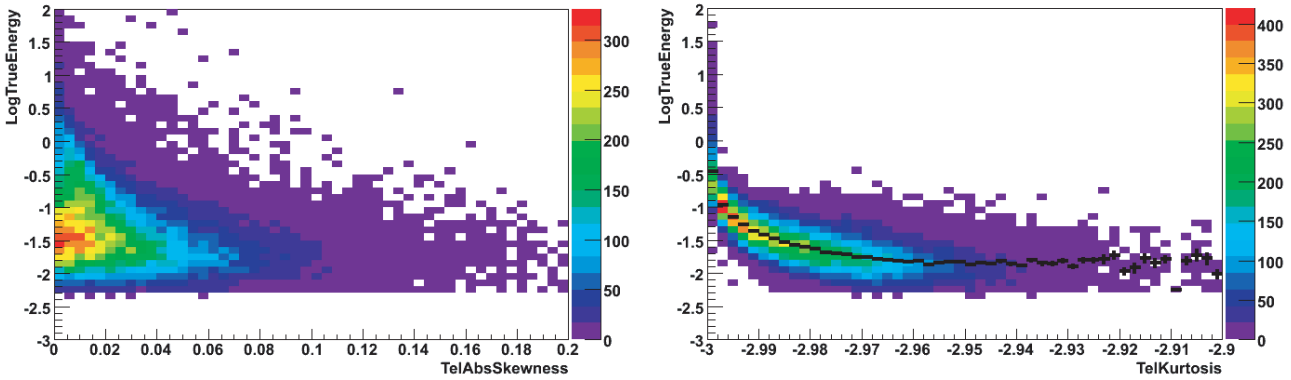


Corrélation de la charge et de PixMax13 avec l'énergie

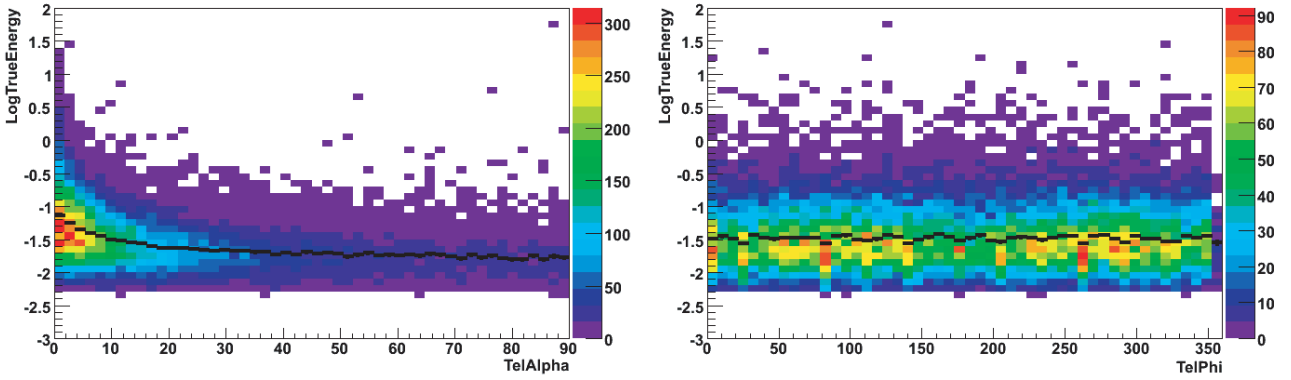
FIGURE A.1 –



Corrélation de la longueur et de la largeur avec l'énergie.

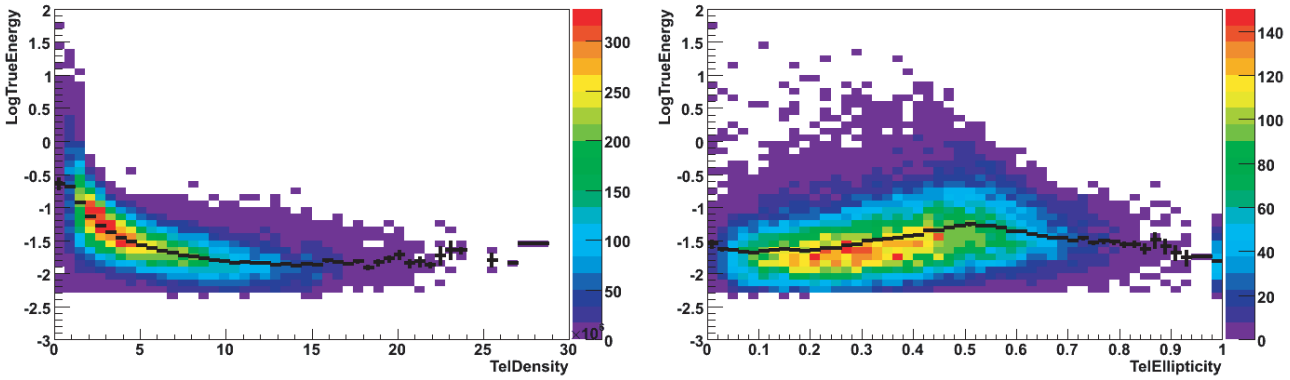


Corrélation du skewness et du kurtosis avec l'énergie.

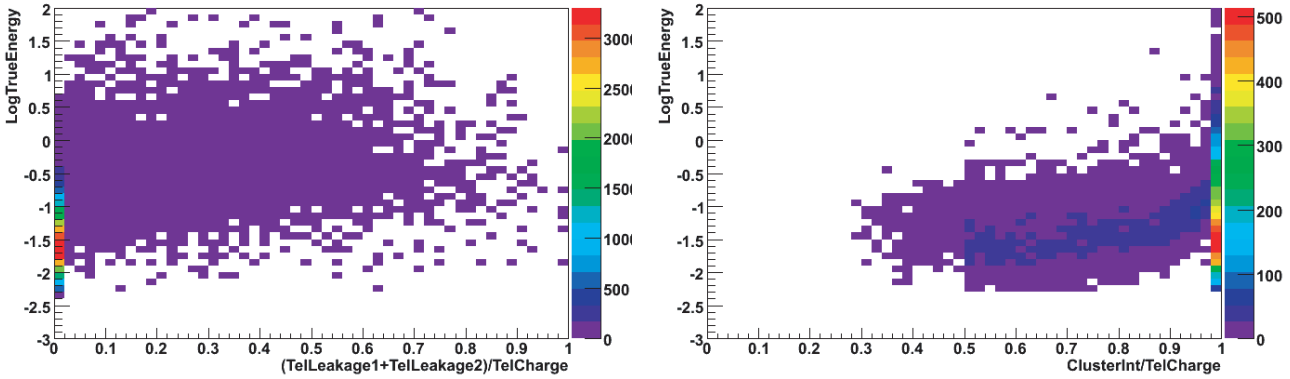


Corrélation de Alpha et de Phi avec l'énergie.

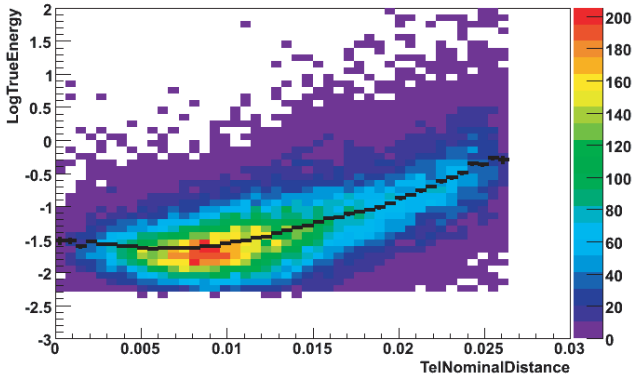
FIGURE A.2 –



Corrélation de la densité et de l'ellipticité avec l'énergie.



Corrélation de la fuite (leakage) et du fractionnement de l'image avec l'énergie.



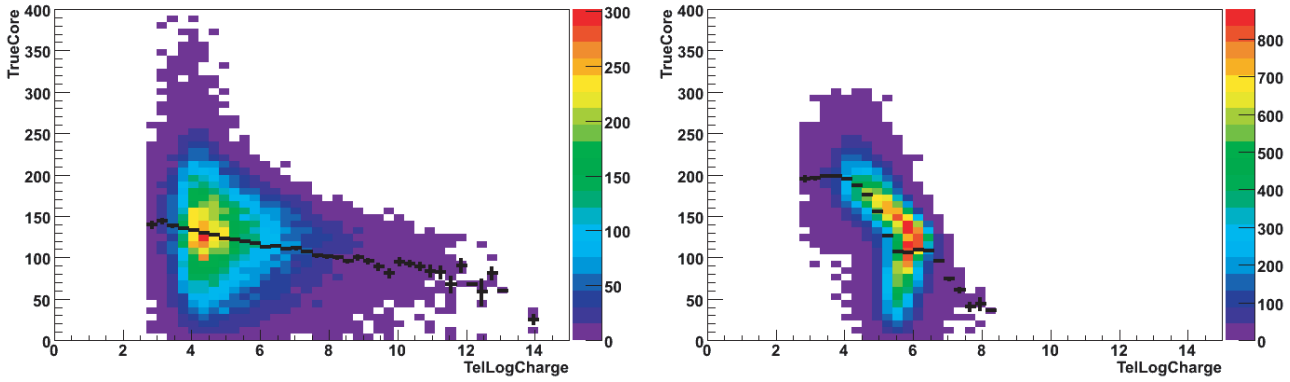
Corrélation de la distance nominale avec l'énergie.

FIGURE A.3 –

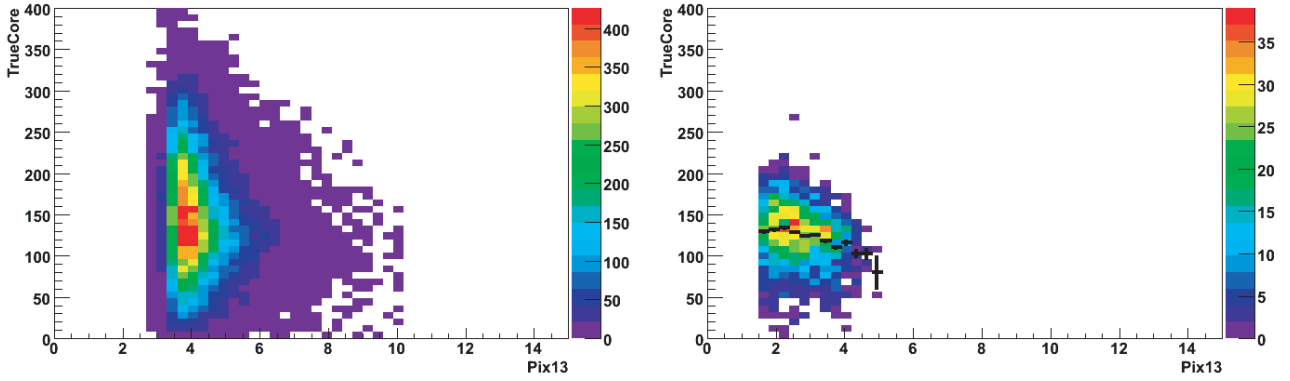
A.2 Corrélation des variables avec le paramètre d'impact

Les corrélations des variables avec le paramètre d'impact sont discutées section 10.2.2.2 page 162.

Les résultats proviennent de simulations d'un spectre de gamma d'indice -2 (colonne de gauche) et de simulations à énergie fixe de 50 GeV (colonne de droite).

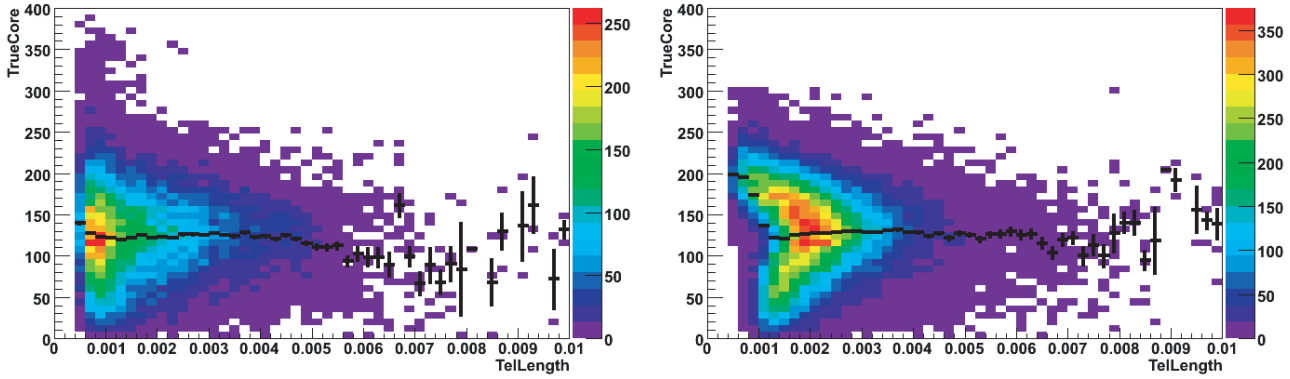


Corrélation de la charge avec le paramètre d'impact.

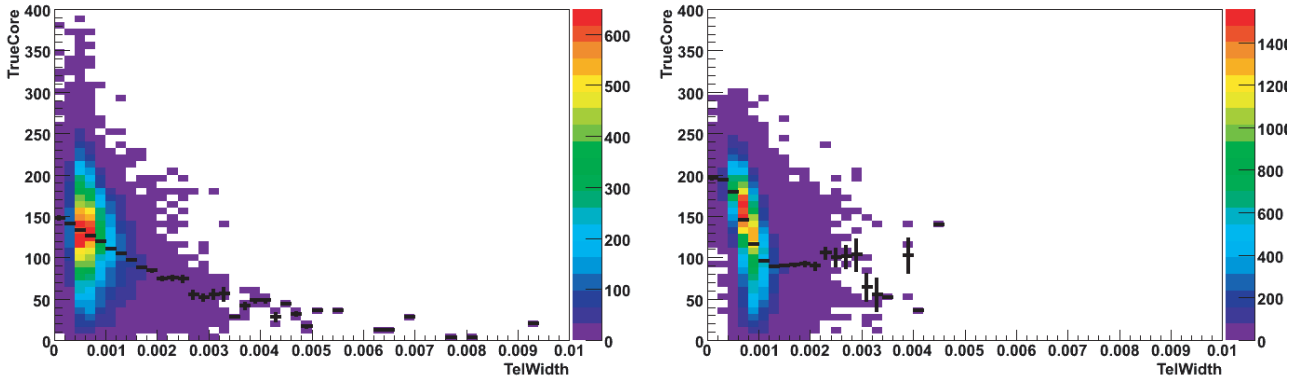


Corrélation de PixMax13 avec le paramètre d'impact.

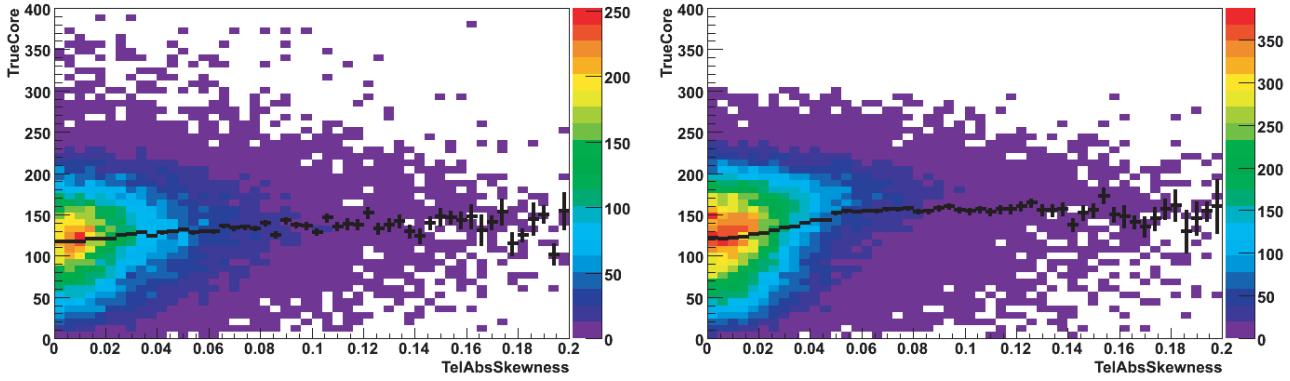
FIGURE A.4 – C



Corrélation de la longueur avec le paramètre d'impact.

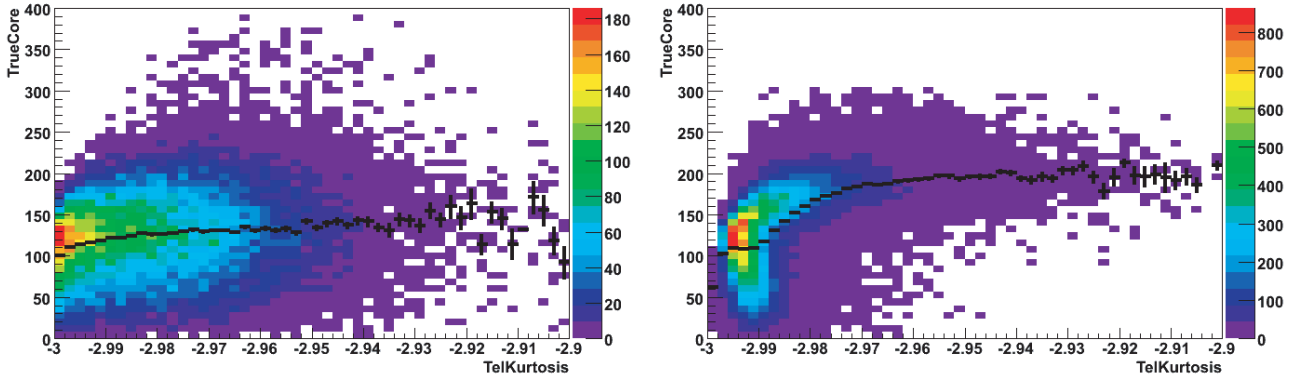


Corrélation de la largeur avec le paramètre d'impact.

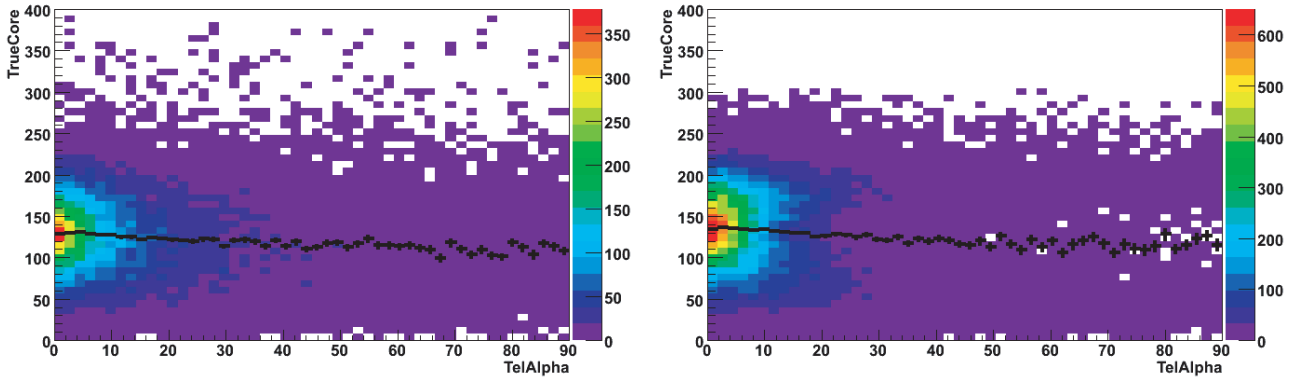


Corrélation du skewness avec le paramètre d'impact.

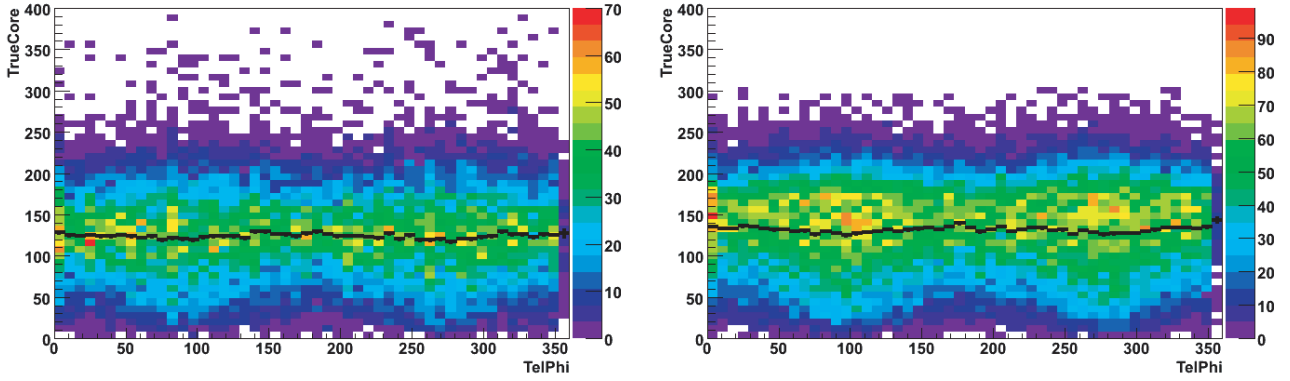
FIGURE A.5 – Colonne de gauche spectre γ, colonne de droite γ de 50 GeV.



Corrélation du kurtosis avec le paramètre d'impact.

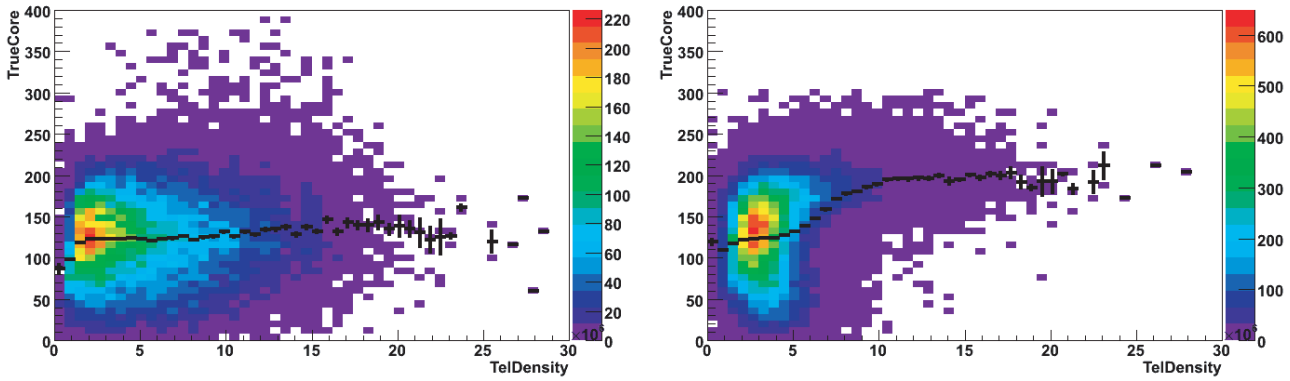


Corrélation de Alpha avec le paramètre d'impact.

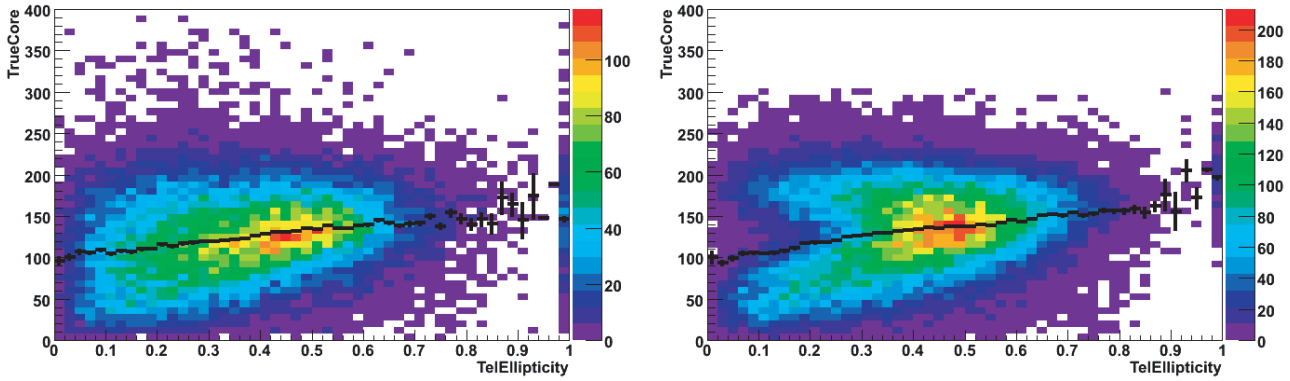


Corrélation de Phi avec le paramètre d'impact.

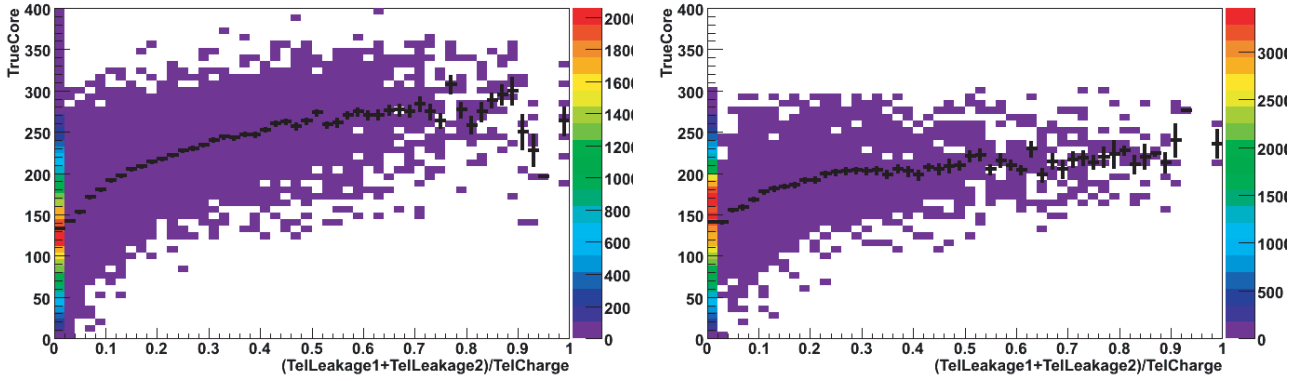
FIGURE A.6 – Colonne de gauche spectre γ, colonne de droite γ de 50 GeV.



Corrélation de la densité avec le paramètre d'impact.

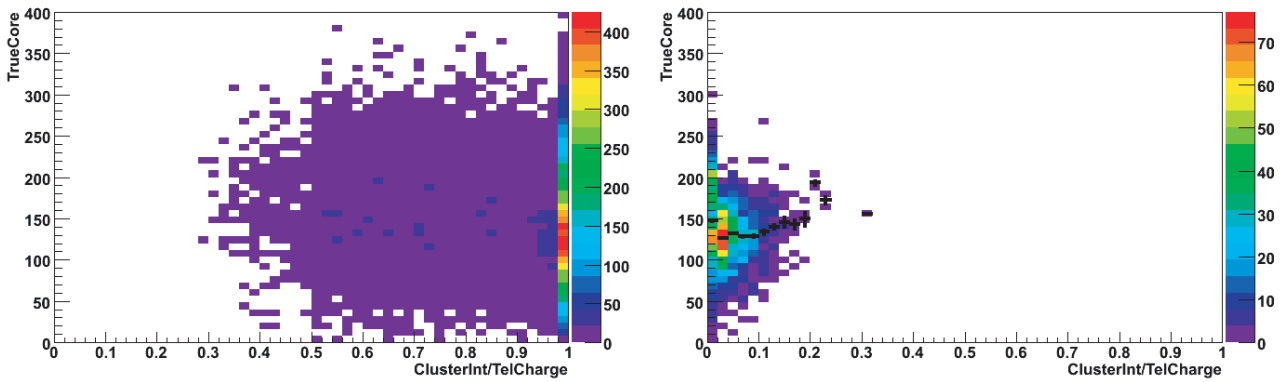


Corrélation de l'ellipticité avec le paramètre d'impact.

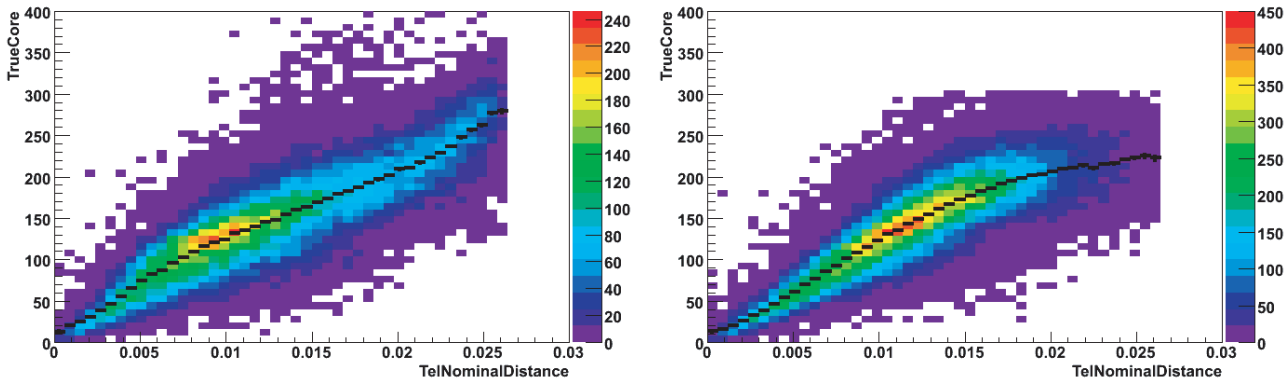


Corrélation de la fuite (leakage) avec le paramètre d'impact.

FIGURE A.7 – Colonne de gauche spectre γ, colonne de droite γ de 50 GeV.



Corrélation du fractionnement de l'image avec le paramètre d'impact.

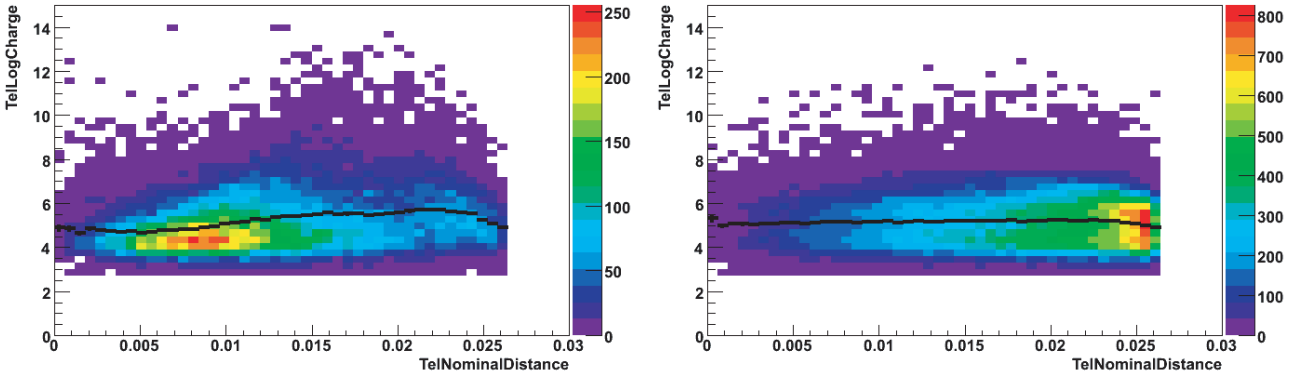


Corrélation de la distance nominale avec le paramètre d'impact.

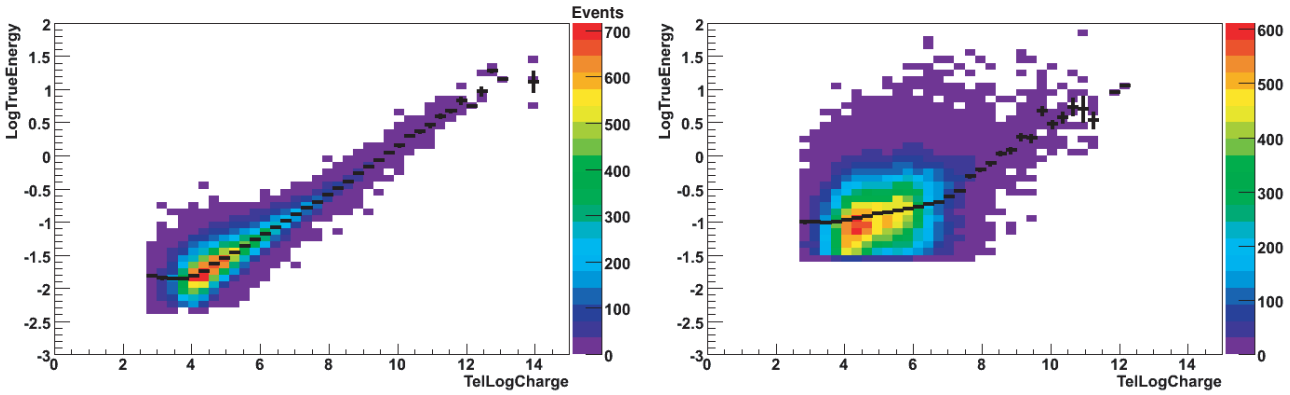
FIGURE A.8 – Colonne de gauche spectre γ, colonne de droite γ de 50 GeV.

A.3 Corrélation des variables avec la charge pour les photons et les hadrons

Les corrélations des variables avec la charge dans un but de discrimination photons / hadron sont discutées section 10.2.3 page 163.

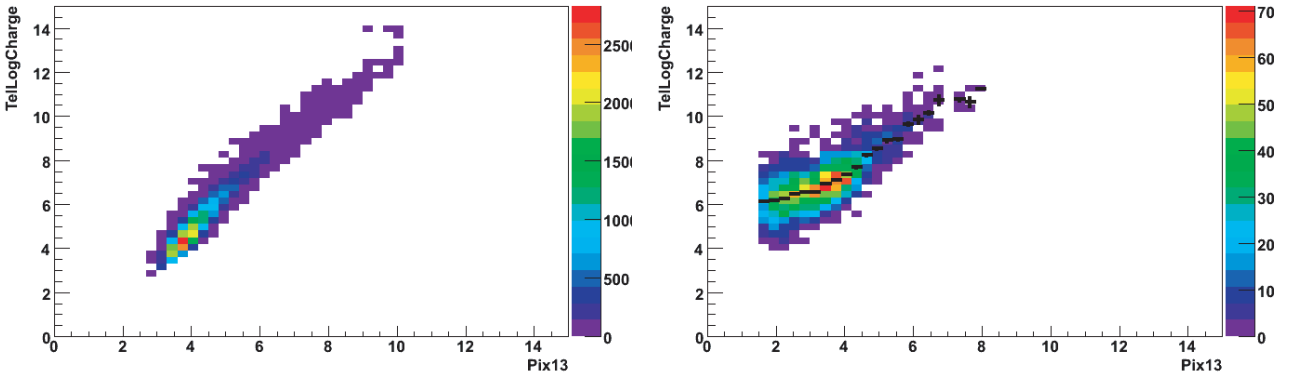


Corrélation de la distance nominale avec la charge.

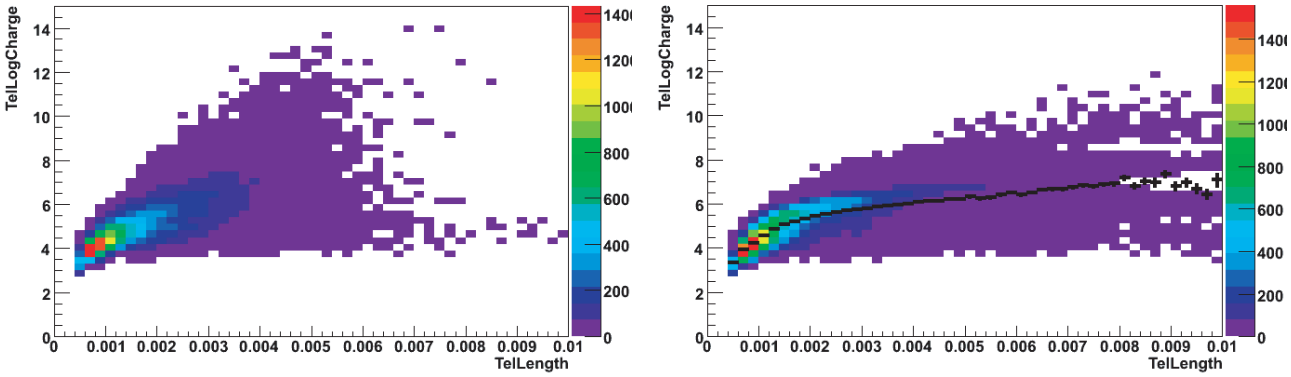


Corrélation de la charge avec l'énergie.

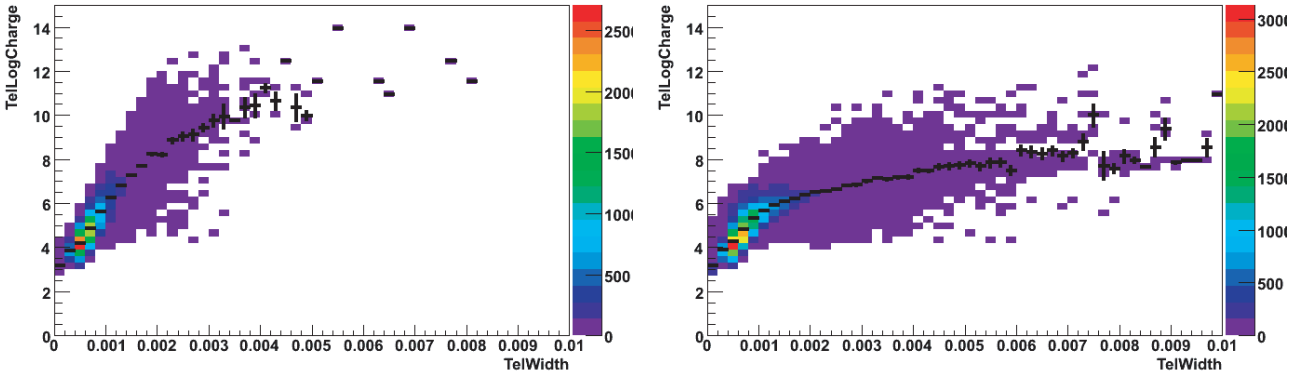
FIGURE A.9 – Colonne de gauche γ, colonne de droite protons.



Corrélation de PixMax13 avec la charge.

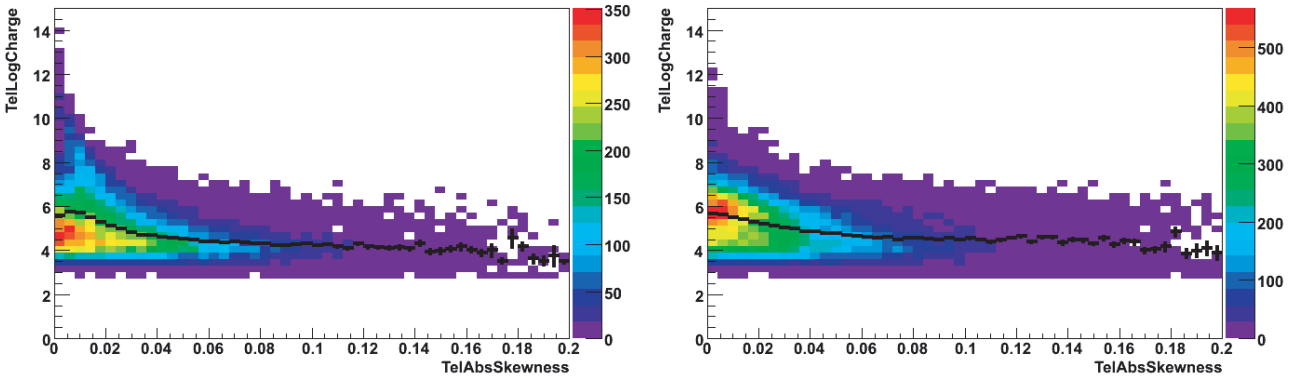


Corrélation de la longueur avec la charge.

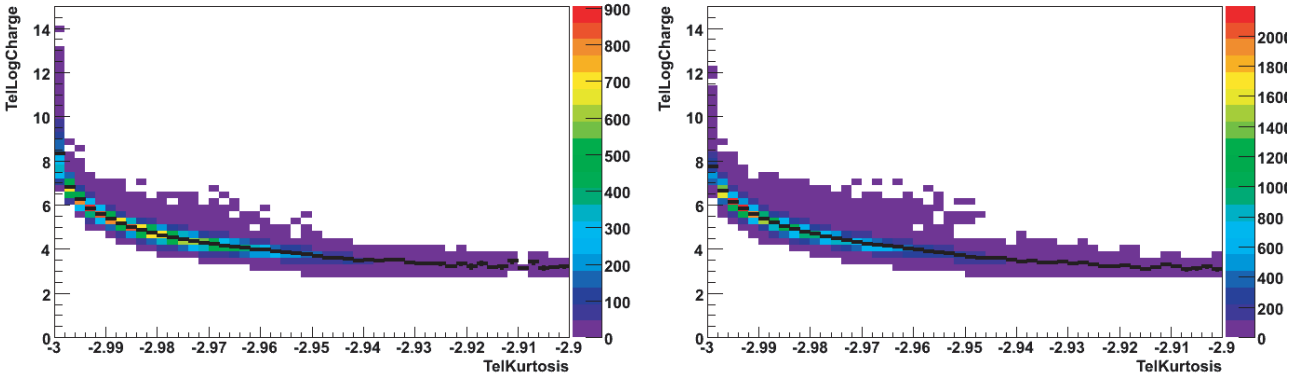


Corrélation de la largeur avec la charge.

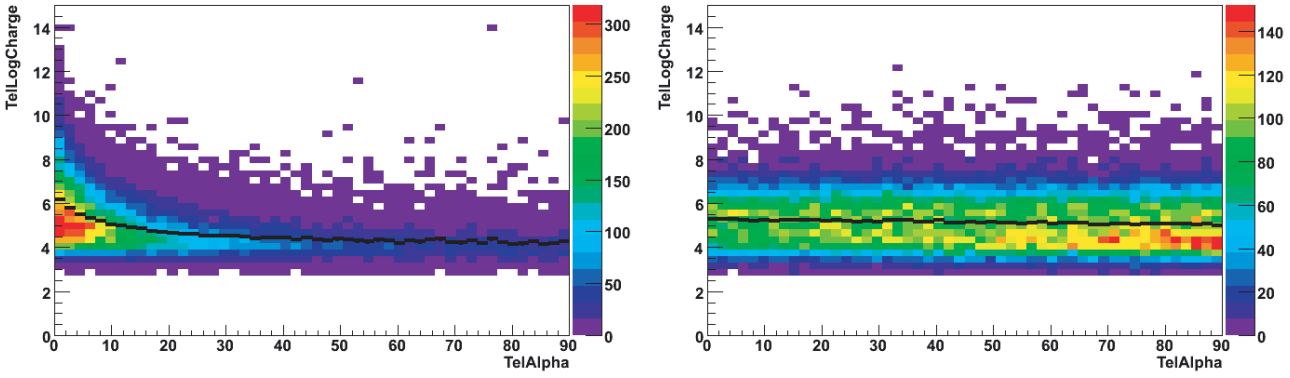
FIGURE A.10 – Colonne de gauche γ, colonne de droite protons.



Corrélation du skewness avec la charge.

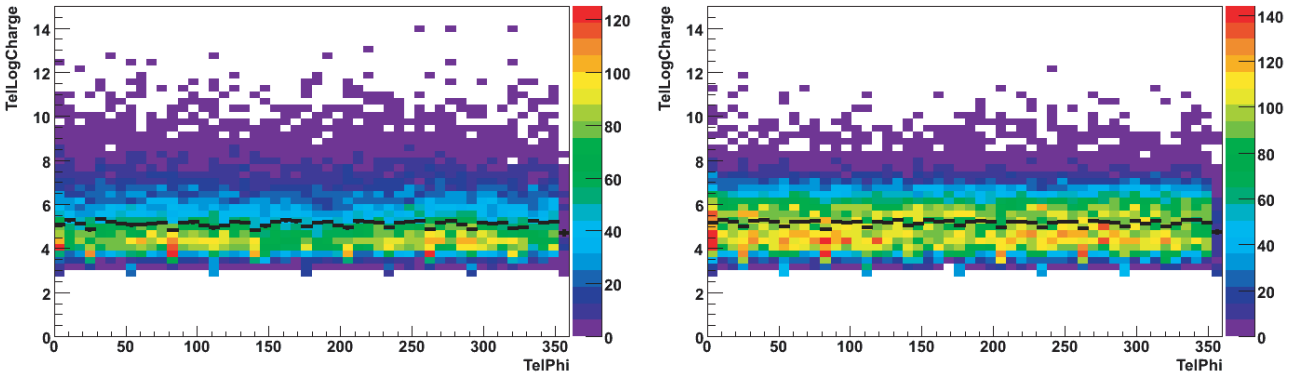


Corrélation du kurtosis avec la charge.

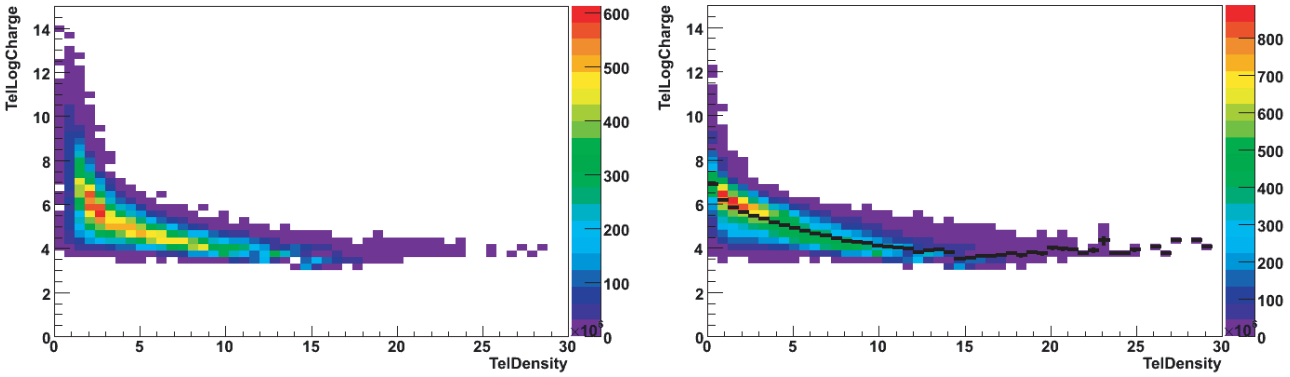


Corrélation de alpha avec la charge.

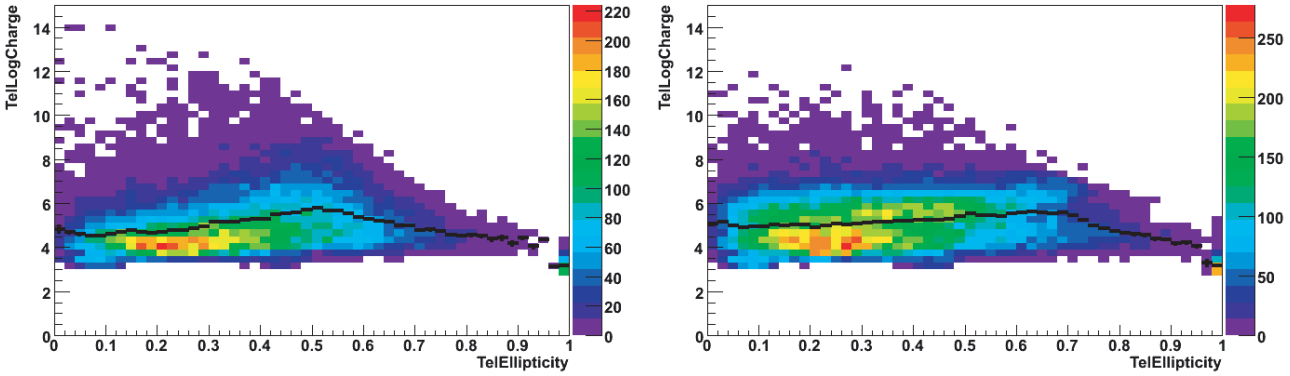
FIGURE A.11 – Colonne de gauche γ, colonne de droite protons.



Corrélation de phi avec la charge.

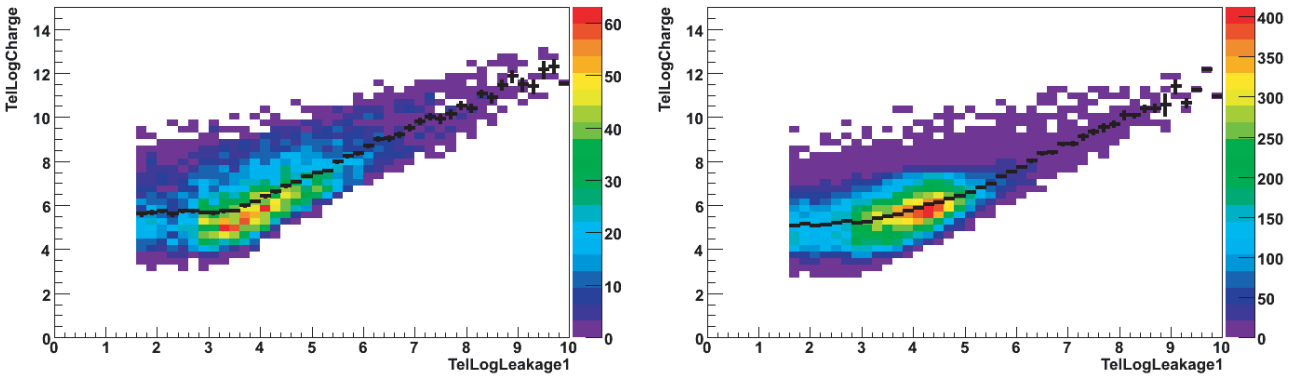


Corrélation de la densité avec la charge.

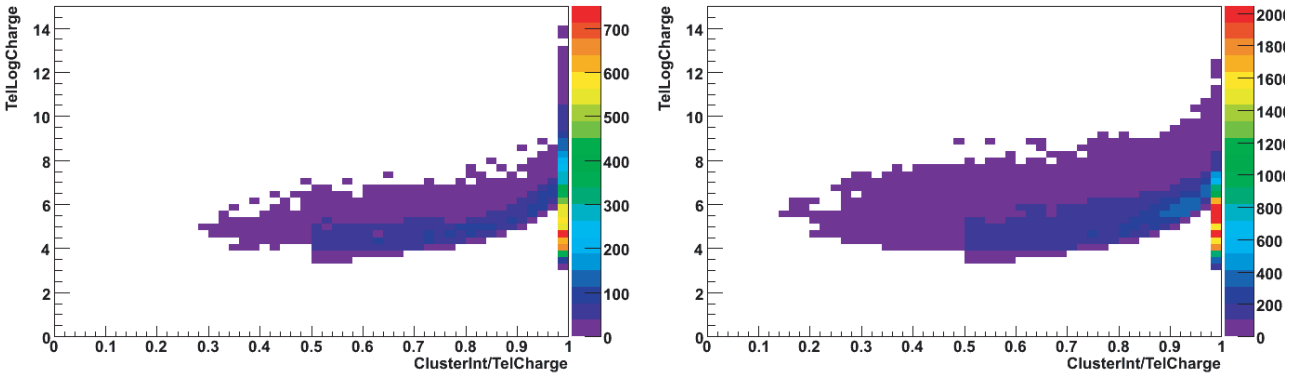


Corrélation de l'ellipticité avec la charge.

FIGURE A.12 – Colonne de gauche γ, colonne de droite protons.



Corrélation de la fuite (leakage) avec la charge.



Corrélation du fractionnement de l'image avec la charge.

FIGURE A.13 – Colonne de gauche γ, colonne de droite protons.

B

Dépendances de l'acceptance

Les résultats des analyses de données dépendent, en particulier, de la configuration de l'instrument. Dans cette partie, je rappelle les effets en termes de taux de photons détectés pour le Crabe ainsi que du seuil en énergie. Les configurations étudiées sont fonction de :

- L'angle zénithal de la source dans le ciel de H.E.S.S. ;
- Décalage du pointé de la source par rapport à la position du centre de la caméra ;
- L'efficacité optique de l'ensemble du système ;
- Nombre de télescopes opérationnels pendant la prise de données ;
- Bruit de fond du ciel.

Les résultats sont issus de l'analyse Model ++ avec le jeu de coupures standard, présentés section 7.2.4.4 page 101.

B.1 Angle zénithal

Une gerbe atmosphérique peut être détectée grâce au cône de lumière Cherenkov qu'elle émet. Ainsi, quand l'angle zénithal augmente, la profondeur d'atmosphère traversée augmente également et la zone éclairée au sol s'élargit. Le développement de la gerbe a lieu plus loin des télescopes et ceci a plusieurs conséquences :

1. les gerbes de plus basse énergie ne sont plus suffisamment lumineuses, le seuil en énergie augmente ;
2. à haute énergie, la base du cône émis par la gerbe s'étale sur une plus grande surface au sol, l'acceptance à haute énergie est donc plus grande à grand angle zénithal ;
3. la profondeur d'atmosphère traversée augmente en fonction du cosinus de l'angle zénithal, le taux de détection diminue ainsi.

L'évolution de l'acceptance, du seuil en énergie ainsi que du nombre de photons détectés pour le Crabe par minute en fonction de l'angle zénithal est représentée figure B.1.

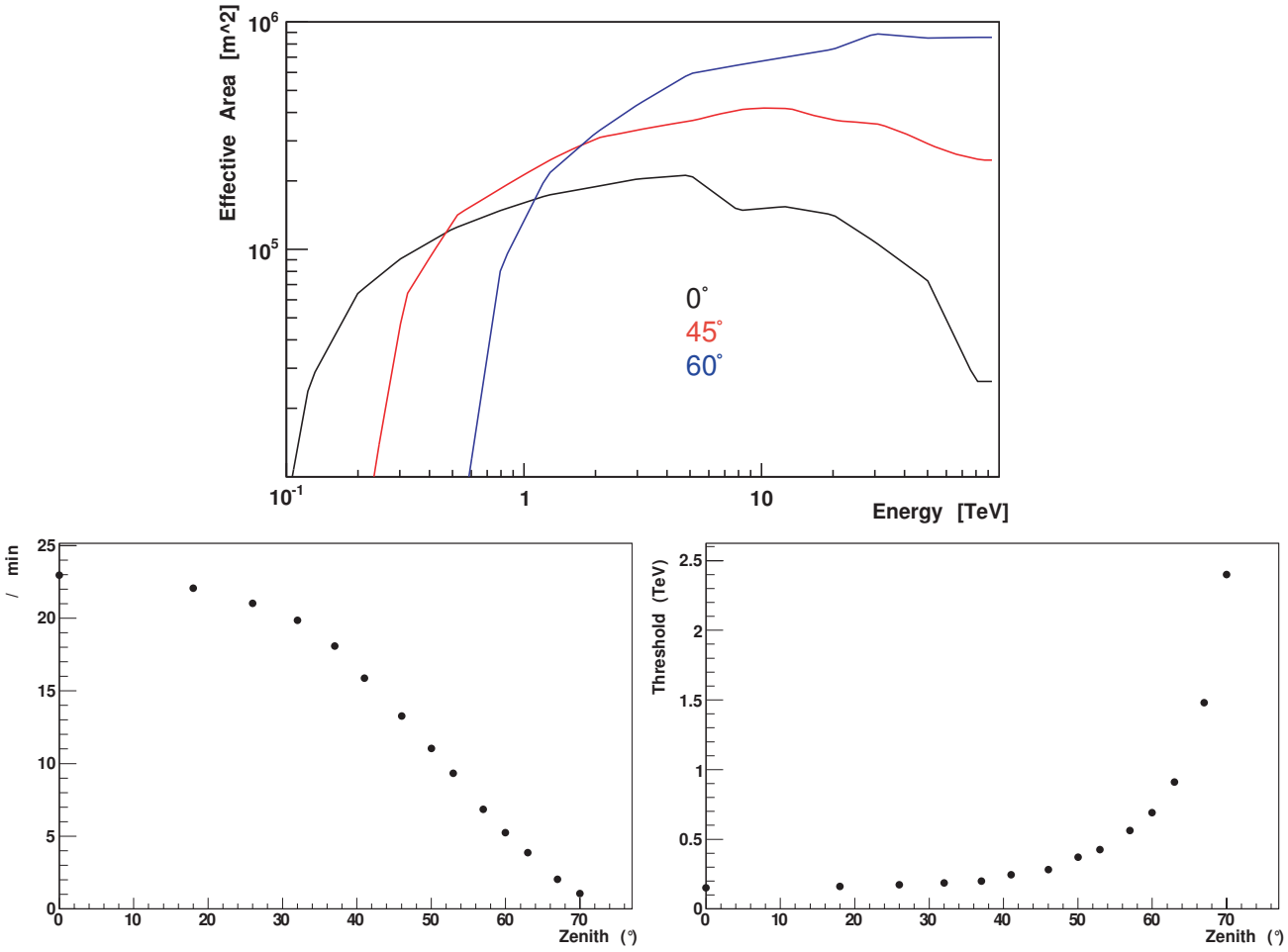


FIGURE B.1 – Evolution de l'acceptance, du seuil en énergie ainsi que du nombre de photons détectés par minute en fonction de l'angle zénithal.

B.2 Décalage du pointé de la source par rapport à la position du centre de la caméra

Une augmentation du décalage du pointé de la source par rapport à la position du centre de la caméra conduit aussi à une augmentation du seuil en énergie du système, surtout au delà de un degré. Lorsque le décalage augmente, la probabilité que le pied de gerbe soit proche du système diminue, réduisant alors la surface efficace de détection. L'angle Cherenkov étant de l'ordre du degré, il paraît logique que l'on reçoive moins de lumière lorsque l'on s'écarte largement de cette valeur. Par ailleurs, la résolution angulaire se dégrade quand le décalage du pointé dans la caméra augmente, on rejette alors des événements avec la coupure sur la direction reconstruite.

L'évolution de l'acceptance, du seuil en énergie ainsi que du nombre de photons détectés par minute en fonction du décalage du pointé de la source par rapport à la position du centre

de la caméra est représentée figure B.2.

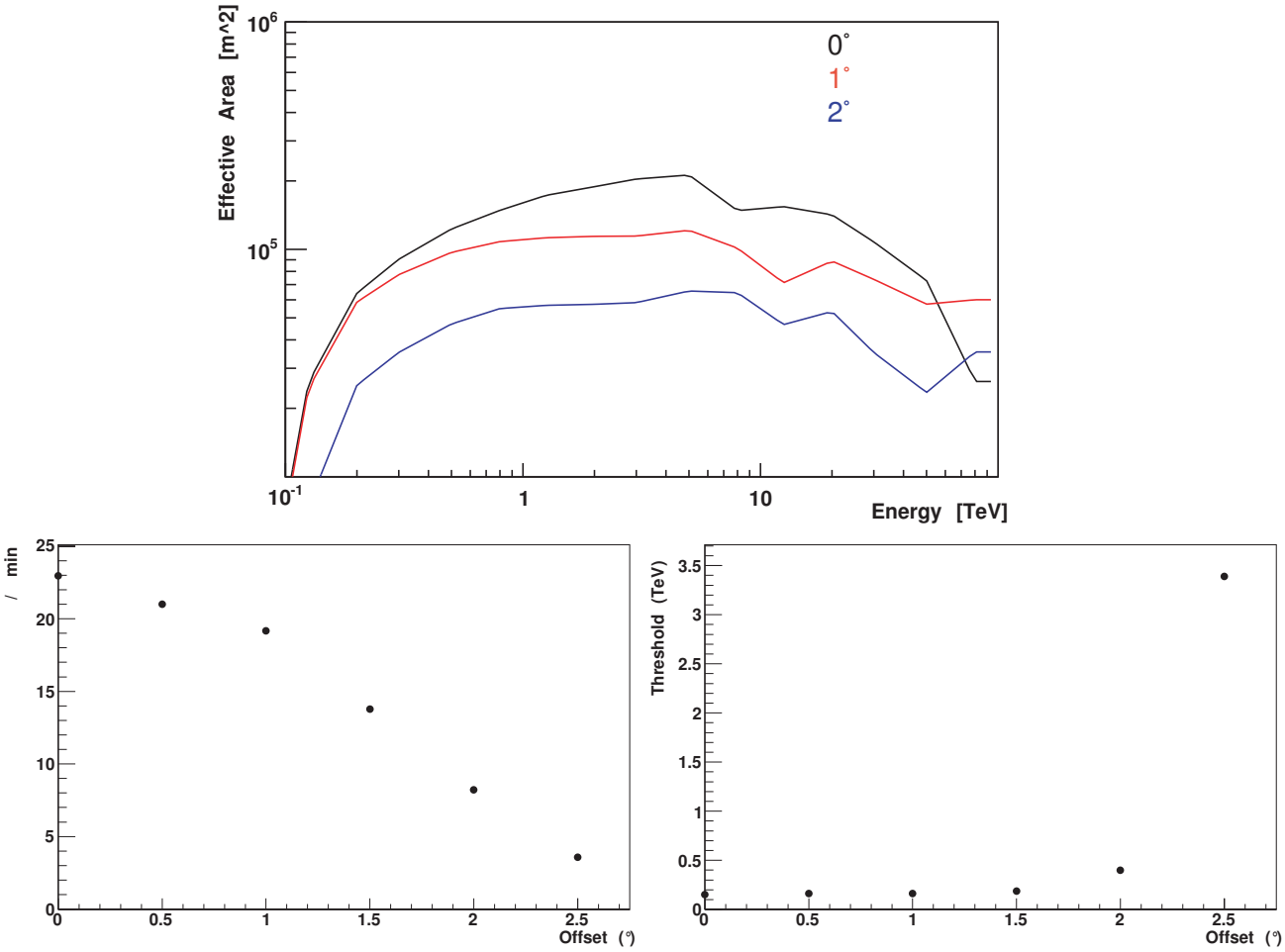


FIGURE B.2 – Evolution de l'acceptance, du seuil en énergie ainsi que du nombre de photons détectés par minute en fonction du décalage du pointé de la source par rapport à la position du centre de la caméra.

B.3 Efficacité optique

Avec le vieillissement du système optique, le seuil de déclenchement est aussi impacté. En effet, la diminution de l'efficacité optique rend plus difficile la détection de gerbes peu lumineuses et augmente le seuil en énergie.

L'évolution de l'acceptance, du seuil en énergie ainsi que du nombre de photons détectés par minute en fonction de l'efficacité optique est représentée figure B.3.

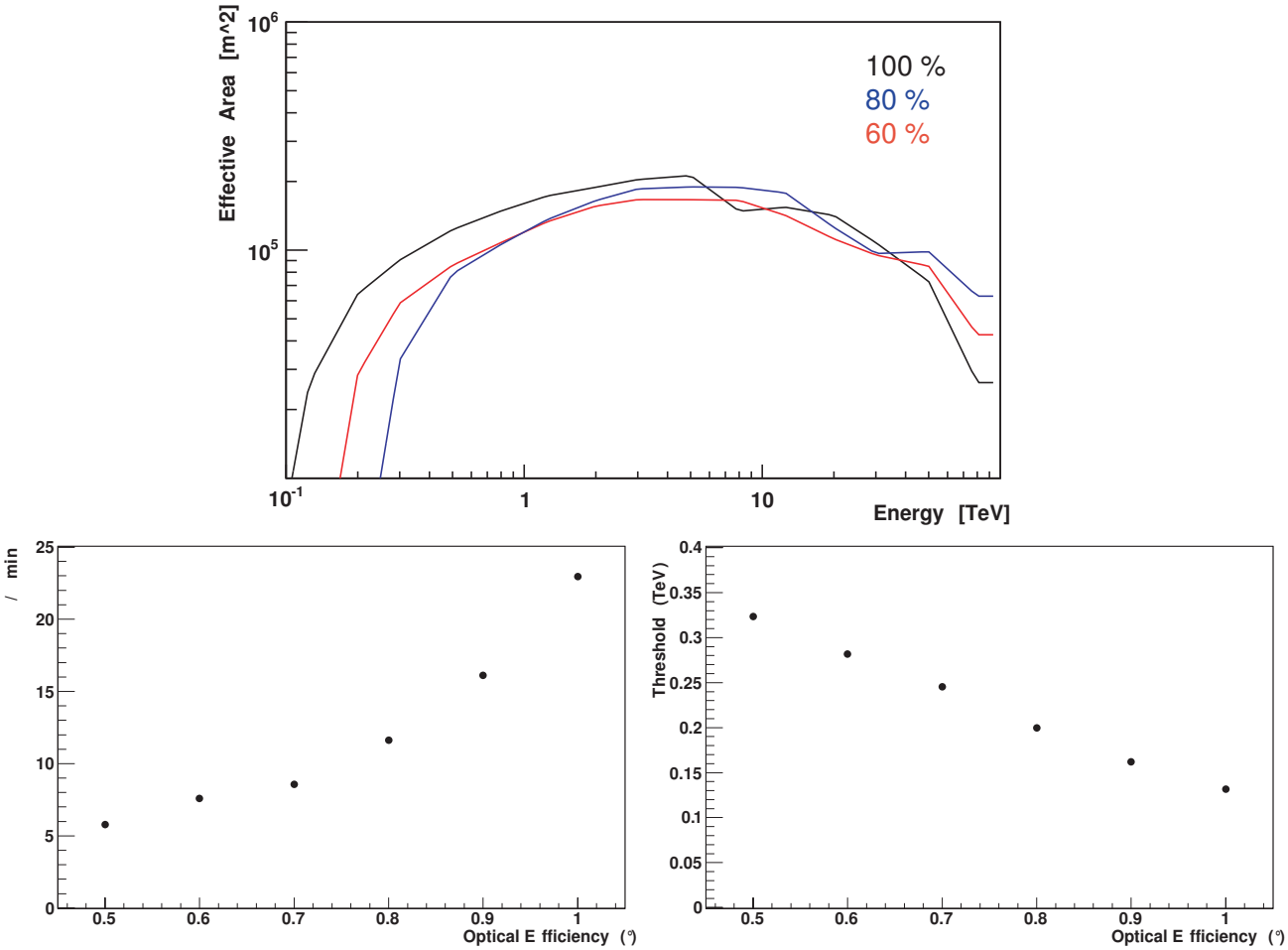


FIGURE B.3 – Evolution de l'acceptance, du seuil en énergie ainsi que du nombre de photons détectés par minute en fonction de l'efficacité optique.

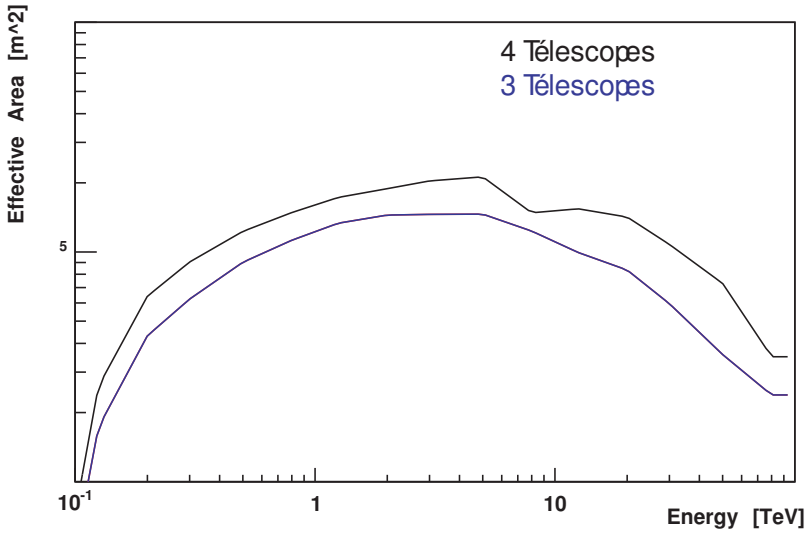


FIGURE B.4 – Évolution de l'acceptance pour 3 et 4 télescopes.

B.4 Le nombre de télescopes

Le nombre de télescopes utilisés dans chaque prise de données n'est pas constant, il est de 3 ou 4. L'acceptance est donc réduite d'un facteur constant comme illustré figure B.4.

B.5 Autres dépendances

La qualité de reconstruction de l'analyse dépend également des conditions inhérentes aux prises de données. Le bruit de fond de ciel et la présence de pixels non-opérationnels sont connus pour dégrader les images et donc dégrader le rejet du fond de hadrons.

La figure B.5 représente l'efficacité relative des différentes analyses dans H.E.S.S. en fonction du bruit de fond de ciel. Les performances des analyses basées sur les moments géométriques de l'image diminuent avec le bruit alors que l'analyse Model n'est que très peu affectée. Dans l'étude de l'émission venant du plan galactique, le bruit de fond de ciel doit être pris en compte le plus rigoureusement possible puisqu'il y est le plus important. L'image B.6 illustre la corrélation entre le bruit de fond de ciel mesuré et l'intensité perçue par les photomultiplicateurs.

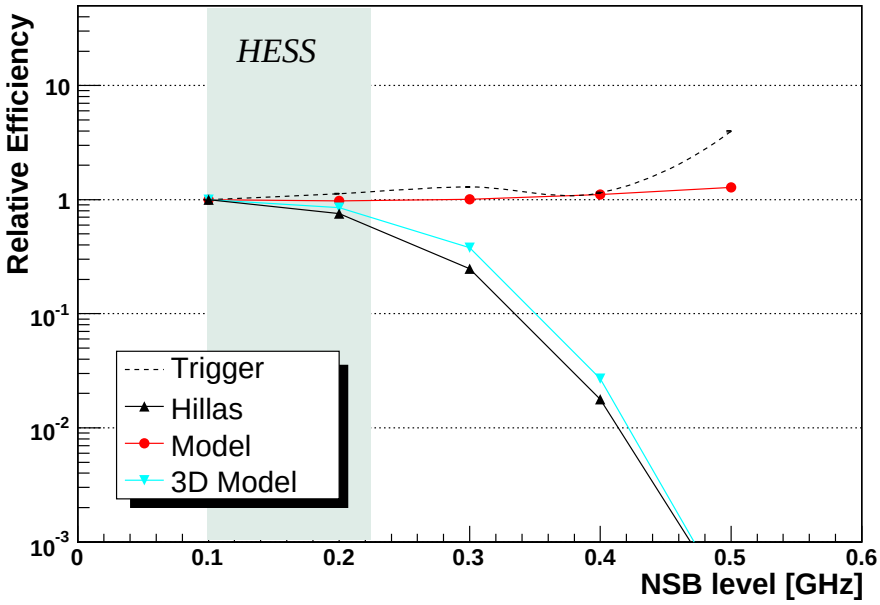


FIGURE B.5 – Efficacités γ relatives en fonction du bruit de fond de ciel [64].

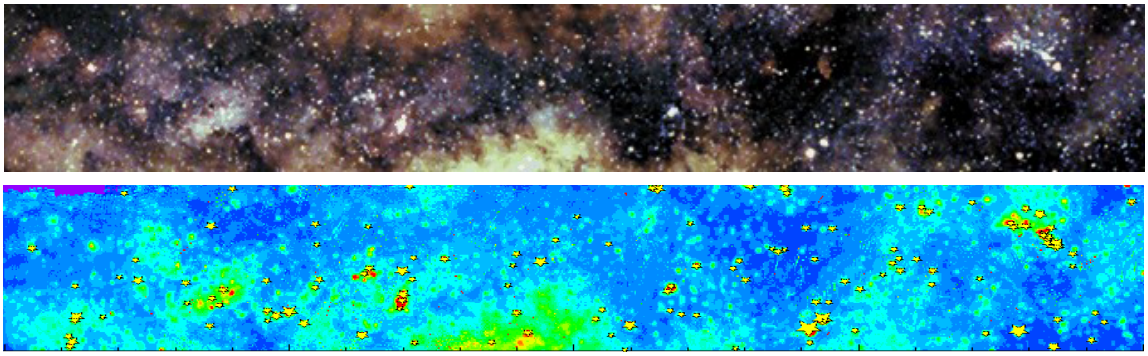


FIGURE B.6 – Corrélation entre la luminosité du ciel due aux étoiles, dans le visible, (*en haut*) avec la largeur du piédestal (*en bas*) observée par H.E.S.S. [47].
La position des étoiles les plus brillantes correspond à celle où la largeur du piédestal est la plus élevée.

Table des figures

1.1 Photographie de Victor Hess et mesures réalisées dans son ballon 6
1.2 "Une" du New York Times du 31 décembre 1932. 7
1.3 Spectre des rayons cosmiques 8
1.4 Spectre en énergie de la cheville des rayons cosmiques observé par Auger 8
1.5 Spectres des composantes nucléaires les plus importantes du rayonnement cosmique 11
1.6 Abondances des éléments du rayonnement cosmique 11
1.7 Spectre électrons + positons 12
1.8 Carte des 27 événements observés par Auger au delà de 57 Eev 12
1.9 Illustration de l'isotropisation des particules au sein du nuage. 14
1.10 Schéma d'une onde de choc se propageant 16
1.11 Schéma de l'onde de choc représentée dans les référentiels amont et aval 16
1.12 Diagramme de Hillas. 17

2.1 Illustration du détecteur FERMI. 26
2.2 Performances du satellite FERMI 27
2.3 Illustration de l'expérience MILAGRO. 28
2.4 Illustration de l'expérience CELESTE. 29
2.5 Photographies des différents systèmes d'imagerie Cherenkov. 30
2.6 Disposition possible des télescopes de l'expérience CTA. (Vue d'artiste) 31
2.7 Sensibilités des détecteurs de l'astronomie γ. 32

3.1 Courbe de rotation de la galaxie NGC 6503. 40
3.2 Bullet Cluster 41
3.3 Prédictions des abondances des noyaux dans l'univers 43
3.4 Spectre de puissance angulaire du CMB 44
3.5 Spectre de puissance angulaire du CMB 45
3.6 Evolutions possibles de la densité co-mobile de WIMP. 47

4.1 Mesure des constantes de couplage et extrapolation à haute énergie 52
4.2 Représentation schématique des différents états de Kaluza-Klein. 56
4.3 Densité relique en fonction de la masse de la particule $B^{(1)}$. 57
4.4 Diagrammes d'annihilation de neutralinos en bosons de jauges. 59
4.5 Diagrammes d'annihilation de neutralinos en paires de photons. 59
4.6 Canaux d'annihilation des $B^{(1)}$ conduisant à des fermions. 60

5.1 Modèle simplifié du développement d'une gerbe électromagnétique 66
5.2 Schéma du développement d'une gerbe initiée par un noyau primaire. 67

5.3 Comparaison des fluctuations intrinsèques des gerbes électromagnétiques et des gerbes hadroniques . . . 68
5.4 Principe d'émission de la lumière Cherenkov . . . 69
5.5 Principe d'imagerie de la lumière Cherenkov . . . 70
5.6 Exemples d'images de gerbes atmosphériques . . . 71

6.1 Disposition des télescopes sur le site de H.E.S.S. en Namibie. . . . 75
6.2 Surface efficace d'un système à 4 télescopes et distance d'impact d'un spectre de muons au zénith. . . . 75
6.3 Schéma d'un télescope et du montage Davies-Cotton . . . 77
6.4 PSF du miroir. . . . 78
6.5 Evolution de la fonction d'étalement d'une source ponctuelle. . . . 78
6.6 Caméra de H.E.S.S. . . . 79
6.7 Photographie d'un cône de Winston et d'un tiroir. . . . 79
6.8 Evolution de l'efficacité optique en fonction du temps . . . 80
6.9 Effcacité quantique des photomultiplicateurs. . . . 81
6.10 Schéma de l'organisation de l'électronique au sein d'une caméra. . . . 82
6.11 Lecture d'une voie d'ARS. . . . 83
6.12 Communication entre les caméras et le système central . . . 84
6.13 Disposition des secteurs de la logique de déclenchement local d'une caméra de H.E.S.S. . . . 85
6.14 Taux de déclenchement du système en fonction des différents seuils. . . . 87
6.15 Evolution du taux de déclenchement pour deux acquisitions. . . . 88

7.1 Définition des paramètres de Hillas. . . . 94
7.2 Reconstruction de la position du pied de gerbe. . . . 95
7.3 Tables utilisées pour la reconstruction de l'énergie à l'aide de la méthode de Hillas 96
7.4 Distributions des variables discriminantes . . . 98
7.5 Image d'une gerbe électromagnétique telle que définie dans le Model3D . . . 99
7.6 Corrélation entre les variables discriminantes . . . 103
7.7 Résolution des différentes méthodes de reconstruction . . . 104
7.8 Distribution de la variable X_{eff} . . . 105
7.9 Efficacité de sélection des données par l'analyse Xeff . . . 106
7.10 Performance des reconstructions en énergie et en direction . . . 108
7.11 Distribution du signal et du bruit et efficacite de rejet du fond en fonction de l'efficacité γ par la méthode TMV-LAPP. . . . 109
7.12 Méthode de soustraction du fond On-Off et multiple Off. . . . 110
7.13 Méthode de soustraction du fond en segment d'anneau et en anneau complet . . 110
7.14 Distribution des événements en fonction du carré de l'angle à la position de la nébuleuse du Crabe. . . . 112
7.15 Détermination de l'énergie vraie . . . 115

8.1 Montage photographique du cinquième télescope de la phase II . . . 122
8.2 Schéma du télescope H.E.S.S. 2. . . . 124
8.3 Photographie des miroirs HESS I et HESS II et schéma de leur assemblage. . . . 125
8.4 Système de mise au point de la caméra . . . 127
8.5 Systèmes de déchargement de la caméra . . . 127
8.6 Système de déclenchement de HESS phase II. . . . 128

9.1 Schéma d'un photomultiplicateur. 132
9.2 Schéma du banc de montage 134
9.3 Flux reçu par les PM sur le banc de test 135
9.4 Largeur du piédestal 136
9.5 Mesure de la tension nominale 137
9.6 Ajustement d'une distribution lors de la mesure d'un photoélectron 138
9.7 Résultats sur la mesure d'un photoélectron. 139
9.8 Résultats du test de linéarité 140
9.9 Décalage du piédestal avec l'intensité du bruit de fond de ciel 141
9.10 Décalage du piédestal avec l'intensité du bruit de fond de ciel 143

10.1 Définition des paramètres de Hillas. 146
10.2 Reconstruction de la position du pied de gerbe. 148
10.3 Corrélation entre l'énergie simulée du gamma et l'amplitude de l'image. 148
10.4 Profils de distribution pour différentes charges et différents paramètres d'impact. 149
10.5 Tables utilisées pour déterminer l'énergie dans H.E.S.S. 1. 150
10.6 Biais de la reconstruction en énergie en utilisant la table : Charge / Longueur. . 151
10.7 Corrélation entre le paramètre d'impact simulé et la distance nominale. 152
10.8 Profils du paramètre d'impact en fonction de la distance nominale. 153
10.9 Reconstruction du paramètre d'impact à l'aide de la distance nominale uniquement. 153
10.10 Profil de l'erreur de détermination du paramètre d'impact en fonction de l'inverse de la longueur de l'image. 154
10.11 Reconstruction du paramètre d'impact à l'aide de la distance nominale et de la largeur. 154
10.12 Biais de la reconstruction en énergie en utilisant la table : Charge / Paramètre d'impact. 155
10.13 Profil de la longueur divisée par l'amplitude de l'image en fonction du paramètre d'impact. 155
10.14 Distribution de la largeur renormalisée. 157
10.15 Diagramme de réjection du fond en fonction de l'efficacité du signal pour H.E.S.S. 2. 157
10.16 Exemples d'images Cherenkov de gerbes atmosphériques 158
10.17 Illustration du morcellement d'une image hadronique dans la caméra d'un détecteur Cherenkov. 158
10.18 Illustration des raisons d'une coupure sur la Distance Nominale à 1° 160
10.19 Résolution angulaire et surface effective avec un coupure sur la Distance Nominale à 1°. 160
10.20 Inutilité d'une coupure supplémentaire sur la fuite. 161
10.21 Surface effective avec une coupure sur la Distance Nominale entre 0.45 et 1°. . . 161
10.22 Exemples d'images Cherenkov de gerbes atmosphériques simulées pour deux nettoyages différents. 164
10.23 Illustration et distribution de $\Delta\phi$. 166
10.24 Distributions de $\Delta\phi$, la longueur et de ΔLongueur pour différents bruits de fond de ciel. 167
10.25 Corrélation pour $\Delta\phi$ avec l'énergie et avec le paramètre d'impact. 168
10.26 Corrélation entre $\Delta\phi$ et α. 168

11.1 Exemple de distribution du discriminant de Fisher. 171

11.2 Illustration d'un neurone biologique et d'un réseau de neurones formels. 172
11.3 Fonction Sigmoïde représentée pour différentes valeurs de T. 173
11.4 Exemple de distribution de sortie du réseau de neurones. 174
11.5 Illustration de la stratégie d'entraînement pour la reconstruction de l'énergie. . . 176
11.6 Distribution des 6 variables utilisées en entrée des analyses multivariables pour reconstruire l'énergie. 177
11.7 Distribution de probabilité de l'événement en fonction de l'énergie. 177
11.8 Sortie de l'arbre de décision du réseau de neurones et du discriminant de Fisher pour l'entraînement en énergie dans la bande 50 - 80 GeV. 178
11.9 Classement des variables au cours de l'entraînement pour la détermination de l'énergie. 180
11.10Illustration de la stratégie d'entraînement pour la discrimination gamma / hadrons. 180
11.11Distribution des 7 variables utilisées en entrée des analyses multivariables pour la discrimination photons / hadrons. 182
11.12Sortie de l'arbre de décision du réseau de neurones et du discriminant de Fisher pour la discrimination gamma / hadrons dans la bande 50 - 80 GeV. 183
11.13Diagramme de réjection du fond en fonction de l'efficacité du signal pour H.E.S.S. 2 avec les réseaux de neurones. 184
11.14Classement des variables au cours de l'entraînement pour la discrimination gamma / hadrons en fonction de l'énergie. 186

12.1 Reconstruction de l'énergie pour H.E.S.S. 1 à 1 télescope. 189
12.2 Reconstruction de l'énergie des événements du Crabe pour H.E.S.S. 1 à 2 télescopes. 190
12.3 Sensibilité de l'efficacité de reconstruction de H.E.S.S. 2 et H.E.S.S. 1 en fonction du taux de bruit de fond de ciel durant l'observation. 192
12.4 Sensibilité de la reconstruction en fonction de la proportion de pixels non-opérationnels dans la caméra. 193
12.5 Exemples d'images de muons observés dans les données de H.E.S.S. 195

13.1 Distributions en énergie pour différentes gerbes simulées à énergies fixes. 199
13.2 Biais et résolution en fonction de l'énergie vraie pour une reconstruction en mono-télescope. 200
13.3 Résolution angulaire pour H.E.S.S. 2 (mono-télescope). 201
13.4 Surface de détection pour H.E.S.S. 2 (mono-télescope). 201
13.5 Reconstruction d'un spectre simulé. 203
13.6 Sensibilité de l'analyse H.E.S.S. 2 (mono-télescope). 205
13.7 Temps d'observation requis pour détecter une source γ pontuelle avec un excès de 5 σ au dessus du fond pour H.E.S.S. 2 (mono-télescope). 205
13.8 Efficacité de réjection des hadrons en fonction de l'efficacité gamma pour différentes contaminations. 207

14.1 Fraction des gerbes verticales de γ déclenchant n_T télescopes en fonction de la position du paramètre d'impact. 210
14.2 Distributions des 6 variables utilisées pour reconstruire l'énergie dans H.E.S.S. 1 quand 4 télescopes ont déclenché. 211
14.3 Reconstruction de l'énergie pour H.E.S.S. 1 à 4 télescopes. 212
14.4 Reconstruction de l'énergie des événements du Crabe pour H.E.S.S. 1 à 4 télescopes. 212

15.1 Illustration de notre représentation de notre galaxie 220
15.2 Images radio et optique de la galaxie NGC 4631 224

16.1 Spectre en énergie des contributions γ pour chaque particule secondaire produite selon l'interaction p+ISM avec des protons incidents de 10 TeV. 230
16.2 Comparaison entre les différentes paramétrisations des protons du rayonnement cosmique interagissant sur le milieu interstellaire, produisant des photons. 231
16.3 Géométrie de la galaxie dans le modèle de diffusion. 233
16.4 Premières fonctions du développement de Bessel 234
16.5 Mesures du rapport B/C et ajustement d'un jeu de paramètres 238
16.6 Flux de protons et d'hélium 240
16.7 Profils de distribution des sources de rayons cosmiques 241
16.8 Vitesse de rotation autour du centre de la galaxie en fonction de la distance au système solaire. Vue schématique de la Voie Lactée. 243
16.9 Exemples de distribution de vitesse en fonction de la distance au Soleil 243
16.10Emission en H_I vue depuis la Terre, intégrée le long de la ligne de visée. 244
16.11Emission de la molécule de CO vue depuis la Terre, intégrée le long de la ligne de visée. 245
16.12Masse de nuages moléculaires en fonction de l'intensité de la raie du CO. 245
16.13Emission H_{II} vue depuis la Terre, intégrée le long de la ligne de visée. 247
16.14Carte du ciel représentant l'émission γ à 100 GeV provenant de la désintégration de π^0 galactique. 248
16.15Flux de protons dans la galaxie. 249

17.1 Distributions des observations en latitude et en longitude galactiques. 254
17.2 Zénith d'observation en fonction de la longitude galactique. 254
17.3 Evolution de la significativité et du taux de photons en fonction de l'efficacité optique pour les observations du centre galactique. 255
17.4 Carte de sensibilité le long du plan galactique 256
17.5 Cartes en flux et en nombre de photons détectables pour le fond diffus γ. 257
17.6 Spectre en énergie des régions OFF de PKS 2155-304 259
17.7 Intensités des diverses émissions diffuses. 259

18.1 Classification de Hubble pour les galaxies 267
18.2 Représentation schématique du Groupe Local 268
18.3 Masses des galaxies naines en fonction de leur luminosité dans le visible. 271
18.4 4 modèles de halos pour la galaxie ESO 116-G12 274
18.5 Profils de dispersion de vitesse mesurés pour 8 galaxies naines sphéroïdales . . . 275
18.6 Profils de densité et pentes logarithmiques de tous les halos simulés 277
18.7 Comparaison de trois profils de densité de halos de matière noire simulés. 278
18.8 Incohérence des courbes de rotation obtenues par deux groupes différents pour la galaxie UGC 4325. 279

19.1 Visibilité du ciel depuis le site de H.E.S.S., en coordonnées galactiques. 285
19.2 Distribution radiale carré des événements par l'analyse Xeff de *Canis Major*. . . 287
19.3 Distribution radiale carré des événements par l'analyse Xeff de *Carina*. 288
19.4 Distribution radiale carré des événements par l'analyse Xeff de *Sculptor*. 290
19.5 Distribution radiale carré des événements par l'analyse Xeff de *Fornax*. 292

20.1 Vues de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire 295
20.2 Visibilité annuelle de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire avec H.E.S.S. pour l'année 2010. 296
20.3 Distribution de Xeff pour η=0.1 302
20.4 Distributions des différents outils statistiques utilisés pour ajuster la coupure sur Xeff. 302
20.5 Carte de significativité de la région de Sagittarius dSph avec H.E.S.S. réalisée avec l'analyse Xeff Brillante réajustée 304
20.6 Distribution en θ^2 centrée autour de la position de Sagittarius dSph 304
20.7 Spectre de la galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire avec l'analyse $Xeff$ correspondant à l'excès de 3.6 σ. 305
20.8 Evolution de la significativité en fonction du temps pour différentes analyses et différentes bandes en zénith pour Sagittarius dSph. 307

A.1 Corrélation de variables avec l'énergie 313
A.2 Corrélation de variables avec l'énergie 314
A.3 Corrélation de variables avec l'énergie 315
A.4 Corrélation de variables avec le paramètre d'impact. 316
A.5 Corrélation de variables avec le paramètre d'impact. 317
A.6 Corrélation de variables avec le paramètre d'impact. 318
A.7 Corrélation de variables avec le paramètre d'impact. 319
A.8 Corrélation de variables avec le paramètre d'impact. 320
A.9 Corrélation de variables avec la charge. 321
A.10 Corrélation de variables avec la charge. 322
A.11 Corrélation de variables avec la charge. 323
A.12 Corrélation de variables avec la charge. 324
A.13 Corrélation de variables avec la charge. 325

B.1 Evolution de l'acceptance en fonction de l'angle zénithal. 328
B.2 Evolution de l'acceptance en fonction du décalage du pointé de la source par rapport à la position du centre de la caméra. 329
B.3 Evolution de l'acceptance en fonction de l'efficacité optique. 330
B.4 Évolution de l'acceptance pour 3 et 4 télescopes. 330
B.5 Efficacités γ relatives en fonction du bruit de fond de ciel. 332
B.6 Corrélation entre la luminosité du ciel due aux étoiles avec la largeur du piédestal.332

Liste des tableaux

2.1 Comparaison des performances d'EGRET et de FERMI 26

3.1 Influence des différents types de constituants sur la dynamique de l'univers . . . 39
3.2 Valeurs des paramètres cosmologiques. 45

4.1 Particules du Modèle Standard et leurs partenaires supersymétriques dans le MSSM. 53
4.2 Rapports d'embranchement des différents canaux d'annihilation de la LZP. . . . 60

9.1 Répartition des PM entre les différents laboratoires 143

11.1 Efficacité γ pour un entraînement sur un spectre en énergie et à energie fixe de 50 GeV. 179
11.2 Effet des variables sur l'efficacité de la discrimination gamma / hadrons sur un spectre. 185

12.1 Systématiques de l'expérience H.E.S.S. 2 et effets sur la reconstruction. 194

15.1 Caractéristiques des différentes composantes du milieu interstellaire 222

16.1 Combinaison des paramètres de diffusion compatibles avec le rapport B/C. . . . 239

17.1 Systématiques de l'expérience H.E.S.S. et effets sur la reconstruction. 260

18.1 Différents types de galaxies naines 269
18.2 Propriétés des pricipales galaxies naines sphéroïdales du Groupe Local 272
18.3 Valeurs des paramètres décrivant les profils de densité des halos de matière noire ajustés par différents groupes 276

19.1 Temps d'observation disponible pour les cibles de matière noire étudiées. 284
19.2 Temps d'observation disponible pour *Canis Major* en fonction du zénith. 286
19.3 Comparaison des différentes analyses en fonction de bandes en zénith sur *Canis Major*. 287
19.4 Temps d'observation disponible pour *Carina* en fonction du zénith. 288
19.5 Comparaison des différentes analyses en fonction de bandes en zénith sur *Carina*. 288
19.6 Temps d'observation disponible pour *Sculptor* en fonction du zénith. 289
19.7 Comparaison des différentes analyses en fonction de bandes en zénith sur *Sculptor*. 290
19.8 Temps d'observation disponible pour *Fornax* en fonction du zénith. 291
19.9 Comparaison des différentes analyses en fonction de bandes en zénith sur *Fornax*. 291

20.1 Temps d'observation disponible en fonction du zénith. 297

20.2 Comparaison des analyses *Combined Cut* 2 sur Sagittarius *dSph* 298
20.3 Comparaison des différentes analyses Combined Cut 2 et Model 3D en fonction des bandes en zénith définies pour Sagittarius dSph 299
20.4 Comparaison des différentes sélections de l'analyse Model++ en fonction des bandes en zénith définies pour Sagittarius dSph 300
20.5 Comparaison des différentes sélections de l'analyse $TMV-LAPP$ en fonction des bandes en zénith définies pour Sagittarius *dSph* 300
20.6 Comparaison des différentes sélections de l'analyse Xeff en fonction des bandes en zénith définies pour Sagittarius dSph 301
20.7 Comparaison des sélections de l'analyse $Xeff$ *Brillant* en fonction des bandes en zénith définies pour Sagittarius *dSph* 303

Bibliographie

[1] M. Aaronson, *Accurate radial velocities for carbon stars in Draco and Ursa Minor - The first hint of a dwarf spheroidal mass-to-light ratio*, Astrophysical Journal, 266 L11-L15 (1983)

[2] G. Abbiendi et al. (ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration and OPAL Collaboration, The LEP Working Group for Higgs Boson Searches), *Search for the Standard Model Higgs boson with the OPAL detector at LEP*, The European Physical Journal C, 26 479-503 (2003)

[3] A. A. Abdo et al. (FERMI COllaboration) *The First Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray Pulsars*, The Astrophysical Journal Supplement, 187 460-494 (2010)

[4] A. A. Abdo et al.(FERMI Collaboration), *Bright Active Galactic Nuclei Source List from the First Three Months of the Fermi Large Area Telescope All-Sky Survey*, The Astrophysical Journal, 700 597-622 (2009)

[5] J. Abraham et al (Auger Collaboration), *Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above* 4×10^{19} *eV*, Physical Review Letters, 101 061101 (2008)

[6] J. Abraham et al. (Pierre Auger Collaboration), *Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei [Erratum :Astroparticle Physics, Volume 30, Issue 1, p. 45-45]*, Astroparticle Physics, 29 188-204 (2008)

[7] B. Achterberg, *Cosmic accelerators*, `http://www.phys.uu.nl/~achterb/iac08/iac.pdf`

[8] A. Acker, *Astronomie Astrophysique - 4ème édition - Introduction*, Dunod/Sciences sup (2005)

[9] Afanasiev et al., *Proceedings of International Sympisium on Extremely High Energy Cosmic Rays; Astrophysics and Future Observations*, ICRR, Tokyo (1996)

[10] F. A. Aharonian et al., *Calibration of cameras of the H.E.S.S. detector*, Astroparticle Physics, 22 109-125 (2004)

[11] F. A. Aharonian et al. (H.E.S.S. Collabboration), *High-energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant*, Nature, 432 75-77 (2004)

[12] F. A. Aharonian et al. (H.E.S.S. Collaboration), *Observations of the Crab nebula with HESS*, Astronomy and Astrophysics, 457, 899-915 (2006)

[13] F. A. Aharonian et al. (H.E.S.S. Collabboration), *A detailed spectral and morphological study of the gamma-ray supernova remnant RX J1713.7-3946 with HESS*, Astronomy and Astrophysics, 449 223-242 (2006)

[14] F. Aharonian et al. (H.E.S.S. Collaboration), *An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304*, The Astrophysical Journal, 664 L71-L74 (2007)

[15] F. Aharonian et al. (H.E.S.S. collaboration), *Observations of the Sagittarius dwarf galaxy by the HESS experiment and search for a dark matter signal (Erratum Astroparticle Physics, 33 274-275 (2010))*, Astroparticle Physics, 29 55-62 (2008)

[16] F. Aharonian et al. (H.E.S.S. Collaboration), *Probing the ATIC peak in the cosmic-ray electron spectrum with H.E.S.S.*, Astronomy and Astrophysics, 508 561-564 (2009)

[17] J. Alcaraz et al. (AMS Collaboration), *Cosmic protons*, Physics Letters B, 490 27-35 (2000)

[18] S. S. Al-Dargazelli, A. W. Wolfendale, L. Zhang, A. Smialkowski, *Cosmic rays in the Magellanic clouds*, Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics, 22 1507-1515 (1996)

[19] S. W. Allen et al., *Constraints on dark energy from Chandra observations of the largest relaxed galaxy clusters*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 353 457-467 (2004)

[20] U. Amaldi et al., *Comparison of grand unified theories with electroweak and strong coupling constants measured at LEP*, Physics Letters B, 260 447-455 (1991)

[21] C. Amsler et al., *Particle Data Group*, Physics Letters B, 667 1 (2008)

[22] `http://antares.in2p3.fr`

[23] W. B. Atwood et al. (Fermi Collaboration), *The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission*, The Astrophysical Journal, 697 1071-1102 (2009)

[24] H. W. Babcock, *The rotation of the Andromeda Nebula*, Lick Observatory bulletins, 498 41-51 (1939)

[25] A. Barnacka, *The level 2 trigger of the H.E.S.S. phase 2 telescope*, Présentation interne à la Collaboration H.E.S.S. (2010)

[26] K. G. Begeman, A. H. Broeils, R. H. ; Sanders, *Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics*, Royal Astronomical Society, 249 523-537 (1991)

[27] J. D. Bekenstein, *Relativistic gravitation theory for the modified Newtonian dynamics paradigm [Erratum : 2005PhRvD..71f9901B]*, Physical Review D, 70 083509 (2004)

[28] A. R. Bell, *The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I*, Royal Astronomical Society, Monthly Notices, 182 147-156 (1978)

[29] M. Bellazzini, R. Ibata, L. Monaco, N. Martin,M. J. Irwin, G. F. Lewis, *Detection of the Canis Major galaxy at (l;b) = (244° ; -8°) and in the background of Galactic open clusters*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 354 1263 (2004)

[30] V. Belokurov et al. *Cats and Dogs, Hair and a Hero : A Quintet of New Milky Way Companions*, The Astrophysical Journal, 654 897-906 (2007)

[31] L. Bergström, P. Ullio, J. H. Buckley, *Observability of gamma rays from dark matter neutralino annihilations in the Milky Way halo*, Astroparticle Physics, 9 137-162 (1998)

[32] L. Bergström, T. Bringmann, M. Eriksson, M. Gustafsson, *Gamma Rays from Kaluza-Klein Dark Matter*, Physical Review Letters, 94 131301 (2005)

[33] G. Bertone, D. Hooper, J. Silk, *Particle dark matter : evidence, candidates and constraints*, Physics Reports, 405 279-390 (2005)

[34] D. J. Bird et al. (Fly's Eye Collaboration), *The cosmic-ray energy spectrum observed by the Fly's Eye*, Astrophysical Journal, 424 491-502 (1994)

[35] G. R. Blumenthal, R. J. Gould, *Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases*, Reviews of Modern Physics, 42 237-271 (1970)

[36] P. Brun, *Recherche indirecte et inclusive de matière noire avec le spectromètre spatial AMS02*, Thèse de l'Université de Savoie (2007)

[37] E. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Synthesis of the Elements in Stars*, Reviews of Modern Physics, 29 547-650 (1957)

[38] A. Burkert, *The structure of dark matter halos in dwarf galaxies*, Astrophysical Journal, 447 L25 (1995)

[39] Website of the Cangaroo Collaboration, `http://icrhp9.icrr.u-tokyo.ac.jp/`

[40] R. D. Cannon, T. G. Hawarden, S. B. Tritton, *A new Sculptor-type dwarf elliptical galaxy in Carina*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 180 81 (1977)

[41] C. Carignan, *Surface photometry of the sculptor group galaxies - NGC 7793, NGC 247, and NGC 300*, Astrophysical Journal Supplement Series, 58 107-124 (1985)

[42] C. Carignan, *H_I and mass distribution in the dwarf 'regular' galaxy UGC 2259*, Astronomical Journal, 95 37-44 (1988)

[43] C. Carignan, K. C. Freeman, *DDO 154 - A 'dark' galaxy ?*, Astrophysical Journal, 332 33-36 (1988)

[44] C. Carignan, S. Beaulieu, *Optical and H_I studies of the 'gas-rich' dwarf irregular galaxy DDO 154*, Astrophysical Journal, 347 760-770 (1989)

[45] G. L. Case, D. Bhattacharya, *A New Sigma -D Relation and Its Application to the Galactic Supernova Remnant Distribution*, Astrophysical Journal, 504 761 (1998)

[46] A. Charbonnier et al., *Proposal of Carina dwarf galaxy*, interne à la collaboration H.E.S.S.

[47] A. Charbonnier, M. de Naurois, *NSB estimations*, présentation interne à la collaboration H.E.S.S.

[48] CDF Collaboration, D0 Collaboration, Tevatron New Physics, Higgs Working Group, *Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 6.7 fb-1 of Data*, ICHEP 2010 Conference, Pais, arXiv :1007.4587v1 [hep-ex](2010)

[49] H.-C. Cheng, J. L. Feng, K. T. Matchev, *Kaluza-Klein Dark Matter*, Physical Review Letters, 89 211301 (2002)

[50] D. P. Clemens, *Massachusetts-Stony Brook Galactic plane CO survey - The Galactic disk rotation curve*, Astrophysical Journal, 295 422 (1985)

[51] A. Clocchiatti et al., *Hubble Space Telescope and Ground-based Observations of Type Ia Supernovae at Redshift 0.5 : Cosmological Implications*, The Astrophysical Journal, 642 1-21 (2006)

[52] Clowe et al., *A direct empirical proof of the existence of dark matter*, The Astrophysical Journal, 648 L109-L113 (2006)

[53] E. Corbelli, P., Salucci, *The extended rotation curve and the dark matter halo of M33*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 311 441-447 (2000)

[54] J. M. Cordes, T. J. W. Lazio, *NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations*, astro-ph/0207156

[55] R. Cornils et al., *The optical system of the H.E.S.S. II telescope*, Proceedings of the 29 th ICRC, Pune, 5 171 (2005)

[56] Cseresnjes P., *Microlentilles dans la région du bulbe galactique*, thèse de l'Observatoire de Paris

[57] `http://www.cta-observatory.org/`

[58] T. M. Dame, D. Hartmann, P. Thaddeus, *The Milky Way in Molecular Clouds : A New Complete CO Survey*, The Astrophysical Journal, 547 92-813 (2001)

[59] A. Daum et al (HEGRA Collaboration), *First results on the performance of the HEGRA IACT array*, Astroparticules Physics, 8 1-11 (1997)

[60] W. J. G. de Blok, A. Bosma, *High-resolution rotation curves of low surface brightness galaxies*, Astronomy and Astrophysics, 385 816-846 (2002)

[61] C. Deil, et al. for the H.E.S.S. Collaboration, *H.E.S.S. II - Telescope Structure, Reflector and Drive System*, Proceeding for the Heidelberg Gamma 08 Conference (2008)

[62] M. de Naurois, *L'expérience CELESTE : Reconversion d'une centrale solaire pour l'astronomie. Première observation de la Nébuleuse du Crabe et du Blazar Markarian 421 entre 30 et 300 GeV*, Thèse de l'Université Paris VI (2000)

[63] M. de Naurois et al. (Celeste Collaboration), *Measurement of the Crab Flux above 60 GeV with the CELESTE Cerenkov Telescope*, The Astrophysical Journal, 566 343-357 (2002)

[64] M. de Naurois, conférence *Towards a Network of Atmospheric Cherenkov Detectors VII*, Palaiseau, France, astro-ph/0607247, (2006)

[65] M. de Naurois, Mathieu, L. Rolland, *A high performance likelihood reconstruction of γ-rays for imaging atmospheric Cherenkov telescopes*, Astroparticle Physics, 32 231 (2009)

[66] S. Dimopoulos, H. Georgi, *Softly broken supersymmetry and SU(5)*, Nuclear Physics B, 193 150-162 (1981)

[67] P. V. Doetinchem et al., *Performance of the AMS-02 transition radiation detector*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 558 526-535 (2006)

[68] W. Domainko et al., *Proposal of Fornax radio galaxy*, interne à la collaboration H.E.S.S.

[69] F. Donato, D. Maurin, P. Salati, A. Barrau, G. Boudoul, R. Taillet, *Antiprotons from Spallations of Cosmic Rays on Interstellar Matter*, The Astrophysical Journal, 563 172-184 (2001)

[70] M. J. Drinkwater, M. D. Gregg, M. Colless, *Substructure and dynamics of the Fornax cluster*, The Astrophysical Journal, 548 139 (2001)

[71] F. Dubois, G. Lamanna, A. Jacholkowska, *A multivariate analysis approach for the imaging atmospheric Cherenkov telescopes system H.E.S.S.*, Astroparticle Physics, 32 73 (2009)

[72] F. Dubois et al. (HESS Collaboration), *H.E.S.S. observation of the Vela X nebula*, 31st International Cosmic Ray Conference (ICRC 2009), Lodz, Pologne (2009)

[73] F. Dubois, *L'astronomie γ de très haute énergie avec H.E.S.S. Développement d'une analyse multi-variables et application à l'étude de nébuleuses de pulsars*, Université de Savoie

[74] Duc, Mirabel, *Young tidal dwarf galaxies around the gas-rich dusturbed lenticular NGC 5291*, Astronomy and Astrophysics, 333 813-826

[75] O. J. Eggen, D. Lynden-Bell, A. R. Sandage, *Evidence from the motions of old stars that the Galaxy collapsed*, Royal Astronomical Society, Monthly Notices, 200 361-375 (1982)

[76] J. Einasto, *On the construction of a composite model for the Galaxy and on the determination of the system of Galactic parameters*, Alma-Ata, 51, 87 (1965)

[77] R. D. Ekers, R. Sancisi, *The radio continuum halo in NGC 4631*, Astronomy and Astrophysics, 54 973 (1977)

[78] P. Englmaier, M. Pohl, N. Bissantz„ *The Milky Way Spiral Arm Pattern*, arXiv :0812.3491 (2008)

[79] C. Farnier, *Complémentarité de recherche de matière noire dans les galaxies naines sphéroïdales avec les expériences H.E.S.S. et Fermi-LAT*, thèse de l'Université de Montpellier II (2009)

[80] E. Fermi, *On the Origin of the Cosmic Radiation*, Physical Review, 75 1169-1174 (1949)

[81] K. M. Ferrière, *The interstellar environment of our galaxy*, Reviews of Modern Physics, 73 1031-1066 (2001)

[82] A. Fiasson, *Recherche de l'origine des rayons cosmiques par l'étude d'associations de vestiges de supernova et de nuages moléculaires avec HESS et validation du circuit d'échantillonnage de HESS II.* thèse de l'Université de Montpellier II (2008)

[83] A. Fiasson, F. Dubois, G. Lamanna, J. Masbou, S. Rosier-Lees, *Optimization of multivariate analysis for IACT stereoscopic systems*, Astroparticle Physics (accepté), astro-ph/1004.3375

[84] R. A. Fisher, *The use of multiple measurements in taxonomy problems*, Annals of Eugenics, 7 179-188 (1936)

[85] S. Funk et al., *The trigger system of the H.E.S.S. telescope array*, Astroparticle Physics, 22 285-296 (2004)

[86] G. Gentile, P. Salucci, U. Klein, D. Vergani, P. Kalberla, *The cored distribution of dark matter in spiral galaxies*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 351 903 (2004)

[87] O. E. Gerhard, D. N. Spergel, *Dwarf spheroidal galaxies and the mass of the neutrino*, Astrophysical Journal, 389 L9-L11 (1992)

[88] O. E. Gerhard, D. N. Spergel, *Dwarf spheroidal galaxies and non-Newtonian gravity*, Astrophysical Journal, 397 38-43 (1992)

[89] S. Gillessen, F. Eisenhauer, S. Trippe, T. Alexander, R. Genzel, F. Martins, T. Ott, *Monitoring Stellar Orbits Around the Massive Black Hole in the Galactic Center*, The Astrophysical Journal, 692 1075-1109 (2009)

[90] V. L. Ginzburg, S. I. Syrovatskii, *Cosmic Magnetobremsstrahlung (synchrotron Radiation)*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 3 297 (1965)

[91] J.-F. Glicenstein et al., *Proposal of Canis Major dwarf galaxy*, interne à la collaboration H.E.S.S.

[92] J.-F. Glicenstein, *Status of HESS2 L2 Trigger*, Présentation interne à la Collaboration H.E.S.S. (2008)

[93] E. Grebel, *Star Formation Histories of Local Group Dwarf Galaxies*, Highlights of Astronomy, 193-202 (1998)

[94] E. K. Grebel, *The Local Group*, proceedings of "Microlensing 2000 : A New Era of Microlensing Astrophysics"

[95] E. Grebel, in "Dwarf Galaxies and their Environment", 40th Graduiertenkolleg-Workshop, K.S. de Boer, R.-J. Dettmar, & U. Klein, 45-52 (2001)

[96] N. L. Grigorov et al., *Proceedings of the 12th ICRC*, Tasmania, Australia, 5 1760 (1971)

[97] J. Guy, *Premiers résultats de l'expérience HESS et étude du potentiel de détection de matière noire supersymétrique*, thèse de l'Université de Paris VI (2003)

[98] P. L. Hammersley, F. Garzon, T. Mahoney, X. Calbet, *The tilted old Galactic disc and the position of the Sun*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 273 206-214 (1995)

[99] E. Hayashi et al., *The inner structure of ΛCDM haloes - II. Halo mass profiles and low surface brightness galaxy rotation curves*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 355 794-812 (2004)

[100] E. Hayashi et al., *Disk Galaxy Rotation Curves in Triaxial CDM Halos*, arXiv : astro-ph/0408132 (2004)

[101] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, Oxford Press, Londres (1950)

[102] V. F. Hess, *Observation of penetrating radiation in seven ballon flights*, Physics Zeits., 13 1084 (1912)

[103] Website of the H.E.S.S. Collaboration, `http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/`

[104] A. M. Hillas, *The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*, Annual review of astronomy and astrophysics, 22 425-444 (1984)

[105] A. M. Hillas, *Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma*, conference "19th International Cosmic Ray Conference", La Jollan, USA, 3 445-448 (1985)

[106] G. Hinshaw et al., *Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Temperature Analysis*, The Astrophysical Journal Supplement Series, 170 288-334 (2007)

[107] G. Hinshaw et al., *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Data Processing, Sky Maps, and Basic Results*, The Astrophysical Journal Supplement, 180 225-245 (2009)

[108] P. W. Hodge, *Dwarf Galaxies*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 9 35 (1971)

[109] W. Hofmann, et al., *Improved energy resolution for VHE gamma-ray astronomy with systems of Cherenkov telescopes*, Astroparticle Physics, 12 207-216 (2000)

[110] J. R. Härandel et al. (KASCADE Collaboration), *Galactic cosmic rays and the knee - Results from the KASCADE experiment*, Conference "Astrophysical sources of high energy particules and radiation", 801 72-79 (2005)

[111] J. R. Härandel, *Cosmic-ray composition and its relation to shock acceleration by supernova remnants*, Advances in Space Research, 41 442-463 (2008)

[112] C.-Y. Huang, S.-E. Park, M. Pohl, C. D. Daniels, *Gamma-rays produced in cosmic-ray interactions and the TeV-band spectrum of RX J1713.7-3946*, Astroparticle Physics, 27 429-439 (2007)

[113] D. A. Hunter, J. S. Gallagher, *Star formation in irregular galaxies*, Science , 243 1557-1563 (1989)

[114] R. Ibata, R. Wyse, R. Sword , *Sagittarius Dwarf to Collide with Milky Way*

[115] R. A ; Ibata, G. Gilmore, M. J. Irwin, *A Dwarf Satellite Galaxy in Sagittarius*, Nature, 370 194 (1994)

[116] R. A. Ibata, R. F. Wyse, G. Gilmore, M. J. Irwin, N. B. Suntzeff, *The Kinematics, Orbit, and Survival of the Sagittarius Dwarf Spheroidal Galaxy*, Astronomical Journal, 113 634-655 (1997)

[117] M. Irwin, D. Hatzidimitriou, *Structural parameters for the Galactic dwarf spheroidals*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 277 1354-1378 (1995)

[118] Y. P. Jing, Y. Suto, *Triaxial Modeling of Halo Density Profiles with High-Resolution N-Body Simulations*, The Astrophysical Journal, 574 538-553 (2002)

[119] G. Jungman, M. ; Kamionkowski, K. ; Griest, *Supersymmetric dark matter*, Physics Reports, 267 195-373 (1996)

[120] P. M. W. Kalberla, W. B. Burton, D. Hartmann, E. M. Arnal, E. Bajaja, R. Morras, W. G. L. Pöpel, *The Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic HI. Final data release of the combined LDS and IAR surveys with improved stray-radiation corrections*, Astronomy and Astrophysics, 440 775-782(2005)

[121] F. D. Kahn, L. Woltjer, *Intergalactic Matter and the Galaxy*, Astrophysical Journal, 130 705 (1959)

[122] T. Kaluza, *Zum Unitëtsproblem der Physik*, Sitzungsberichte Preussische Akademie der Wissenschaften, 96 69 (1921)

[123] G. L. Kane, C. Kolda, L. Roszkowski, J. D. Wells, *Study of constrained minimal supersymmetry*, Physical Review D (Particles and Fields), 49 6173-6210 (1994)

[124] T. Kamae, N. Karlsson, T. Mizuno, T. Abe, T. Koi, *Parameterization of γ, $e^{\pm}$, and Neutrino Spectra Produced by $p-p$ Interaction in Astronomical Environments [Erratum : The Astrophysical Journal, 662 779-779 (2007)]*, The Astrophysical Journal, 647 692-708 (2006)

[125] E. Kant, *Histoire générale de la nature et théorie du ciel*, (1755)

[126] F. J. Kerr, G. de Vaucouleurs, *Rotation and other motions of the Magellianic Clouds*, Autralian Journal, 8 508-522 (1955)

[127] M. Kilbinger et al. *Dark-energy constraints and correlations with systematics from CFHTLS weak lensing, SNLS supernovae Ia and WMAP5*, Astronomy and Astrophysics, 497 677-688 (2009)

[128] I. R., King, R. Minkowski, *Mass-Luminosity Ratios and Sizes of Giant Elliptical Galaxies*, External Galaxies and Quasi-Stellar Objects, Proceedings from IAU Symposium no. 44 p.87 (1972)

[129] J. T. Kleyna, M. J. Geller, S. J. Kenyon, M. J. Kurtz, J. R. Thorstensen, *A V and I CCD Mosaic Survey of the Ursa Minor Dwarf Spheroidal Galaxy*, The Astronomical Journal, 115 2359-2368 (1998)

[130] A. Klypin, A. V. Kravtsov, O. Valenzuela, F. Prada, *Where Are the Missing Galactic Satellites ?*, The Astrophysical Journal, 522 82-92 (1999)

[131] H. A. Kobulnicky, E. D. Skillman, *Elemental Abundance Variations and Chemical Enrichment from Massive Stars in Starbursts. NGC 4214*, Astrophysical Journal, 471 211-236 (1996)

[132] H. A. Kobulnicky, E. D. Skillman, *Elemental Abundance Variations and Chemical Enrichment from Massive Stars in Starbursts, NGC 1569*, Astrophysical Journal, 489 636-655 (1997)

[133] A. Koch, *Complexity in small-scale dwarf spheroidal galaxies (Ludwig Biermann Award Lecture 2008)*, Astronomische Nachrichten, 330 675 (2009)

[134] A. Kohnle et al., Note interne de la Collaboration H.E.S.S.

[135] E. W. Kolb, M. S. Turner, *The early universe*, Frontiers in Physics, 1990

[136] E. Komatsu et al., *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Cosmological Interpretation*, The Astrophysical Journal Supplement, 180 330-376 (2009)

[137] A. Konopelko, *Towards a Major Atmospheric CHerenkov Detector-IV* (1995)

[138] A. Konopelko, *Study on design of H.E.S.S. phase II detector*, Note interne de la Collaboration H.E.S.S. (2003)

[139] J. Kormendy, *Families of ellipsoidal stellar systems and the formation of dwarf elliptical galaxies*, Astrophysical Journal, 295 73-79 (1985)

[140] J. Kormendy, *Evidence for a central dark mass in NGC 4594 (the Sombrero galaxy)*, Astrophysical Journal, 335 40-56 (1988)

[141] M. Kuhlen, J. Diemand, P. Madau, *The Shapes, Orientation, and Alignment of Galactic Dark Matter Subhalos*, The Astrophysical Journal, 671 1135-1146 (2007)

[142] A. Kunder, B. Chaboyer, *Distance to the Sagittarius Dwarf Galaxy Using Macho Project RR Lyrae Stars*, The Astronomical Journal, 137 4478-4486 (2009)

[143] D. Kunth, G. Ostlin, *The most metal-poor galaxies*, The Astronomy and Astrophysics Review, 10 1-79 (2000)

[144] `http://www.ni.com/labview/`

[145] G. Lake, *The distribution of dark matter in Draco and Ursa Minor*, Royal Astronomical Society, Monthly Notices 244 701-705 (1990)

[146] M. A. Lawrence, R. J. O. Reid, A. A. Watson, *The cosmic ray energy spectrum above 4.10^{17} eV as measured by the Haverah Park array*, Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics, 17 733-757 (1991)

[147] S. Le Bohec et al., *A new analysis method for very high definition imaging atmospheric Cherenkov telescopes as applied to the CAT telescope*, Nuclear Instrument Methods Physics Research, A 416 425 - 437 (1998)

[148] M. Lemoine-Goumard, *Stéréoscopie de gerbes de gamma avec les télescopes H.E.S.S. : premières images de vestiges de supernovae au TeV*, thèse de l'Ecole Polythechnique (2006)

[149] M. Lemoine-Goumard, B. Degrange and M.Tluczykont, *Selection and 3D-reconstruction of gamma-ray-induced air showers with a stereoscopic system of atmospheric Cherenkov telescopes*, Astroparticle Physics, 25 195 (2006)

[150] J. Lequeux, *Le milieu interstellaire*, EDP Sciences/CNRS éditions (2002)

[151] N. Leroy, *Observations, avec les télescopes H.E.S.S., du rayonnement gamma émis par le Noyau Actif de Galaxie PKS 2155-304, au-delà de 100 GeV*, Thèse de l'école Polytechnique (2004)

[152] T.-P Li,Y.-Q. Ma, *Analysis methods for results in gamma-ray astronomy*, Astrophysical Journal, 272 317-324 (1983)

[153] D. N. C. Lin, S. M. Faber, *Some implications of nonluminous matter in dwarf spheroidal galaxies*, Astrophysical Journal, 266 L21-L25. (1983)

[154] M. S. Longair, *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press (2004)

[155] D. R. Lorimer, *The Galactic Population and Birth Rate of Radio Pulsars*, Young Neutron Stars and Their Environments, IAU Symposium no. 218, 105 (2004)

[156] D. Majaess, *Concerning the Distance to the Center of the Milky Way and Its Structure*, Acta Astronomica, 60 55-74 (2010)

[157] S.R. Majewski, J. C. Ostheimer, R. J. Patterson, W. E.Kunkel, K. V. Johnston, D. Geisler, *Exploring Halo Substructure with Giant Stars. II. Mapping the Extended Structure of the Carina Dwarf Spheroidal Galaxy*, The Astronomical Journal, 119 760-776 (2000)

[158] S. R. Majewski, M. F. Skrutskie, M. D. Weinberg, J. C. Ostheimer, *A Two Micron All Sky Survey View of the Sagittarius Dwarf Galaxy. I. Morphology of the Sagittarius Core and Tidal Arms*, The Astrophysical Journal, 599 1082-1115 (2003)

[159] Website of the Magic Collaboration, `http://wwwmagic.mppmu.mpg.de/`

[160] C. L. Martin, H. A. Kobulnicky , T. M. Heckman, *The Metal Content of Dwarf Starburst Winds : Results from Chandra Observations of NGC 1569*, The Astrophysical Journal, 574 663-692 (2002)

[161] N. F. Martin, R. A. Ibata, M. Bellazzini, M. J. Irwin, G. F. Lewis, W. Dehnen, *A dwarf galaxy remnant in Canis Major : the fossil of an in-plane accretion on to the Milky Way*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 348 12 (2004)

[162] R. Massey et al., *Dark matter maps reveal cosmic scaffolding*, Nature, 445 286-290 (2007)

[163] M. Mateo, E. Olszewski, D. L. Welch, P. Fischer, Philippe, W. Kunkel, *A kinematic study of the Fornax dwarf spheroidal galaxy*, Astronomical Journal, 102 914-926 (1991)

[164] M. Mateo, E. W. Olszewski, C. Pryor, D. L. Welch, P. Fischer, Philippe *The Carina dwarf spheroidal galaxy - How dark is it ?*, Astronomical Journal, 105 510-526 (1993)

[165] M. Mateo, *Dwarf galaxies of the Local Group*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics 1998, 36 435-506 (1998)

[166] D. S. Mathewson, V. L. Ford, M. Buchhorn, *A southern sky survey of the peculiar velocities of 1355 spiral galaxies*, Astrophysical Journal Supplement Series, 81 413-659 (1992)

[167] G. W. Matthew, M. Mateo, E. W. Olszewski, J. Penarrubia, N. W. Evans, G. Gilmore, *A Universal Mass Profile for Dwarf Spheroidal Galaxies ?*, Astrophysical Journal, 704 1274-1287 (2009)

[168] D. Maurin, F. Donato, R. Taillet, P. Salati, *Cosmic Rays below Z=30 in a Diffusion Model : New Constraints on Propagation Parameters*, The Astrophysical Journal, 555 585-596 (2001)

[169] C. F. McKee, J. P. Ostriker, *A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate*, Astrophysical Journal, 218 148-169 (1977)

[170] P. J. McMillan, J. J. Binney *The uncertainty in Galactic parameters*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 402 934-940 (2010)

[171] Website of the Milagro Collaboration, `http://umdgrb.umd.edu/cosmic/milagro.html`

[172] L. Monaco, M. Bellazzini, F. R. Ferraro, E. Pancino, *The distance to the Sagittarius dwarf spheroidal galaxy from the red giant branch tip*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 353 874-878 (2004)

[173] L. Monaco, M. Bellazzini, F. R. Ferraro, E. Pancino, *The central density cusp of the Sagittarius dwarf spheroidal galaxy*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 356 1396-1402 (2005)

[174] B. Moore, *Constraints on the Global Mass-to-Light Ratios and on the Extent of Dark Matter Halos in Globular Clusters and Dwarf Spheroidals*, Astrophysical Journal Letters, 461 L13 (1996)

[175] M. Nagano, M. Teshima, Y. Matsubara, H. Y. Dai, T. Hara, N. Hayashida, M. Honda, H. Ohoka, S. Yoshida, *Energy spectrum of primary cosmic rays above* $10^{17.0}$ *eV determined from extensive air shower experiments at Akeno*, Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics, 18 423-442 (1992)

[176] J. F. Navarro, C. S. Frenk, S. D. M. White, *A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering*, Astrophysical Journal, 490 493 (1997)

[177] J. F. Navarro et al., *The inner structure of* Λ*CDM haloes - III. Universality and asymptotic slopes*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 349 1039-1051 (2004)

[178] P. Nayman, *Electronique pour H.E.S.S. II*, Note interne de la Collaboration H.E.S.S. (2008)

[179] J. W. Norbury, L. W. Townsend, *Parametrizations of inclusive cross sections for pion production in proton-proton collisions. II. Comparison to new data*, Physical Review D, 75 034001 (2007)

[180] K. S. Oh, D. N. C. Lin, S. J. Aarseth, *On the tidal disruption of dwarf spheroidal galaxies around the galaxy*, The Astrophysical Journal, 442 142-158 (1995)

[181] K. S. Oh, D. N. C. Lin, H. B. Richer, *Globular Clusters in the Fornax Dwarf Spheroidal Galaxy*, The Astrophysical Journal, 531 727-738 (2000)

[182] C. D. Orth, A. Buffington, *Secondary cosmic-ray electrons and positrons from 1 to 100 GeV in the upper atmosphere and interstellar space, and interpretation of a recent positron flux measurement*, Astrophysical Journal, 206 312-332 (1976)

[183] B. Paczynski, *A test of the galactic origin of gamma-ray bursts*, Astrophysical Journal, 348 485-494 (1990)

[184] M. Pesce-Rollins et al. (Fermi Collaboration), *Extending the Galactic Cosmic Ray electron + positron spectrum measured by the Fermi LAT*, arXiv :0912.3611v1 (2009)

[185] S. Piatek, C. Pryor, *The effect of galactic tides on the apparent mass-to-light ratios in dwarf spheroidal galaxies*, Astronomical Journal, 109 1071-1085 (1995)

[186] `http://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html`

[187] M. Pohl, P. Englmaier, N. Bissantz, *Three-Dimensional Distribution of Molecular Gas in the Barred Milky Way*, The Astrophysical Journal, 677 283-291 (2008)

[188] C. Power et al., *The inner structure of* Λ*CDM haloes - I. A numerical convergence study*, Monthly Notice of the Royal Astronomical Society, 338 14-34 (2004)

[189] V.S.Ptuskin, H. J. Voelk, V. N. Zirakashvili, D. Breitschwerdt, *Transport of relativistic nucleons in a galactic wind driven by cosmic rays*, Astronomy and Astrophysics, 321 434-443 (1997)

[190] R. J. Rand, S. R. Kulkarni, *The local Galactic magnetic field*, Astrophysical Journal, 343 760-772 (1989)

[191] R. J. Rand, A. G. Lyne, *New Rotation Measures of Distant Pulsars in the Inner Galaxy and Magnetic Field Reversals*, R.A.S. Monthly Notices, 268 497 (1994)

[192] L. Randall, R. Sundrum, *Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension*, Physical Review Letters, 83 3370-3373 (1999)

[193] S. P. Reynolds, R. A. Chevalier, *Evolution of pulsar-driven supernova remnants*, Astrophysical Journal, 278 630-648 (1984)

[194] `www.lapp.in2p3.fr/~taillet/`

[195] D. O. Richstone, S. Tremaine, *Measuring mass-to-light ratios of spherical stellar systems by core fitting*, Astronomical Journal, 92 72-74 (1986)

[196] H.-W. Rix, G. Lake, *Can the Dark Matter be 10 6 Solar Mass Objects ?*, Astrophysical Journal Letters, 417 L1 (1993)

[197] L. Rolland, *Etalonnage des cameras de l'experience d'astronomie gamma H.E.S.S. et observations du Centre Galactique au-dela de 100 GeV*, thèse de l'Université de Paris VI (2005)

[198] B. Rossi, *High Energy Particles*, Prentice-Hall (1982)

[199] M. Sasaki, D. Breitschwerdt, *The Radial Distribution of SNRs in nearby Galaxies*, Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference, Trukuba, Japan, 2639 (2003)

[200] SCP Collaboration, `http://panisse.lbl.gov`

[201] L. Searle, R. Zinn, *Compositions of halo clusters and the formation of the galactic halo*, Astrophysical Journal, 225 357-379 (1978)

[202] E.S. Seo, J. F. Ormes, R. E. Streitmatter, S. J. Stochaj, W. V. Jones, S. A. Stephens, T. Bowen, *Measurement of cosmic-ray proton and helium spectra during the 1987 solar minimum*, Astrophysical Journal, 378 763-772 (1991)

[203] L. I. Sedov, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*, Similarity and Dimensional Methods in Mechanics, New York : Academic Press (1959)

[204] G. Servant, T. M. P. Tait, *Is the lightest Kaluza-Klein particle a viable dark matter candidate ?*, Nuclear Physics B, 650 391-419 (2003)

[205] E. D. Skillman, R. C. Kennicutt, P. W. Hodger, *Oxygen abundances in nearby dwarf irregular galaxies*, The Astrophysical Journal, 347 875-882 (1989)

[206] J. Silk, *Some Current Issues in Star and Galaxy Formation*, ArXiv : astro-ph 0401032 (2004)

[207] J. D. Simon, A. D. Bolatto, A. Leroy, L. Blitz, L. Gates, Elinor, *High-Resolution Measurements of the Halos of Four Dark Matter-Dominated Galaxies : Deviations from a Universal Density Profile*, The Astrophysical Journal, 621 757-776 (2005)

[208] J. D. Simon, M. Geha, *The Kinematics of the Ultra-faint Milky Way Satellites : Solving the Missing Satellite Problem*, The Astrophysical Journal, 670 313-331 (2007)

[209] T. Sjostrand, S. Mrenna, P. Skands, *PYTHIA 6.4 physics and manual*, Journal of High Energy Physics, 05 026 (2006)

[210] H. Shapley, *Two Stellar Systems of a New Kind*, Nature, 142 715 (1938)

[211] S. Smith, *The Mass of the Virgo Cluster*, Astrophysical Journal, 83 23 (1936)

[212] P. M. Solomon, A. R. Rivolo, J. Barrett, A. Yahil, *Mass, luminosity, and line width relations of Galactic molecular clouds*, Astrophysical Journal, 319 730-741 (1987)

[213] K. Spekkens, R. Giovanelli, M. P. Haynes, *The Cusp/Core Problem in Galactic Halos : Long-Slit Spectra for a Large Dwarf Galaxy Sample*, The Astronomical Journal, 129 2119-2137 (2005)

[214] L. E. Strigari et al., *A common mass scale for satellite galaxies of the Milky Way*, Nature, 454 1096-1097 (2008)

[215] A. W. Strong, J. B. G. M. Bloemen, T. M. Dame, I. A. Grenier, W. Hermsen, F. Lebrun, L.-A. Nyman, A. M. T. Pollock, P. Thaddeus, *The radial distribution of galactic gamma rays. IV - The whole galaxy*, Astronomy and Astrophysics, 207 1-15 (1988)

[216] A. W. Strong, I. V. Moskalenko, *Propagation of Cosmic-Ray Nucleons in the Galaxy*, The Astrophysical Journal, 509 212-228 (1998)

[217] L. K. Summers, I. R. Stevens, D. K. Strickland, T. M. Heckman, *Chandra observation of NGC 4449 : analysis of the X-ray emission from a dwarf starburst galaxy*, Monthly Notice of the Royal Astronomical Society, 342 90-708. (2003)

[218] R. A. Swaters, B. F. Madore, F. C. van den Bosch, M. Balcells, *The Central Mass Distribution in Dwarf and Low Surface Brightness Galaxies*, The Astrophysical Journal, 583 732-751 (2003)

[219] L. K. Summers, I. R. Stevens, D. K. Strickland, T. M. Heckman, *Chandra and XMM-Newton observation of NGC 5253 : analysis of the X-ray emission from a dwarf starburst galaxy*, Monthly Notice of the Royal Astronomical Society, 351 1-17 (2004)

[220] E. Tolstoy, V. Hill, M. Tosi, *Star Formation Histories, Abundances and Kinematics of Dwarf Galaxies in the Local Group*, Annual Review of Astronomy & Astrophysics, 47 371-425 (2009)

[221] *Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT*, `http://tmva.sourceforge.net`

[222] R. B. Tully, L. Bottinelli, J. R. Fisher, L. Gouguenheim, R. Sancisi, H. van Woerden, *Gas distribution, motions and dynamics for some dwarf irregular galaxies*, Astronomy and Astrophysics, 63 37-47 (1978)

[223] O. Valenzuela, G. Rhee, A. Klypin, F. Governato, G. Stinson, T. Quinn, J. Wadsley, *Is There Evidence for Flat Cores in the Halos of Dwarf Galaxies ? The Case of NGC 3109 and NGC 6822*, The Astrophysical Journal, 657 773-789 (2007)

[224] T. S. van Albada, J. N. Bahcall, K. Begeman, R. Sancisi, *Distribution of dark matter in the spiral galaxy NGC 3198*, Astrophysical Journal, 295 305-313 (1985)

[225] E. F. van Dishoeck, J. H. Black, *The photodissociation and chemistry of interstellar CO*, Astrophysical Journal, 334 771-802 (1988) (Erratum : Astrophysical Journal, 360 313 (1990))

[226] S. Veilleux, G. Cecil, J. Bland-Hawthorn, *Galactic Winds*, Annual Review of Astronomy & Astrophysics, 43 769-826 (2005)

[227] Website of the Veritas Collaboration, `http://veritas.sao.arizona.edu/`

[228] A. Vikhlinin et al., *Zooming in on the Coma Cluster with Chandra : Compressed Warm Gas in the Brightest Cluster Galaxies*, The Astrophysical Journal, 555 L87-L90 (2001)

[229] P. Vincent et al. (H.E.S.S. Collaboration), *Performance of the H.E.S.S. cameras*, Proceedings of 28th ICRC, Tsukuban, 2851 (2003)

[230] P. Vincent, *H.E.S.S. Phase II*, Proceedings of 29th ICRC, Pune, 5 163 (2005)

[231] M. Vivier et al., *Proposal of Sculptor dwarf galaxy*, interne à la collaboration H.E.S.S.

[232] H. J. Voelk, K. Bernlohr, *Imaging very high energy gamma-ray telescopes*, Experimental Astronomy, 25, 173-191 (2009)

[233] T. C. Weekes et al., *Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique*, Astrophysical Journal, 342 379-395 (1989)

[234] K. W. Weiler, R. A. Sramek, *Supernovae and supernova remnants*, Annual review of astronomy and astrophysics, 26 295-341 (1988)

[235] S. D. M. White, M.J. Rees, *Core condensation in heavy halos - A two-stage theory for galaxy formation and clustering*, Royal Astronomical Society, Monthly Notices, 183 341-358 (1978)

[236] M. I. Wilkinson, J. T. Kleyna, N. W. Evans, G. F. Gilmore, M. J. Irwin, E. K. Grebel, *Kinematically Cold Populations at Large Radii in the Draco and Ursa Minor Dwarf Spheroidal Galaxies*, The Astrophysical Journal, 611 L21-L24 (2004)

[237] B. Willman, M. R. Blanton, A. A. West, J. J. Dalcanton, D. W. Hogg, D. P. Schneider, N. Wherry, B. Yanny, J. Brinkmann, *A New Milky Way Companion : Unusual Globular Cluster or Extreme Dwarf Satellite ?*, The Astronomical Journal, 129 2692-2700 (2004)

[238] L. Woltjer, *Supernova Remnants*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 10 129 (1972)

[239] T. Yamamoto (Auger Collaboration), *The UHECR spectrum measured at the Pierre Auger Observatory and its astrophysical implications*, Conférence "30th International Cosmic Ray Conference", Merida, Mexico (2007)

[240] I. Yusifov et al., *Revisiting the radial distribution of pulsars in the Galaxy*, Astronomy and Astrophysics, 422 545-553 (2004)

[241] F. Zwicky, *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*, Helvetica Physica Acta, 6 110-127 (1933)

"Les gens ont des étoiles qui ne sont pas les mêmes.
Pour les uns, qui voyagent, les étoiles sont des guides.
Pour d'autres elle ne sont rien que de petites lumières.
Pour d'autres qui sont des savants elles sont des problèmes.

Antoine de Saint-Exupéry, Le Petit Prince

Remerciements

Par cette petite page, je voudrais remercier tous ceux qui ont entouré, encouragé, parcipé à ce travail de près ou de loin. Leur aide, chacun à leur manière, m'a permis de mener à bien et de présenter ce travail.

Il y a des endroits où faire de la physique est un plaisir et le LAPP, au coeur des montagnes et accolé à son lac, en fait partie. Je tiens tout d'abord à remercier Yannis Karyotakis pour m'avoir accueillir au sein de son laboratoire. Je remercie également les secrétaires du laboratoire qui ont su me sortir d'un monde qui me dépasse : celui de la complexité administrative.

J'aimerais aussi exprimer une nouvelle fois toute ma gratitude aux membres de mon jury de thèse, pour avoir accepté la lourde tâche d'évaluer mon travail : Yannis Karyotakis, Mosé Mariotti, Mathieu de Naurois, Pierre Salati, Fabian Zomer. Merci à Pierre d'avoir grandement joué son rôle de président du jury, j'ai beaucoup apprécié de recevoir le titre de Docteur de ta part. Un merci tout particulier à Mosè Mariotti d'avoir eu le courage de lire tout ce texte en français. Merci également à Mathieu de Naurois pour sa relecture plus qu'attentive, pour ses conseils et sa patience.

Un énorme Merci à Sylvie Rosier-Lees pour avoir acceptéd'être ma directrice de thèse. Merci pour la confiance que tu m'a accordée et bien sûr pour les conseils éclairés que tu as sus me donner. Les choix que nous avons faits ont montré leur pertinence et ont grandement contribué à la réussite de cette thèse. Merci pour ton soutien et pour tes relectures. Merci de m'avoir fait participer à cette merveilleuse aventure.

Je tiens bien sûr à remercier également tout le groupe H.E.S.S. du LAPP : Giovanni Lammana, Guy Coignet, Jean-Pierre Vialle, Roman Kossakowski pour leurs conseils avisés et leur disponibilité. La richesse de nos interactions m'ont beaucoup appris. Je n'oublie pas non plus les ingénieurs et techniens qui ont fait un travail merveilleux sur H.E.S.S. 2 et tout particulièrement Nadia Fouque et Jean-Luc Panazol avec qui j'ai pu travailler dans une atmosphère des plus conviviales, même si parfois la musique laissait à désirer. Je tiens ici à remercier Loïc Rolland qui a conservé son intérêt pour l'astronomie γ et qui m'a transmis une part de son savoir faire. Merci à Armand Fiassion de m'avoir aidé au jour le jour. Une dédicace particulière à Florent Dubois dont les nombreux sauvetages à toute heure du jour et de la nuit, de Erevan à San Francisco, m'ont permis d'avancer dans la bonne humeur et autour de repas mémorables. Par toutes ces expériences, il est bien plus qu'un simple collègue.

Un grand merci à Mathieu de Naurois, magicien de la programmation, pour ses dépannages, sa disponibilité et sa réactivité, mais surtout pour son soutien et son implication aux moments décisifs.

Merci à Albert, Eben, Maveipi et Toni de l'équipe technique H.E.S.S. en Namibie pour leur aide et leur soutien pendant le shift d'octobre 2009. Une pensée particulière pour Armand et Vincent, pour ces merveilleux moments en Namibie à découvrir la faune et la flore locales et le ciel de l'hemisphère sud.

J'ai une pensée particulière pour les enseignants qui ont contribué à m'amener jusqu'ici. Je

pense en particulier à Gilles Gallin-Martel. Je remercie Damir Busculic, Frank Tuillier, Pascal Chardonnet, Richard Taillet pour leur accueil et leur bienveillance et surtout Daniel Decamp et Luc Frappat pour avoir continué à prendre si bien soin de moi.

Je pense également à tous les Princes ayant accompli leur destinée dans mon bureau ou ailleurs, même si beaucoup d'entre eux se sont fait capturer par des êtres vils, avant que je m'occupe moi même de leur sort... sans eux il n'aurait pas été possible de faire grand chose.

Je remercie également tous ceux qui ont bien voulu prendre part au pot et à qui j'ai lâchement confié cette lourde et importante tâche. Merci à Marianne et Claire pour leurs produits tout frais en provenance directe d'Alsace. Un grand merci à mes cuisinières préférées, ma mère et ma soeur, pour nous avoir fait profiter de votre savoir faire. Une pensée spéciale pour Mickaël que je ne vois pas assez souvent et qui m'a fait l'honneur de sa présence.

J'ai un pensée envers mes coéquipier de thèse d'avoir donné une si bonne ambiance aux laboratoires pendant ces 3 ans : Olivier, Guillaume, Timur, Mathieu. Merci à tous ceux qui on contribué à ces moments de détentes si important : Sean, Timothé, Florian, Guillaume, Daniel, Caroline, Romain, Louis, Iro, Nukri, Gwénaëlle, Julien, Nelly. Merci également à mes amis qui me suivent et me supportent depuis... on ne comptera bientôt plus : Rémi, Christelle, Jennifer, Marie-Laure, Amandine, Arnaud, Benoit, Stéphanie, Nathalie, PCV, Lola, Alice.

Je pense également à ma famille qui a toujours cru en moi sans forcément comprendre ce que je faisais vraiment. Merci à mes parents de m'avoir soutenu, poussé et épaulé dans tous ces moments. Merci à ma soeur, Adeline, ne serait-ce que pour m'avoir hébergé les nuits où je cherchais un toit. Merci à mon frère Matthieu, pour avoir à de maintes reprises ouvert et montré le chemin ; passer après toi n'a pas toujours été facile. Merci à Loïc de m'avoir prêté sa formidable directrive de thèse. Merci également à toi Gisèle.

Un Enorme merci à ma correctrice particulière qui a lu, lu et relu un nombre incalculable de fois toutes ces pages [1]. Je la félicite pour le courage dont elle a fait preuve, elle qui ne connaissant pas du tout ce domaine, a lu et corrigé intégralement ce manuscrit et a contribué à l'améliorer à sa manière. Peut-être pour comprendre ce qui occupait mes jours et mes nuits... Je te remercie Rose-Laurence également pour ton soutien sans faille, ta compréhension, tes attentions et ta patience.

Merci d'avoir contribué dans la joie et la bonne humeur à la bonne réalisation de ces trois années. Merci à tous pour la réalisation d'un rêve, d'un rêve d'enfant.

J'ai également une pensée également pour toi, lecteur, qui s'aventurera au delà de cette page. J'espère que ce voyage te plaira autant qu'à moi.

1. Je tiens à souligner que je prend à ma charge l'intégralité des fautes d'orthographe pouvant subssiter, puisque je suis convaincu que je les ai rajoutées après la $n+1^{ième}$ correction !

Résumé

Le système de télescopes H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) est une expérience constituée de quatre imageurs Cherenkov atmosphériques destinés à observer les rayons gamma de plus de 10 0GeV et jusqu'à quelques dizaines de TeV. En 2012, une seconde phase de l'expérience consistera en l'ajout d'un cinquième télescope de 28 mètres de diamètre au centre du système existant. Au seuil de déclenchement de 15 GeV, les événements ne seront visibles que par ce grand télescope, une nouvelle méthode de reconstruction est proposée. A l'aide de plusieurs réseaux de neurones, l'énergie de gerbes électromagnétiques est bien reconstruite avec une discrimination du fond hadronique efficace à partir de 30 GeV. A basse énergie, la sensibilité totale permettra de détecter une source de quelques pourcent du Crabe en 50 heures. Cette méthode est testée sur les données de H.E.S.S. et s'avère compétitive ; une extension est présentée pour les événements stéréoscopiques. Les tests mis en place pour l'étalonnage des photomultiplicateurs sont présentés ainsi que les résultats obtenus.

Un modèle de propagation de rayons cosmiques a été développé pour étudier l'émission du fond diffus gamma. Pour cela, il a fallu propager les protons et les noyaux hélium dans la galaxie et estimer le taux de pions neutres issus des interactions avec le milieu. La méthode de génération des cartes est décrite jusqu'à leur établissement. Dans le cas de H.E.S.S., j'ai estimé les sensibilités pour les comparer aux flux prédits par la modélisation.

La galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire a été étudiée comme source présumée de matière noire. Pour cela, les données ont été réparties en angles zénithaux similaires pour étudier l'effet du seuil de l'analyse dans les observations en utilisant les analyses les plus performantes de la collaboration H.E.S.S. Les sensibilités de détection ont été améliorées. Aucun excès d'événements notable n'a été observé.

Mots Clés : Astronomie gamma de très haute énergie, imagerie Cherenkov atmosphérique, H.E.S.S., H.E.S.S. 2, matière noire, galaxie naine sphéroïdale du Sagittaire, propagation des rayons cosmiques, analyse multivariable, réseaux de neurones, étalonnage des photomultiplicateurs.

Abstract

The H.E.S.S. telescope (High Energy Stereoscopic System) is an experiment of four imaging Cherenkov Telescope looking on gamma rays from 100GeV to 100TeV. In 2012, the experiment will be upgrades in a second phase with a fifth telescope of 28 m of diameter in the center of the existing system. At the threshold of 15 GeV, electromagnetic shower will be detected only by this big telescope so a new data analysis is needed. A new method based on a multidimensional analysis has been developed. Therefore, the energy of electromagnetic shower is well reconstructed with a good discrimination down to 30 GeV. At low energy, the sensitivity will be at few percent of the Crab in 50 hours. This new method has been tested on H.E.S.S. data and is very competitive with respect to the other energy reconstruction methods ; an extension for stereoscopic events is also shown. The calibration processes and the results of tests of photomultipliers are described.

A propagation model of cosmic rays has been developed to study diffuse gamma ray emission. Protons and helium nuclei have been propagated in the galaxy to estimate the emission of neutral pion decays after an interaction with the interstellar medium. The map production is described form the beginning to the end. I have estimated the sensitivity of H.E.S.S. to the prediction of the model.

The Sagittarius dwarf galaxy is study as a dark matter dominated object. I used the most efficient analysis of the H.E.S.S collaboration and decomposed the data as a function of the zenith angle to decrease the energy threshold.

Keywords : Very high energy astronomy, H.E.S.S., H.E.S.S. 2, IACT, dark matter, Sagittarius dwarf spheroidal galaxy, cosmic ray propagation, multivariate analysis, neural network, photomultiplier test bench.