



HAL
open science

L'astronomie gamma de très haute énergie avec H.E.S.S. Développement d'une analyse multi-variables et application à l'étude de nébuleuses de pulsars

Florent Dubois

► **To cite this version:**

Florent Dubois. L'astronomie gamma de très haute énergie avec H.E.S.S. Développement d'une analyse multi-variables et application à l'étude de nébuleuses de pulsars. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2009. Français. NNT : . tel-00518172

HAL Id: tel-00518172

<https://theses.hal.science/tel-00518172>

Submitted on 16 Sep 2010

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

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

Université de Savoie

THÈSE

présentée par

Florent DUBOIS

pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES

Spécialité : Physique des Particules

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

Soutenue le 18 décembre 2009 devant le jury composé de :

- BALLETT Jean, Rapporteur,
- DEGRANGE Bernard, Rapporteur,
- GRANIER DE CASSAGNAC Raphaël,
- LAMANNA Giovanni, Directeur de thèse,
- KARYOTAKIS Yannis, Examineur,
- PERSIC Massimo, Examineur,
- ROSIER-LEES Sylvie, Co-directrice de thèse.

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Introduction | 1 |
| I Contexte astrophysique | 3 |
| 1 Les rayons cosmiques | 5 |
| 1.1 Découverte des rayons cosmiques | 5 |
| 1.1.1 L'origine extra-terrestre | 5 |
| 1.1.2 Les grandes découvertes | 5 |
| 1.1.3 Composition et énergie | 6 |
| 1.2 Origines des rayons cosmiques | 8 |
| 1.2.1 Les sources | 8 |
| 1.2.2 Accélération des rayons cosmiques | 12 |
| 1.3 Émission et origines des γ | 17 |
| 1.3.1 Émissions synchrotron | 17 |
| 1.3.2 Émissions Compton-inverse | 18 |
| 1.3.3 Rayonnement de freinage ou bremsstrahlung | 19 |
| 1.3.4 Désintégration du pion π^0 | 19 |
| 1.3.5 Annihilation de matière noire | 20 |
| 2 L'avènement de l'astronomie γ | 21 |
| 2.1 L'astronomie γ | 21 |
| 2.1.1 Définition et objectifs | 21 |
| 2.2 Les observatoires spatiaux | 22 |
| 2.2.1 EGRET | 22 |
| 2.2.2 L'observatoire Fermi | 24 |
| 2.2.3 D'autres détecteurs | 25 |
| 2.3 Détection au sol | 25 |
| 2.3.1 Principes de détection | 25 |
| 2.3.2 Les détecteurs Tcherenkov | 27 |
| II L'expérience H.E.S.S. | 29 |
| 3 Situation et description de l'expérience | 31 |
| 3.1 Le choix du site | 31 |
| 3.2 Les installations | 32 |
| 3.2.1 Disposition des télescopes | 32 |

| | | |
|------------|---|-----------|
| 3.2.2 | Les autres mesures | 33 |
| 3.3 | Les télescopes | 34 |
| 3.3.1 | Structure et contrôle des télescopes | 34 |
| 3.3.2 | Configuration des miroirs | 34 |
| 3.3.3 | Réglage des miroirs | 35 |
| 3.3.4 | Contrôle de l'atmosphère | 36 |
| 3.4 | Les caméras | 37 |
| 3.4.1 | Description générale | 37 |
| 3.4.2 | Détection des photons | 38 |
| 4 | Acquisition des données | 43 |
| 4.1 | Le système de déclenchement | 43 |
| 4.1.1 | Introduction | 43 |
| 4.1.2 | Déclenchement local des caméras | 43 |
| 4.1.3 | Déclenchement central | 46 |
| 4.2 | Déroulement des observations | 47 |
| 4.3 | Étalonnage du détecteur | 48 |
| 4.3.1 | Introduction | 48 |
| 4.3.2 | Piédestaux électroniques | 48 |
| 4.3.3 | Test en photon seul | 49 |
| 4.3.4 | Efficacité quantique des photomultiplicateurs | 50 |
| 4.3.5 | Efficacité muonique | 50 |
| 4.4 | Sources supplémentaires d'incertitude | 51 |
| III | Les méthodes standards d'analyse des données | 53 |
| 5 | Méthodes d'analyse | 55 |
| 5.1 | Introduction | 55 |
| 5.2 | Nettoyage des images | 55 |
| 5.3 | Méthode des moments réduits | 56 |
| 5.3.1 | Présentation | 56 |
| 5.3.2 | Reconstruction de l'énergie | 57 |
| 5.3.3 | Reconstruction de la direction | 57 |
| 5.3.4 | Sélection des événements | 58 |
| 5.4 | Modèle semi-analytique | 59 |
| 5.4.1 | Présentation | 59 |
| 5.4.2 | Maximum de vraisemblance et reconstruction | 59 |
| 5.4.3 | Sélection des données | 61 |
| 5.5 | Reconstruction tri-dimensionnelle | 62 |
| 5.5.1 | Présentation | 62 |
| 5.5.2 | Reconstruction des événements | 62 |
| 5.5.3 | Sélection | 62 |
| 5.6 | Comparaison des résultats | 63 |

| | | |
|-----------|--|------------|
| 6 | Soustraction du fond | 65 |
| 6.1 | Régions multiples | 65 |
| 6.2 | Intégration sur un anneau | 66 |
| 6.3 | Méthode "Template" | 67 |
| 6.4 | Méthode On/Off alternés | 67 |
| 6.4.1 | Présentation | 67 |
| 6.4.2 | Recherche d'acquisitions Off | 68 |
| 6.4.3 | Étude des systématiques | 68 |
| 6.5 | Des résultats significatifs? | 69 |
| | | |
| IV | Combinaison des variables : la méthode Xeff | 71 |
| | | |
| 7 | La variable Xeff | 73 |
| 7.1 | Introduction | 73 |
| 7.2 | Complémentarité des méthodes d'analyse | 74 |
| 7.3 | La méthode d'analyse combinée X_{eff} | 74 |
| 7.4 | Les présélections | 75 |
| 7.4.1 | Calcul des fonctions de densité de probabilité | 77 |
| 7.5 | La variable η | 80 |
| 7.5.1 | Calcul par minimisation du Likelihood | 80 |
| 7.5.2 | Résultats sur des données | 81 |
| 7.6 | Choix des coupures | 83 |
| 7.6.1 | Qualité de l'analyse | 84 |
| 7.7 | Principe de la reconstruction | 85 |
| 7.7.1 | Méthode de combinaison | 85 |
| 7.7.2 | Calcul des poids | 87 |
| 7.8 | Résultats de la reconstruction | 87 |
| 7.9 | Analyse spectrale | 89 |
| 7.9.1 | Détermination du spectre | 89 |
| 7.9.2 | Résultats de l'analyse Xeff | 91 |
| 7.9.3 | Conclusions | 92 |
| 7.10 | Validation de la méthode | 94 |
| 7.10.1 | Introduction | 94 |
| 7.10.2 | Sources galactiques | 95 |
| 7.10.3 | Sources extra-galactiques | 97 |
| 7.10.4 | Conclusion | 99 |
| | | |
| V | L'étude des nébuleuses de pulsar | 101 |
| | | |
| 8 | Les nébuleuses de pulsars | 103 |
| 8.1 | Présentation | 103 |
| 8.2 | Un moteur : le pulsar | 104 |
| 8.2.1 | Origine | 104 |
| 8.2.2 | Les paramètres caractéristiques | 105 |
| 8.2.3 | Un champ magnétique à l'origine de l'accélération des rayons cosmiques | 106 |
| 8.3 | Un peu de théorie sur les nébuleuses de pulsar | 107 |

| | | |
|-----------|---|------------|
| 8.3.1 | Évolution des nébuleuses | 107 |
| 8.3.2 | Distribution spectrale : l'exemple du Crabe | 110 |
| 8.3.3 | Refroidissement des électrons | 112 |
| 9 | Vela X | 113 |
| 9.1 | Présentation de la source | 113 |
| 9.1.1 | Les caractéristiques | 113 |
| 9.1.2 | Observations en radio | 115 |
| 9.1.3 | Observations en rayons X | 115 |
| 9.1.4 | Observations en γ | 116 |
| 9.2 | De nouvelles observations avec H.E.S.S. | 117 |
| 9.2.1 | Les objectifs | 117 |
| 9.2.2 | Description des observations | 118 |
| 9.2.3 | Méthode d'analyse | 119 |
| 9.3 | L'extension de la source | 121 |
| 9.3.1 | Les régions d'analyse | 121 |
| 9.3.2 | Résultats statistiques de l'analyse | 123 |
| 9.3.3 | La reconstruction du spectre | 124 |
| 9.4 | Morphologie d'une nébuleuse de pulsar | 128 |
| 9.4.1 | Les objectifs | 128 |
| 9.4.2 | Morphologie au TeV | 129 |
| 9.4.3 | Dépendance avec l'énergie | 130 |
| 9.4.4 | Comparaison multi-longueur d'ondes | 139 |
| 9.5 | Conclusions | 140 |
| 10 | Deux prototypes de PWNe | 143 |
| 10.1 | Introduction | 143 |
| 10.2 | G0.9+0.1 | 143 |
| 10.2.1 | Une nébuleuse voisine du centre galactique | 143 |
| 10.2.2 | Les observations | 145 |
| 10.2.3 | Résultats | 145 |
| 10.3 | MSH 15-52 | 150 |
| 10.3.1 | Une source étendue aux très hautes énergies | 150 |
| 10.3.2 | Les observations | 151 |
| 10.3.3 | Résultats | 152 |
| 10.4 | Discussion | 155 |
| VI | Nouveaux développements dans HESS | 159 |
| 11 | H.E.S.S. en phase II | 161 |
| 11.1 | Présentation | 161 |
| 11.1.1 | Les objectifs | 161 |
| 11.1.2 | Caractéristiques du télescope | 163 |
| 11.2 | Acquisition des données | 167 |
| 11.2.1 | Électronique de la caméra | 167 |
| 11.2.2 | Système de Déclenchement | 167 |
| 11.2.3 | Performance du système | 168 |

| | | |
|--------|--|------------|
| 11.3 | Étalonnage des photomultiplicateurs | 169 |
| 11.3.1 | Les photomultiplicateurs | 169 |
| 11.3.2 | Le banc de test | 171 |
| 11.3.3 | Présentation des différents tests | 173 |
| 11.3.4 | Conclusion | 180 |
| | Conclusions | 181 |
| | A Calcul des matrices de covariances | 183 |
| A.1 | Expression des poids | 183 |
| A.2 | Détermination des paramètres de la matrice | 184 |
| | B Vérification des mesures sur Vela X | 189 |
| B.1 | Introduction | 189 |
| B.2 | Cartes du ciel | 189 |
| B.3 | Profils | 191 |
| B.4 | Analyse spectrale | 191 |
| | C Unités et constantes | 195 |
| | Table des figures | 197 |
| | Liste des tableaux | 201 |
| | Bibliographie | 203 |
| | Remerciements | 209 |

Introduction

Découverts au début du siècle dernier, les rayons cosmiques demeurent une source de questionnement. L'existence de particules chargées, atteignant des énergies colossales de l'ordre de 10^{20} eV, demeure mal expliquée. Depuis un siècle environ, la détection et l'étude des rayons cosmiques a néanmoins fait des progrès conséquents, jusqu'à établir un spectre complet sur douze ordres de grandeur en énergie et vingt-sept ordres de grandeur en flux.

Cependant, toutes ces observations n'ont pas permis de répondre clairement à la question : où ces particules sont-elles accélérées ? En effet, les particules chargées sont constamment déviées par les champs magnétiques galactiques et toute l'information relative à leur lieu d'origine est perdue. Une solution consiste à observer les traces laissées par ces particules sur leur passage lors d'interactions avec le milieu interstellaire, avec les fonds de photons, ou même avec le champ magnétique. Ces traces sont observées aujourd'hui sous forme de photons à toutes les énergies, des ondes radio jusqu'aux rayons γ aux très hautes énergies. Ce sont ces derniers qui nous intéressent ici.

Depuis une vingtaine d'années environ, des détecteurs dédiés à l'observation du ciel aux très hautes énergies ont été construits. Les dernières générations bâties sous forme de réseaux de télescopes tels que H.E.S.S. , fonctionnent depuis quelques années déjà. La détection repose sur le principe d'émissions brèves, ou émissions Tcherenkov, émises par des cascades de particules engendrées par des γ entrant dans l'atmosphère. De nombreuses découvertes ont été réalisées sur l'origine des rayons cosmiques, notamment grâce à l'utilisation de méthodes d'analyses robustes, s'appuyant sur les informations disponibles.

Parmi les découvertes, on remarquera les nébuleuses de pulsars nées à la suite d'une supernova résultant de l'effondrement d'une étoile massive sur elle-même. Ces sources sont observées à toutes les longueurs d'onde et constituent une grande part des sources observées dans le plan galactique dans cette gamme d'énergies. Leur grand nombre permet également une étude approfondie de leur évolution et des processus qui interviennent tout au long de cette évolution.

Cette thèse présente les dernières avancées dans le domaine de l'astrophysique des très hautes énergies. Après une première partie présentant le contexte physique et historique associé aux γ de très hautes énergies, seront présentés, dans deux parties successives, le détecteur H.E.S.S. et les méthodes d'analyses qui ont permis les plus récentes découvertes dans ce domaine de la physique.

À partir d'ici, une analyse multi-variables combinant les informations issues des différentes méthodes déjà implémentées dans la chaîne d'analyse, sera détaillée. Il s'agit de développer des méthodes pour augmenter la sensibilité du détecteur mais également pour améliorer la qualité de la reconstruction de l'énergie et de la direction d'origine des rayons γ .

Forte de ces améliorations, une étude détaillée de trois nébuleuses de pulsar sera présentée dans une cinquième partie. Une émission en γ de très haute énergie en provenance de ce type de sources a déjà été mise en évidence. La variété des morphologies et des extensions, qui dépendent entre autres de l'âge et de l'énergie, font d'elles des sources particulièrement com-

plexes. Une analyse à différents âges permet de comprendre les mécanismes intervenant dans leur évolution, et l'influence de l'environnement. Trois exemples, qui se distinguent par leur âge et leur morphologie, seront étudiés ici : Vela X, la plus âgée, suivi de G0.9+0.1 et MSH 15-52.

Enfin, le futur de l'expérience H.E.S.S. sera développé. Afin d'étendre la gamme d'étude vers les plus basses énergies, un cinquième télescope est en construction. Les caractéristiques de ce nouvel élément seront présentées dans cette partie. La caméra étant un élément majeur de ce nouveau détecteur, l'étalonnage des photomultiplicateurs, en partie réalisé au LAPP, sera également détaillé.

Première partie
Contexte astrophysique

1

Les rayons cosmiques

1.1 Découverte des rayons cosmiques

1.1.1 L'origine extra-terrestre

La physique des hautes énergies a vu le jour au début du XX^{ème} siècle, grâce à l'électroscope. Cet appareil contient deux feuilles métalliques qui, une fois chargées se repoussent. Lorsque l'air environnant est ionisé, les deux feuilles se déchargent et retrouvent leur position initiale. Le phénomène apparaît d'autant plus vite que l'air est ionisé. Cet outil, très simple d'utilisation, a permis de mettre en évidence la présence d'un rayonnement ionisant l'atmosphère.

En 1901, Wilson montre que la décharge de l'appareil était identique sous terre et à la surface de la terre. Rutherford voit dans ce résultat une contamination par la radioactivité naturelle de la roche. En 1910, les expériences au sommet de la tour Eiffel pratiquées par le père T. Wulf mettent en évidence une décroissance de l'intensité du rayonnement ionisant avec l'altitude, confirmant dans un premier temps les déductions de Rutherford.

Cependant, V. F. Hess découvre lors de vols en ballon entre 1911 et 1913 (figure 1.1), qu'au-delà de 700 mètres environ, la tendance observée précédemment s'inversait : l'intensité de ce mystérieux rayonnement augmentait de nouveau. La déduction de Hess [1] est la suivante : "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".

1.1.2 Les grandes découvertes

Quant à la nature même de ce rayonnement, la question reste ouverte durant plusieurs années. Le débat fait rage entre R. Milikan, défendant l'idée que ce rayonnement est composé de photons γ (d'où le nom de "rayonnement cosmique"), et A. Compton, partisan d'un flux de particules chargées. Pourtant, J. Clay observe en 1927 une variation de l'intensité avec la latitude, signe que ce rayonnement est affecté par le champ magnétique de la Terre. Ces résultats tendent à montrer une composition de particules chargées et non de photons γ , qui ne seraient pas affectés par le champ terrestre. La question est définitivement tranchée en

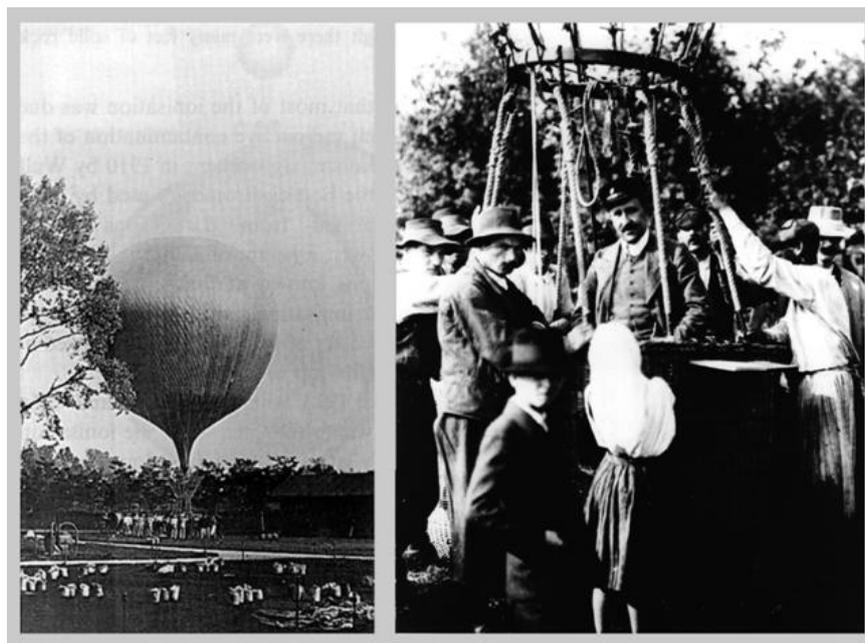


FIGURE 1.1 – V. Hess dans ses préparatifs de vols en ballon afin de mesurer la variation d'intensité du rayonnement cosmique à haute altitude. (Photographies tirées de [2]).

1933 lorsque B. Rossi et T. Johnson montrent indépendamment que les rayons cosmiques sont composés essentiellement de particules chargées positivement (respectivement en Érythrée et au Mexique).

Grâce à de nouveaux instruments, et notamment la chambre à brouillard développée par C. T. R. Wilson, l'étude des rayons cosmiques apporte de nouvelles découvertes et surtout de nouvelles particules : le positron (ou anti-électron) en 1930 par C. Anderson, dont l'existence est prédite par P. Dirac, le muon en 1936 par S. H. Neddermeyer et C. Anderson, les pions π^+ et π^- (prédits par H. Yukawa en 1935) en 1947 par C. Powell, C. Lattes et G. Occhialini, puis entre 1949 et 1953, différentes particules dites "étranges" sont observées.

À partir de ce moment, ce pan de la physique s'est scindé en deux : la physique des particules, dédiée à l'étude des propriétés des particules et portée en France par L. Leprince-Ringuet, et l'astrophysique des hautes énergies soutenue par P. Auger, visant à déterminer la composition des rayons cosmiques et également leurs origines, toujours inconnues à l'époque.

1.1.3 Composition et énergie

De la distribution en énergies des rayons cosmiques, l'extension est la plus frappante : douze ordres de grandeurs en énergies, trente-deux en flux. Le spectre se décompose en quatre parties :

- en deçà de 10^{10} eV, les rayons cosmiques, sensibles à la magnétosphère solaire, sont plus difficilement observables depuis la Terre, située dans le plan équatorial.
- entre 10^{10} et $\sim 5 \times 10^{15}$ eV, la distribution suit une loi de puissance d'indice 2,7. La rupture à haute énergie est appelée le "genou". Le flux à cet énergie est d'environ une particule par mètre carré et par an.
- entre 5×10^{15} et environ 10^{19} eV, le spectre devient plus mou, mais suit toujours une loi de puissance d'indice 3,1. Au point d'énergie la plus élevée (noté conventionnellement la

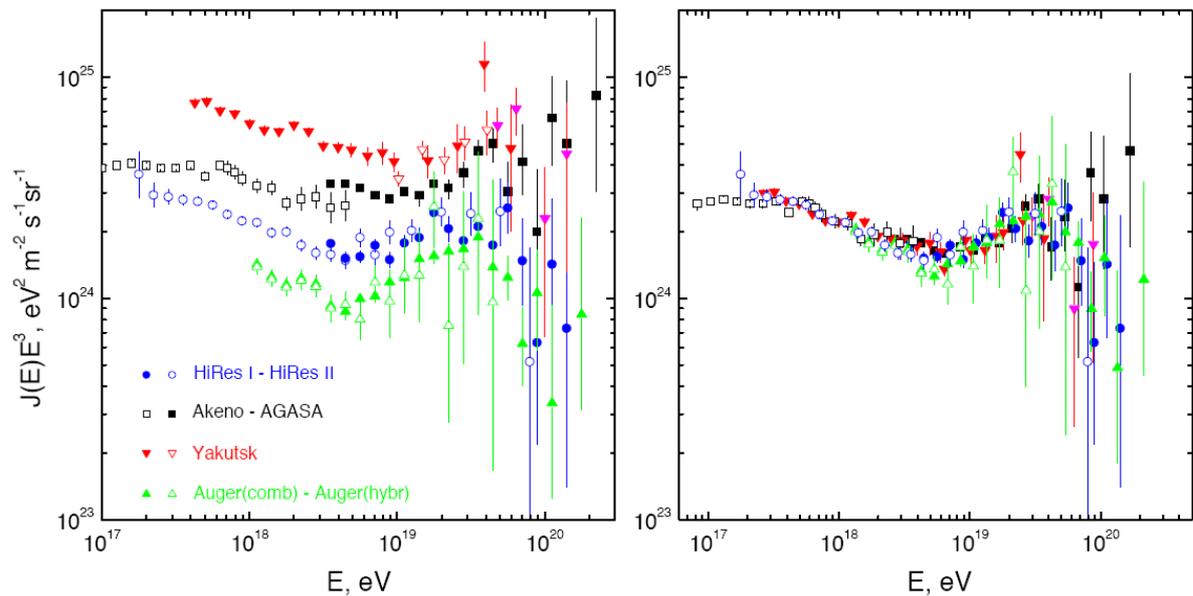
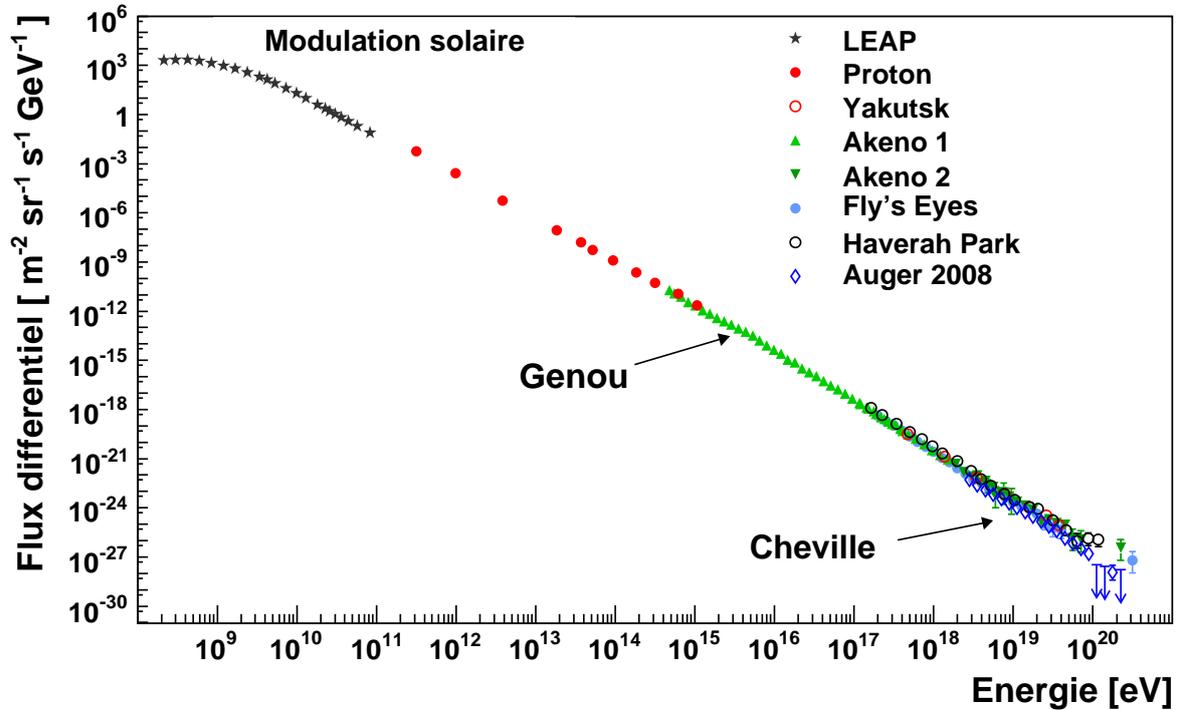


FIGURE 1.2 – *En haut* : Distribution en énergie des rayons cosmiques. Les valeurs sont issues des références [3] à [9]. *En bas à gauche* : Comparaison du flux mesuré par différents observatoires aux ultra hautes énergies. *En bas à droite* : Après correction de la normalisation, la coïncidence de la forme des spectres apparaît

"cheville"), le flux n'est plus environ que d'une particule par kilomètre carré et par an.

- au-delà de la cheville, le spectre devient de nouveau plus dur avec une loi de puissance d'indice 2,69 [9]. L'expérience Auger a également pu mettre en évidence une coupure exponentielle du flux à une énergie de $\sim 10^{19}$ eV [9].

La cassure au niveau du genou peut être expliquée par l'origine des rayons cosmiques : elle traduit la limite d'un type de sources à accélérer les particules au-delà de cette énergie. Lorsque le rayon de Larmor $r_g = \frac{mc^2}{eB} \sqrt{\left(\frac{T+mc^2}{mc^2}\right)^2 - 1}$ d'une particule de masse m , de charge e et d'énergie cinétique T dans un champ B , dépasse le rayon de la source qui l'accélère, elle n'est plus confinée ; elle s'échappe alors et n'est plus accélérée. Différentes observations ont également mis en évidence la présence d'un second genou à une énergie plus élevée, probablement dû au fait que les éléments les plus massifs (noyaux de fer) peuvent atteindre une énergie plus haute avant de s'échapper [10]. La cheville, seconde transition située légèrement en dessous de 10^{19} eV, s'explique également par un changement d'origine des rayons cosmiques. En tenant compte du champ magnétique de la Voie Lactée, de l'ordre de quelques μG , et de son rayon (15 kpc), l'énergie minimale pour qu'une particule puisse s'échapper de la galaxie est comprise entre 10^{18} et 10^{19} eV. Enfin la coupure exponentielle est une limite physique prédite théoriquement [11][12] : les particules, émises à des distances cosmologiques, perdent leur énergie lors de réactions de photo-production sur le fond micro-onde (CMB pour cosmic microwave background) conduisant à la formation de pions et de nucléons. Cette coupure limite également l'horizon des particules à quelques mégaparsecs au-delà de 10^{20} eV, et donc le nombre de sources visibles.

La composition des rayons cosmiques est extrêmement étudiée. On trouve environ 1% d'électrons pour 99% de nucléons. Ces derniers sont composés approximativement de 89% de protons, 10% de noyaux d'hélium et enfin 1% de noyaux plus lourds. Cette composition est très similaire à celle du système solaire, comme le montre la figure 1.3 ; elle suggère que la composition de la galaxie est relativement homogène. Il demeure cependant quelques différences, les plus importantes étant :

- une surabondance des éléments lourds (en dessous du fer) par rapport à l'hydrogène (proton) à l'hélium
- une surabondance en éléments plus légers (lithium, béryllium et bore), qui sont produit lors de réaction de spallation (désintégration de noyaux lors de collisions) durant la propagation des rayons cosmiques.

Un effort important a également été réalisé autour du genou, bien que les mesures restent encore difficiles à interpréter. Aux plus hautes énergies, à partir de la cheville, la composition n'est pas connue (la question d'une composition à base de protons uniquement ou de noyaux plus lourds est toujours débattue). Bien que la composition des rayons cosmiques ne soit pas le sujet étudié dans cette thèse, on soulignera, pour une compréhension approfondie de l'origine des rayons cosmiques, l'importance de la reconstruction des différents paramètres des rayons cosmiques, à savoir, l'énergie, la masse et la direction lorsque cela est possible.

1.2 Origines des rayons cosmiques

1.2.1 Les sources

Bien que les mécanismes d'accélération ne soient pas encore parfaitement compris, différentes sources de rayons cosmiques ont été mises en évidence. Elles sont caractérisées par une luminosité, une extension, un champ magnétique qui délimitent l'énergie maximale acquises

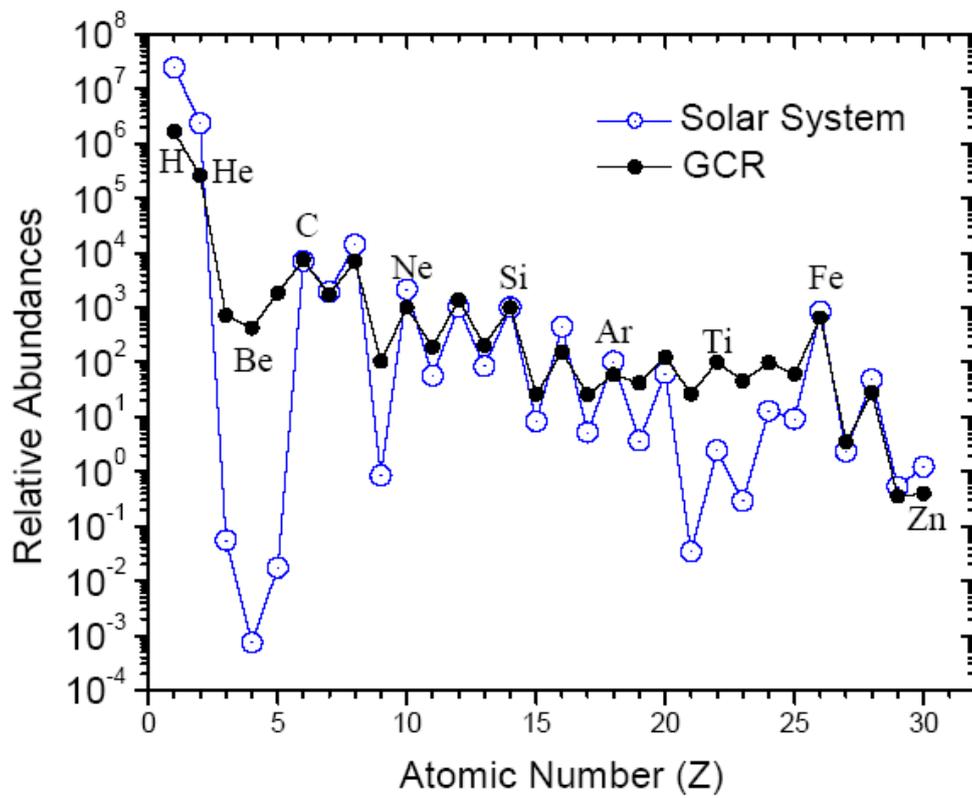


FIGURE 1.3 – Composition des rayons cosmiques et comparaison avec la composition du système solaire, réalisée par M. Israel [13].

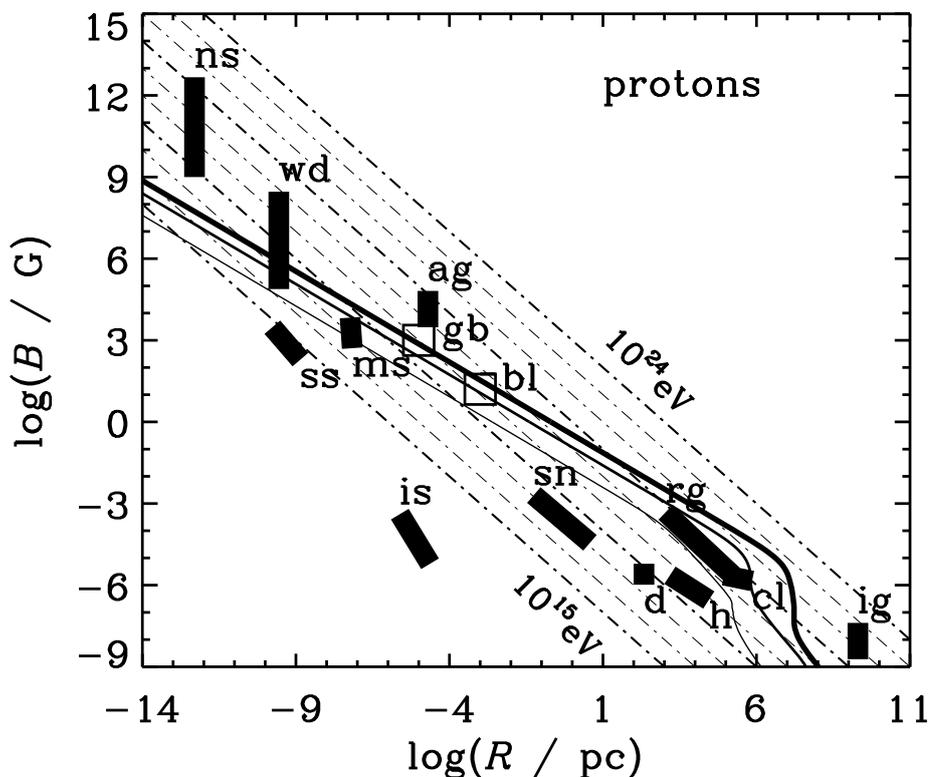


FIGURE 1.4 – Diagramme de Hillas : les rectangles noirs indiquent les régions de l'espace des paramètres (champ magnétique B et rayon de la source R) occupées par les sources à l'origine de l'accélération des rayons cosmiques : étoiles à neutrons (ns), naines blanches (wd), éruptions solaires (ss), des magnetars (ms) (pulsars au champ magnétique élevé $\sim 10^{15}\text{G}$), noyaux actifs de galaxie (ag) (dont les blazars (bl)), sursauts γ (gb), milieu interstellaire (is) et intergalactiques (ig), restes de supernovae (sn), lobes de radio-galaxies (rg), plan galactique (d), halo (g), amas de galaxies (cl). L'image est produite par Torres et al. [14].

par les particule. La figure 1.4 présente une liste complète des types de sources connues. L'énergie maximale des particules accélérées y est exprimée en fonction du rayon de giration R et de l'intensité du champ magnétique B . Les traits continus indiquent l'énergie maximale que peuvent atteindre les protons dans une onde de choc avant de s'échapper pour différentes vitesses β de propagation de l'onde ($\beta = c$ pour le trait épais). Les différentes sources observées ou recherchées par H.E.S.S. sont brièvement décrites par la suite.

1.2.1.1 Les sources galactiques

Restes de supernovae (SNR) : les supernovae sont des événements violents dans la vie des étoiles, conduisant à une brutale augmentation de leur luminosité jusqu'à atteindre une magnitude absolue de -19. Deux mécanismes expliquent ces observations et sont liés à deux types de supernovae. Les supernovae de type II trouvent leur origine dans l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive ($> 9 M_{\odot}$) en fin de vie. La réaction de fusion du silicium conduisant à la formation du fer ne produit pas suffisamment d'énergie pour enrayer l'effondrement des couches

supérieures sous l'effet de la gravitation. Lorsque l'équilibre entre la pression gravitationnelle et la pression quantique des électrons est rompu, les atomes de fer sont photodissociés, et un cœur constitué de neutrons se forme. Les couches externes s'effondrent et rebondissent violemment sur le noyau et emportent une partie de l'énergie issue de la photodissociation. Selon sa masse, l'effondrement final du noyau conduit à la formation d'une étoile à neutrons ou d'un trou noir.

Les supernovae de type Ia ont une origine tout autre : dans un système binaire, une étoile ayant achevé la combustion de l'hydrogène (une naine blanche) absorbe par gravitation les couches externes de sa voisine. Quand la masse de la naine blanche atteint une masse critique nommée masse de Chandrasekhar égale à $1,4M_{\odot}$, la pression gravitationnelle conduit à une augmentation de la température pour amorcer les réactions de fusions du carbone en atomes plus lourds. Ces réactions sont exothermiques et provoquent l'explosion de l'étoile. L'énergie libérée est de l'ordre de 10^{51} ergs. Ces supernovae sont qualifiées de thermonucléaires.

Quel que soit le type de supernova, les couches externes des étoiles sont éjectées à une vitesse supérieure à la vitesse du son dans le milieu interstellaire. Une onde de choc se forme alors à la frontière entre les éjecta et le milieu interstellaire. Par réaction, une seconde onde de choc se crée et se propage vers l'intérieur du vestige.

Pulsar et nébuleuses de pulsars ou plérion (PWN) : comme il a été dit, une supernova peut conduire à la création d'une étoile à neutrons. En rotation rapide (par conservation du moment cinétique lors de l'effondrement), elle se caractérise par un champ magnétique très élevé dont l'axe n'est généralement pas aligné avec l'axe de rotation. Ceci se traduit par des pulsations observées initialement en radio, et à l'origine du nom de pulsar (de l'anglais *pulsating radio source*) Le densité d'énergie magnétique est si élevée que des paires électron-positon se créent spontanément, et sont ensuite accélérées sous l'effet du champ magnétique. Ces particules forment alors une nébuleuse autour du pulsar, détectables aux plus hautes énergies.

Le plan galactique : Émises et accélérées lors des explosions de supernovae, ou lors de tout autre événement, de nombreuses particules parcourent la galaxie. Confinées par le champ magnétique, elles interagissent avec le milieu interstellaire, plus dense dans le plan de la galaxie, et émettent un rayonnement électromagnétique (notamment des rayons γ).

Formation d'étoiles : Lors de la formation stellaire, un disque d'accrétion se forme autour de la proto-étoile. 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 accélérées. Ce mécanisme se retrouve également dans certains systèmes binaires : l'accrétion de matière vers l'astre le plus dense conduit également à la création d'un jet.

1.2.1.2 Les sources extragalactiques

Noyaux actifs de galaxies (AGN) : Au centre des galaxies les plus massives se situe généralement un trou noir extrêmement massif (plusieurs millions de masses solaires). Si la plupart sont invisibles (ils ne se signalent que par les perturbations gravitationnelles) d'autres le sont beaucoup moins : il s'agit des noyaux actifs de galaxie (AGN). Le trou noir attire la matière environnante qui forme un disque d'accrétion. Des observations ont montré une intense émission depuis le centre de certaines galaxies, qui peut s'étendre des ondes radio jusqu'aux γ de très haute énergie. Parmi les AGN, différentes classes ont été définies (blazars, galaxies de

Seyfert, radio galaxies, quasars), selon l'existence d'une émission en radio, la présence d'un jet, et son orientation par rapport à la direction d'observation.

Les sursauts γ : Appelés également GRB (de l'anglais *gamma-ray burst*), les sursauts γ sont de brèves émissions de rayons γ , avec une durée comprises entre quelques millisecondes et quelques minutes. Situés à des distances cosmologiques (plusieurs milliards d'années-lumière), ces phénomènes sont les plus violents observés dans l'univers. Selon la durée du sursaut, ils sont associés à l'explosion d'étoiles massives ou hypernovae dans le cas des sursauts longs, ou à la fusion d'objets compacts (étoiles à neutrons ou trous noirs) dans le cas des sursauts courts.

1.2.2 Accélération des rayons cosmiques

1.2.2.1 Mécanisme de Fermi de 2nd ordre

En 1949, E. Fermi proposa un mécanisme d'accélération des particules chargées [15] basé sur un gain aléatoire d'énergie par diffusion sur des nuages magnétiques (figure 1.5-(a)), correspondant aux régions plus denses du milieu interstellaire et dans lesquelles le champ magnétique est plus élevé. Dans le référentiel de la perturbation, le champ magnétique courbe la trajectoire de la particule, mais le module du vecteur vitesse reste inchangé. Au contraire, lorsque le nuage se déplace à une vitesse \mathbf{V} , le champ magnétique peut être considéré comme un champ électrique. Le gain en énergie d'une particule évoluant à une vitesse \mathbf{v} lors de la collision a pour expression :

$$\Delta E = E_f - E_i = 2\Gamma^2 \left(\frac{\mathbf{V}^2}{c^2} - \frac{\mathbf{V} \cdot \mathbf{v}}{c^2} \right) E_i \quad (1.1)$$

Il y a alors un gain ou une perte en énergie cinétique selon les cas :

- pour une collision frontale (le produit scalaire $\mathbf{V} \cdot \mathbf{v}$ est négatif), elle gagne de l'énergie,
- pour une collision fuyante (le produit scalaire $\mathbf{V} \cdot \mathbf{v}$ est positif), elle perd de l'énergie.

A priori, la probabilité d'avoir des collisions frontales ou fuyantes étant la même, le gain moyen en énergie devrait être nul. Il n'en est rien. Le taux de collision R en fonction des vitesses de la particules (\mathbf{v}) et de la perturbation (\mathbf{V}) s'écrit :

$$R \simeq N\sigma v \left(1 - \frac{\mathbf{V} \cdot \mathbf{v}}{v^2} \right) \quad (1.2)$$

où N , σ et v sont respectivement la densité des nuages magnétiques, leur section efficace, et la norme de la vitesse de la particule.

Le gain moyen en énergie ΔE vaut alors :

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \simeq \frac{8V^2}{3c^2} = \frac{8}{3}\beta^2 \quad (1.3)$$

On démontre ainsi qu'un gain moyen en énergie résulte de diffusions de particules sur des nuages magnétiques, et qu'il dépend du second ordre de β , justifiant ainsi les termes : "Mécanisme d'accélération de Fermi du second ordre".

De ceci découle une distribution en loi de puissance des particules. En effet, l'équation d'évolution de la population de particules s'écrit :

$$\frac{dn(E, t)}{dt} + \frac{\partial}{\partial E} \left[\left\langle \frac{E}{t} \right\rangle n(E, t) - \frac{\partial}{\partial E} (Dn(E, t)) \right] \simeq -\frac{n}{t_{ech}} + Q(E, t) \quad (1.4)$$

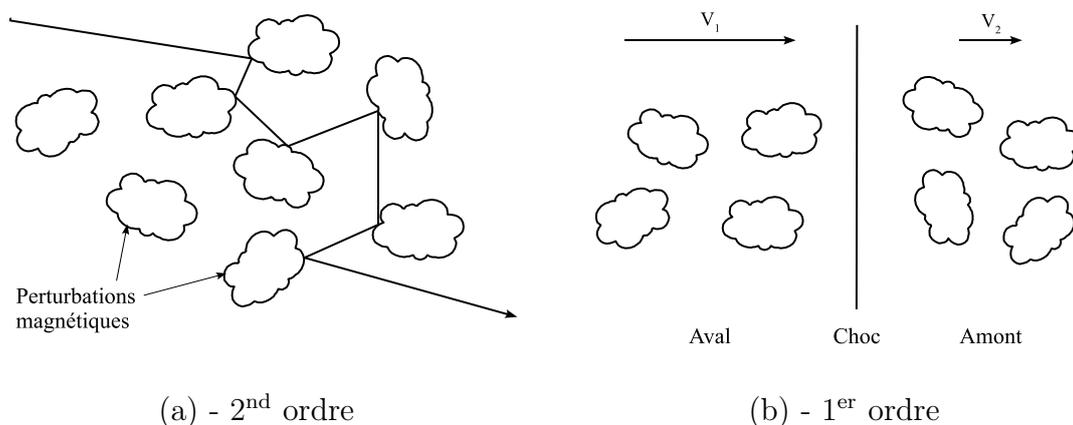


FIGURE 1.5 – Mécanisme d'accélération de Fermi du second ordre : les particules sont accélérées par diffusion sur des nuages magnétiques.

où D est le coefficient de diffusion, Q la source de particule et t_{ech} le temps caractéristique durant lequel une particule est accélérée. Pour un état stationnaire, en négligeant les termes de diffusion et les sources, et en posant $\alpha = 8/3.N\sigma\beta^2$, l'équation précédente se réduit à :

$$-\frac{d}{dE}(\alpha n(E)) - \frac{n}{t_{ech}} \simeq 0 \quad (1.5)$$

équation dont la solution est de la forme : $n(E) \propto E^{-p}$. L'indice spectral p est donc défini par : $p = 1 + (\alpha t_{ech})^{-1}$. Ce mécanisme permet donc de retrouver les distributions en loi de puissance observées pour les rayons cosmiques. Le processus peut être accéléré par les ondes d'Alfvén qui produisent les mêmes effets que des nuages magnétiques, mais se déplacent plus vite, augmentant par là même le facteur β . Cependant, la dépendance en β^2 rend le gain en énergie peu efficace. C'est pourquoi un autre mécanisme a été proposé ultérieurement.

1.2.2.2 Mécanisme de Fermi de 1^{er} ordre

Ce mécanisme se produit dans un milieu parcouru par une onde de choc. Les nuages magnétiques se déplacent à une vitesse \mathbf{V}_1 en aval du choc et à une vitesse \mathbf{V}_2 en amont (figure 1.5 - (b)). En se plaçant dans un référentiel lié à l'onde de choc, tout se passe comme si deux milieux se rapprochent vers le choc à la vitesse $\mathbf{V} = \mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2$. Par conséquent, les particules diffusent uniquement par le biais de collisions frontales : elles gagnent de l'énergie à chaque passage du choc. Le gain moyen vaut :

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \simeq \frac{4}{3} \frac{V_1 - V_2}{c} = \frac{4}{3} \beta \quad (1.6)$$

La dépendance en β (et non β^2) donne au mécanisme du premier ordre une efficacité d'accélération supérieure à celle obtenue pour le second ordre. Ces ondes de choc sont fréquemment présentes dans notre Galaxie et au-delà. Elles sont associées à divers objets accrétant de la matière ou associés à des jets : nébuleuses de pulsars, vestiges de supernovae en coquille, terminaison de vents stellaires ou de jets, etc.

1.2.2.3 Accélération par onde de choc diffusive (DSA)

L'accélération par onde de choc diffusive est à l'heure actuelle le mode d'accélération privilégié par les théoriciens. Les fondements théoriques de ce modèle s'appuient sur l'idée originale de Fermi proposée en 1949. Son application aux vestiges de supernovae ne date toutefois que de la fin des années 1970. Ce mécanisme s'appuie sur deux ingrédients majeurs : la présence d'une onde de choc et de centres diffuseurs pour les particules et le champ magnétique. Le premier ingrédient, comme il a déjà été dit au paragraphe précédent, n'est pas rare dans la galaxie et peut être présent dans différents types de sources. Les ondes du champ magnétique sont elles aussi très présentes dans les plasmas magnétisés du milieu interstellaire.

Ce modèle d'accélération par ondes de chocs diffusives a été initialement développé à la fin des années 1970, par G. F. Krymskii [16], puis repris ensuite par W. I. Axford et al. [17], R. A. Bell [18][19] et R. D. Blandford et al. [20]. Le champ magnétique est l'élément clé dans le processus d'accélération par onde de choc diffusif. Les ondes magnétiques se propageant dans les plasmas permettent de coupler les particules de haute énergie à des objets macroscopiques tels que les vestiges de supernova. Les turbulences du champ magnétique diffusent en effet les particules de haute énergie et contribuent à les confiner dans la région d'accélération. Parmi les différents types d'onde du champ magnétique, les ondes Alfvén sont des ondes non compressives transverses qui se propagent au sein des plasmas. La vitesse de propagation de ces ondes est définie par :

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}} \simeq 2.2 \text{ km/s} \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^3} \right) \quad (1.7)$$

Le champ magnétique dévie les particules chargées, qui vont suivre des trajectoires hélicoïdales autour des lignes de champ magnétique du milieu. Le rayon de giration des particules, ou rayon de Larmor est donné par la relation :

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (1.8)$$

où v_{\perp} est la vitesse transverse de la particule, relativement aux lignes de champ B , m et q étant respectivement la masse et la charge de particule. Pour des particules relativistes, cette relation peut s'écrire sous cette forme :

$$r_L = 1.1 \text{ pc} \left(\frac{E}{1 \text{ PeV}} \right) \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \quad (1.9)$$

La propagation de la particule le long de la ligne de champ va être déterminée par l'angle d'attaque α de la particule défini entre le vecteur de vitesse de particule et l'axe de la ligne de champ. Une interaction efficace va pouvoir avoir lieu entre les ondes déformant les lignes de champ et les particules se propageant autour. L'interaction sera maximale pour la résonance intervenant lorsque la longueur d'onde est du même ordre de grandeur que le rayon de Larmor de la particule, $\lambda \sim r_L$. L'équation d'onde satisfait alors la condition suivante :

$$\omega - kv_{\parallel} = n\Omega \quad (1.10)$$

où ω et k sont la pulsation et le vecteur de l'onde magnétique, où Ω et v_{\parallel} sont la fréquence de rotation de la particule et sa vitesse longitudinale relativement aux lignes de champ et où n est un entier. Lorsque ces conditions sont satisfaites, alors l'angle d'attaque subit une modification proportionnelle à l'amplitude de la perturbation. Cette modification d'angle d'attaque par une interaction résonante peut être écrite sous la forme suivante :

$$\frac{\delta\alpha}{2\pi} \simeq \frac{\delta B}{B} \sin\phi \quad (1.11)$$

où ϕ est la phase de l'onde. Du fait du caractère aléatoire de la phase d'ondes incohérentes se superposant, la variation d'angle d'attaque subie par la particule est en moyenne nulle. Toutefois, la moyenne du carré de cette déviation n'est pas nulle. La particule progresse de ce fait selon une marche aléatoire. Celle-ci peut être caractérisée par le libre parcours moyen parcouru par la particule avant d'être rétrodiffusée. Celui-ci s'écrit :

$$r_{\text{lpm}} \simeq r_L \left(\frac{\delta B}{B} \right)_{\lambda \sim r_L}^{-2} \quad (1.12)$$

La diffusion des particules de haute énergie par ces ondes magnétiques est de ce fait caractérisée par le coefficient de diffusion :

$$D = \frac{1}{3} r_{\text{lpm}} v$$

Lorsque le libre parcours moyen des particules est équivalent au rayon de Larmor de la particule, la limite dite de Bohm est atteinte. Il s'agit de la limite inférieure du coefficient de diffusion. Dans le cas des particules relativistes, ce coefficient peut s'écrire :

$$D_{\text{Bohm}}(E) = \frac{1}{3} r_L(E) c \simeq (3 \times 10^{22} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}) Z \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}} \right) \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right)^{-1} \quad (1.13)$$

La présence de turbulences du champ magnétique diffusant les particules est une condition indispensable à l'accélération efficace de particules par onde diffusive. Les particules accélérées sont elles-même à l'origine de perturbations du champ magnétique. Le flux de particules chargées accélérées déclenche diverses instabilités qui engendrent des perturbations du champ magnétique en amont du choc. Ces perturbations sont ensuite transportées en aval du choc. Le principe de l'accélération par onde de choc diffusif repose sur le fait que les particules de haute énergie traversant le choc sont rétrodiffusées en amont du choc par les perturbations du champ magnétique. Elles ont ainsi la possibilité de traverser un grand nombre de fois la discontinuité de vitesse du choc, la vitesse étant isotrope de part et d'autre du choc. Elles acquièrent de ce fait progressivement de l'énergie. La figure 1.6 représente schématiquement le choc et les milieux amont et aval. Chaque milieu voit le milieu opposé se propager dans sa direction à la même vitesse définie par :

$$\Delta V = \frac{r-1}{r} v_s (= \frac{3}{4} v_s \text{ si } r = 4) \quad (1.14)$$

où v_s est la vitesse de propagation du choc relativement au milieu non choqué et r est le rapport de compression entre les deux milieux. Dans le modèle d'accélération par ondes de choc diffusives, la vitesse moyenne des particules dans les deux milieux est nulle. Le passage répété des particules au travers de la discontinuité assure un gain régulier d'énergie grâce au mécanisme de Fermi jusqu'à ce que la particule parvienne à s'échapper de la zone accélératrice. L'efficacité du mécanisme ne dépend que d'un seul paramètre qui est le rapport de compression r du choc. Dans le cas de chocs forts, tels que ceux rencontrés dans les vestiges de supernovae jeunes, ce rapport de compression vaut 4. Appliqués aux vestiges de supernovae, les modèles théoriques ont montré que ce mécanisme pourrait être très efficace. Une efficacité de conversion de l'énergie cinétique des éjecta dans les rayons cosmiques de l'ordre de 10%, voire plus. Ce mécanisme d'accélération lors du passage à travers l'onde de choc a été mis en évidence dans des simulations réalisées par A. Spitkovsky [22] et dont les résultats sont présentés figure 1.7).

Ce modèle n'est toutefois valable que dans le cas où les particules sont accélérées passivement sans rétro-action sur le milieu. Or différents effets non linéaires interviennent dans le

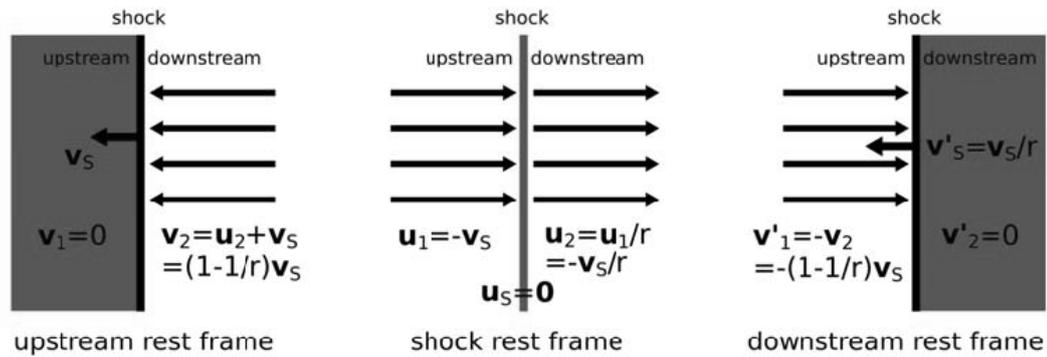


FIGURE 1.6 – Schéma [21] du choc à l'origine de l'accélération des particules chargées. Chaque milieu voit le milieu de l'autre côté du choc se propager dans sa direction.

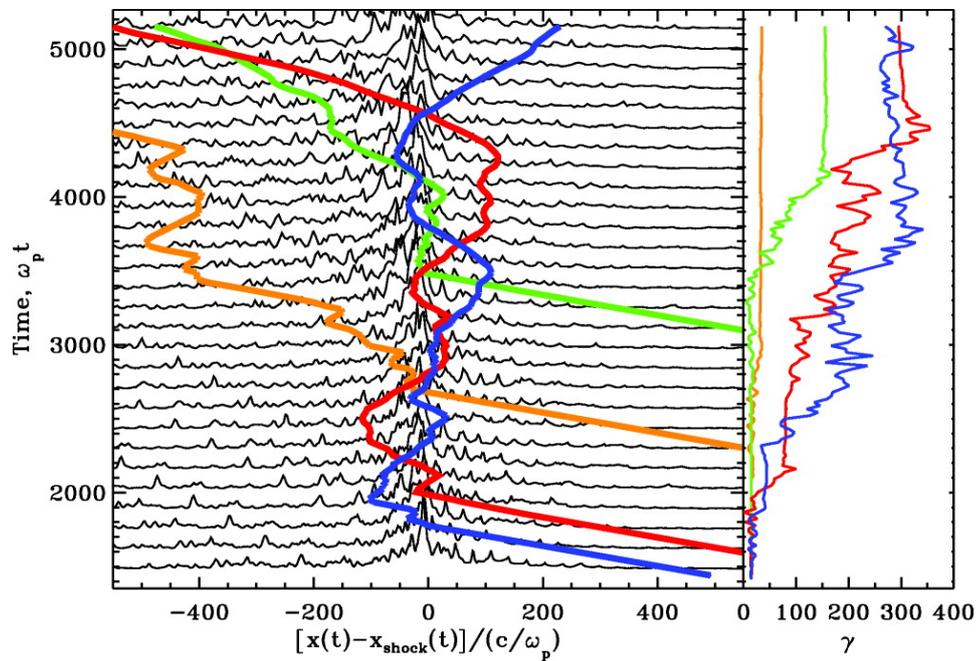


FIGURE 1.7 – Simulation de l'évolution de particules (courbes en couleur) à travers une onde de choc ($x = 0$) au cours du temps [22]. À droite, l'évolution de la vitesse des particules. Un gain sensible est observé à chaque passage à travers le choc.

processus. Notamment, lorsque la densité de rayons cosmiques n'est plus négligeable devant l'énergie thermique et cinétique du milieu où se propage le choc, alors les rayons cosmiques ont une incidence sur ce milieu. Le gaz est préchauffé en amont et fait apparaître un précurseur du choc qui tend à lisser le choc. Le rapport de compression au niveau du choc est moins important et réduit l'efficacité d'accélération à basse énergie. Les particules de plus haute énergie se propageant en moyenne plus loin du choc, elles subissent un rapport de compression plus important que celles de plus basse énergie.

Un aspect a cependant été oublié jusqu'ici : les particules perdent également de l'énergie sous forme de rayonnement électromagnétique durant leur propagation. Ceci a pour conséquence de limiter l'accélération des particules en deçà d'une énergie maximale, mais permet en revanche d'étudier les régions du ciel à l'origine de cette accélération.

1.3 Émission et origines des γ

1.3.1 Émissions synchrotron

Lorsqu'une particule chargée (électron, proton, noyau atomique, ...) circule dans un champ magnétique, elle est soumise aux forces de Laplace, perpendiculaires aux directions de propagation de la particule et du champ magnétique. Les trajectoires sont alors courbées et dessinent une trajectoire hélicoïdale; de l'énergie est libérée sous la forme d'une émission synchrotron dans un cône centré autour du vecteur vitesse de la particule. La puissance moyenne rayonnée s'exprime ainsi :

$$\langle P_{sync} \rangle = 2\sigma c\beta^2\gamma^2 U_B \quad (1.15)$$

équation dans laquelle $U_B = B^2/8\pi$ est la densité d'énergie magnétique, et où $\beta = v/c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, et la section efficace $\sigma = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \right)^2$ sont caractéristiques de la particule émettrice (e étant la charge, m sa masse, v sa vitesse, et ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide). Le calcul a été réalisé par G. R. Blumenthal et al. [23].

Le temps caractéristique de perte d'énergie par rayonnement synchrotron, défini comme le rapport entre l'énergie de la particule et la puissance moyenne rayonnée s'écrit :

$$t_{sync} \simeq \frac{9m^3 c^5}{4e^2 \beta^2 \gamma B^2} \quad (1.16)$$

Important pour les électrons, ce processus devient négligeable pour des particules plus lourdes telles que les protons et les noyaux atomiques. En effet, le temps caractéristique est multiplié par un facteur $(m_p/m_e)^3 \simeq 8.10^9$ pour les protons. Même en considérant des champs magnétiques intenses et des énergies très élevées, ce processus est négligé. Dans le cas de l'électron, l'expression (1.16) se réduit alors à :

$$t_{sync} \simeq 1,3 \times 10^{10} \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right)^{-2} \left(\frac{E_e}{1 \text{ GeV}} \right)^{-1} \text{ ans} \quad (1.17)$$

Le rayonnement synchrotron s'étend sur une grande largeur du spectre : des ondes radio jusqu'aux rayons X (voir figure 1.8).

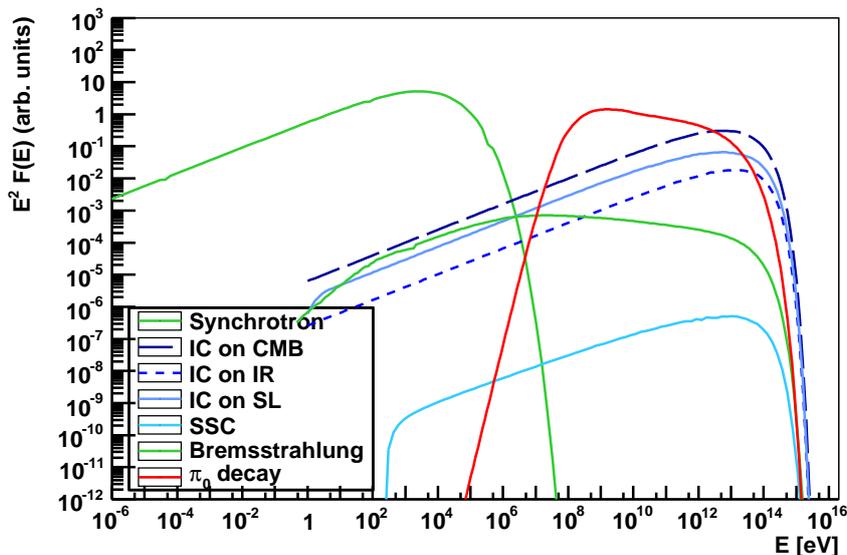


FIGURE 1.8 – Distribution spectrale en énergie des différentes composantes émises par un spectre d'électrons (synchrotron, Compton inverse, Bremsstrahlung) et de protons (désintégration du π^0). Ces courbes sont obtenues pour un champ magnétique de $10 \mu\text{G}$, des indices spectraux pour les électrons et les protons égaux à 2,2 et une normalisation entre les spectres de protons et d'électrons arbitraire.

1.3.2 Émissions Compton-inverse

Les particules de haute énergie sont également susceptibles d'interagir avec des photons de basse énergie, présents dans le milieu de propagation, dans une réaction appelée processus Compton-inverse. Dans ce processus, une partie de l'énergie des particules est transférée au photon qui peut alors atteindre des énergies de l'ordre du TeV. Ces photons trouvent leur origine dans le fond diffus cosmologique (ou CMB, rayonnement de corps noir à 2,7 K), dans le fond infrarouge (du aux poussières dans le plan galactique et équivalent 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).

La particule rayonne en moyenne dans un champ isotrope de photons la puissance suivante :

$$P_{IC} \simeq \frac{4}{3} \sigma c \gamma^2 U_{ph} \quad (1.18)$$

où σ est la section efficace (définie précédemment) et U_{ph} la densité d'énergie des photons diffusés. Elle vaut $4 \times 10^{-13} \text{ erg.cm}^{-3}$ pour le CMB, $8 \times 10^{-13} \text{ erg.cm}^{-3}$ pour le fond infrarouge et $2.4 \times 10^{-12} \text{ erg.cm}^{-3}$ pour le rayonnement stellaire.

Les expressions précédentes ne sont toutefois valables que sous certaines conditions. L'énergie des photons doit vérifier : $h\nu \ll \gamma m_e c^2$, ν étant la fréquence du photon incident, et γ , le facteur de Lorentz de la particule. Lorsque la condition est validée, on parle de diffusion dans le régime de Thomson. Dans le cas inverse, $h\nu \gg \gamma m_e c^2$, on se situe dans le régime de Klein-Nishina, dans lequel des corrections doivent être apportées. Concernant le CMB, le rayonnement infrarouge et la lumière stellaire, la condition est vérifiée pour un rayonnement γ au TeV, et les équations précédentes peuvent être appliquées.

L'émission Compton inverse est distribuée dans la gamme d'énergie située entre les rayons X et les γ , mais elle est généralement dominée par le rayonnement synchrotron aux faibles énergies (figure 1.8).

1.3.3 Rayonnement de freinage ou bremsstrahlung

Ce processus intervient lorsqu'une particule chargée traverse le champ coulombien créé par une autre particule. Elle émet alors un rayonnement dit "de freinage" ou bremsstrahlung. Le processus n'est réellement efficace que pour des particules légères (électrons, positons) : pour des particules de masse plus élevée, l'effet du champ coulombien est négligeable. Le phénomène apparaît essentiellement dans les régions où la densité de matière ionisée est élevée, dans les nébuleuses de gaz ou dans des nuages moléculaires subissant un choc. L'efficacité de conversion de l'énergie cinétique de l'électron en énergie rayonnée dépend de différents facteurs tels que la vitesse de la particule incidente, la densité en noyaux du milieu notée N , ou le degré d'ionisation, noté Z . Ce dernier point s'explique par le fait que pour un atome neutre ou faiblement ionisé, le nuage électronique forme un écran, réduisant la portée et donc l'effet du champ coulombien. Au contraire, pour un atome fortement ionisé, l'écrantage sera faible et l'efficacité de conversion de l'énergie accrue.

Dans le milieu interstellaire, cet écrantage est généralement fort (particules cibles neutres ou faiblement ionisées). Sous cette condition, W. Heitler [24] donne l'expression de la puissance rayonnée par un électron relativiste :

$$P_{br} = \frac{e^6}{16\pi^3 \epsilon_0^3 m^2 c^4 \hbar} \sum_i N_i Z_i (Z_i + 1) E \left[\ln \left(\frac{183}{Z_i^{1/3}} \right) + \frac{1}{8} \right] \quad (1.19)$$

Elle prend en compte les effets quantiques liés aux différents degrés d'ionisation des particules. Dans le cas d'un écrantage faible, la puissance rayonnée s'écrit alors :

$$P_{br} = \frac{e^6}{16\pi^3 \epsilon_0^3 m^2 c^4 \hbar} \sum_i N_i Z_i (Z_i + 1) E \left[\ln(2\gamma) - \frac{1}{3} \right] \quad (1.20)$$

En général, la réalité se trouve bien évidemment entre ces deux régimes, mais l'expression exacte ne peut être écrite analytiquement.

Le rayonnement de freinage émis s'étend sur une grande plage d'énergie, du visible jusqu'aux γ de très haute énergie. La part de ce type de processus dans le flux total dépend au final essentiellement de la densité N de noyaux dans le milieu. Ainsi pour un gaz neutre composé d'atomes d'hydrogène, la période de refroidissement des électrons a pour expression :

$$t_{fr} \sim 4 \times \left(\frac{N}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) \text{ ans} \quad (1.21)$$

1.3.4 Désintégration du pion π^0

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 : la durée de vie vaut en effet $t_{\pi^0} = 8.4 \times 10^{-17}$ s. Le π^0

se désintègre majoritairement sous la forme de 2 γ (avec une probabilité de 0,99) ou en un γ , un électron et un positon (avec une probabilité de 0,01). L'énergie emportée par le pion neutre lors de l'interaction est de l'ordre de 17% de l'énergie du proton. Par conséquent, l'énergie des photons émis vaut environ un dixième de celle du proton. Ainsi des sources accélérant des protons jusqu'à une centaine de TeV peuvent également émettre en γ . L'efficacité de ce processus est directement liée à la densité des noyaux atomiques utilisés comme cibles. Dans le cas d'une interaction proton-proton, le temps caractéristique de refroidissement s'exprime en fonction de la densité des noyaux cibles selon :

$$t_{pp \rightarrow \pi_0} \simeq 5,3 \times 10^{-7} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ ans} \quad (1.22)$$

Les sources idéales pour ce processus sont les restes de supernovae (extension de la coquille dans un milieu dense) et les nuages moléculaires.

1.3.5 Annihilation de matière noire

Pour être exhaustif, un autre mécanisme pourrait expliquer l'observation de rayons γ . Il s'agit d'un processus exotique : l'annihilation de matière noire. À partir des observations du CMB par WMAP [25], ou de supernovae de type Ia [26], nous savons que l'univers est composé à 74,9% d'énergie noire, dont on ignore à peu près tout et à 25,1% de matière. 17% de cette dernière composante sont dus à la matière baryonique [27]. Les 83% restant sont expliqués par la présence de particules interagissant faiblement qui n'ont pas encore été détectées. Dans le modèle supersymétrique en physique des particules, le candidat le plus probable s'appelle le neutralino.

Deux neutralinos pourraient s'annihiler, produisant ainsi des γ , selon deux processus :

- dans un mécanisme d'hadronisation des quarks produits lors de l'annihilation. Des pions π^0 sont alors formés, se désintégrant selon le processus décrit précédemment.
- 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.

2

L'avènement de l'astronomie γ

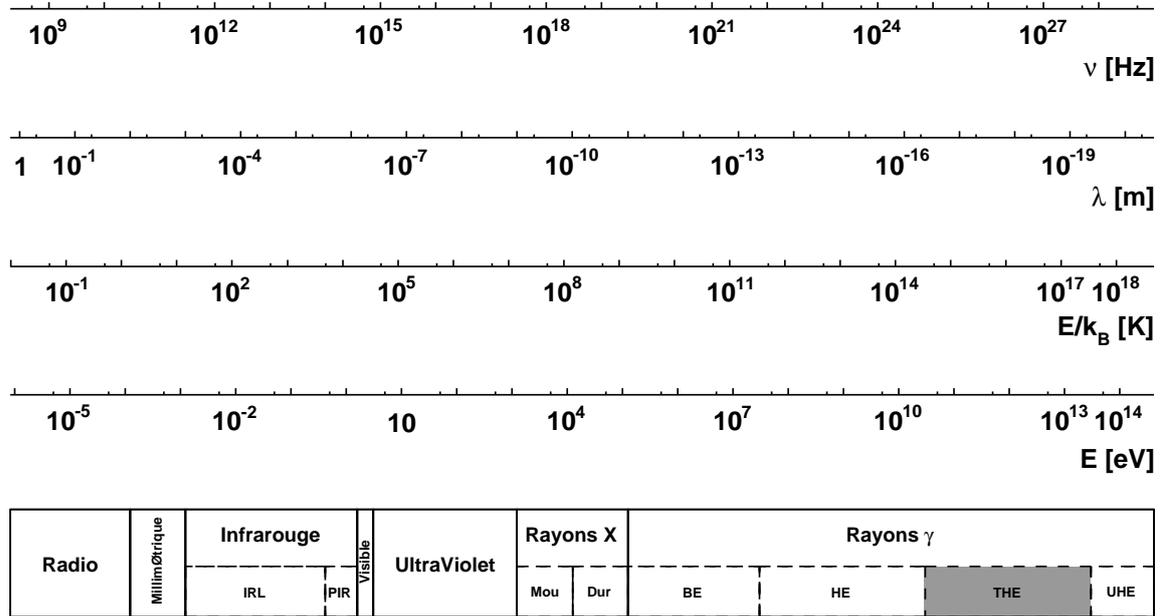
2.1 L'astronomie γ

2.1.1 Définition et objectifs

On désigne par astronomie γ l'étude des photons d'énergie supérieure à 100 keV. Cette borne inférieure est défini par convention car la détection des γ mous et des X durs relève des mêmes techniques. La borne supérieure est également difficile à placer : fixée provisoirement à environ 100 TeV, elle correspond à l'énergie maximale des photons actuellement détectés. Certains ouvrages proposent une limite supérieure à 10^{20} eV qui est la plus haute énergie détectée pour les rayons cosmiques. En effet, l'interaction des protons avec les gaz et nuages moléculaires environnants devrait conduire à la production de γ d'énergie comparable. Néanmoins, même en se limitant à l'intervalle 100 keV-100 TeV, le domaine couvre neuf ordres de grandeur en énergie (figure 2.1), soit presque autant que le domaine du spectre entre les ondes radio et les rayons X durs, étendu sur onze ordres de grandeur. En raison de cette étendue, on comprend bien que les méthodes de détection et la sensibilité des différents instruments varient considérablement selon la gamme d'énergie. Ainsi, trois divisions distinctes peuvent être introduites en se basant sur les techniques de détection des photons γ :

- domaine des basses énergies jusqu'à 30 MeV, où la détection repose sur l'effet photoélectrique ou l'effet Compton,
- domaine des hautes énergies : de 30 MeV à 30 GeV, où le γ est converti en paires électron-positron dans un traceur,
- domaine des très hautes énergies : au-dessus de 30 GeV, où les photons sont détectés depuis le sol (qui offrent de très grandes surfaces effectives de détection) grâce aux gerbes électromagnétiques qu'ils créent en entrant dans l'atmosphère.

Trois 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, et enfin la cosmologie.

FIGURE 2.1 – Spectre électromagnétique : des radios aux γ

2.1.1.1 Les observations

Observer des rayons γ est une opération plus complexe que dans n'importe quel autre domaine de longueur d'onde. En effet, à ces énergies, il est impossible de faire la collimation des photons. D'autres techniques ont dû être développées, expliquant ainsi la relative jeunesse de l'astrophysique des hautes énergies. Le spectre électromagnétique est si étendu (voir figure 2.1) en énergie mais également en flux (le flux de photons est relié au flux de rayons cosmiques présenté figure 1.2) qu'un seul instrument ne peut actuellement tout observer. Différents détecteurs ont donc été construits : observatoires spatiaux pour les γ de hautes énergies (HE), et observatoires au sol pour les très hautes ou ultra hautes énergies (VHE et UHE). Ces deux types d'instruments sont complémentaires : le flux diminue lorsque l'énergie des particules augmente, il est donc nécessaire d'utiliser une très grande surface efficace à haute énergie. Pour des raisons de coût, les observatoires spatiaux sont limités en taille : leur sensibilité est trop faible aux très hautes énergies, domaine dans lequel les détecteurs au sol sont plus appropriés. Dans le domaine des hautes énergies au contraire, le flux est élevé, mais le bruit causé par les rayons cosmiques chargés (ainsi que par leurs produits de spallation avec les atomes et les molécules de l'atmosphère) est plus important ; les détecteurs spatiaux, grâce à une détection directe et un bon rejet des particules chargées sont destinés à l'observation dans cette gamme d'énergie.

2.2 Les observatoires spatiaux

2.2.1 EGRET

L'astronomie γ a commencé il y a une trentaine d'années avec le lancement du satellite SAS-2 en 1972 puis avec celui du satellite COS B en 1975, mais la véritable révolution a eu

lieu avec le satellite CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory), lancé en 1991. Il comprenait quatre détecteurs différents :

- BATSE (Burst And Transient Source Experiment), dans le domaine d'énergies s'étendant de 20 keV à 100 keV, dédié à l'observation des sursauts γ ,
- OSSE (Oriented Scintillation Spectrometer Experiment), sensible aux énergies comprises entre 50 keV et 10 MeV, utilisé principalement pour l'étude des raies de désintégration des noyaux radioactifs dans les vestiges de supernovae ainsi que pour la détection de la raie d'annihilation électron-positon au centre de la Galaxie,
- COMPTEL (imaging COMPTon TELEscope), pour l'étude des sources dans le domaine des basses énergies (1 MeV - 30 MeV),
- EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope), pour l'étude des sources dans le domaine des hautes énergies (30 MeV - 30 GeV).

C'est donc ce dernier détecteur qui nous intéresse tout particulièrement. La moisson de résultats rapportés par EGRET est remarquable : le catalogue des sources a ainsi été multiplié par 10 (270 sources détectées). Les trois détecteurs, SAS 2, COS B et EGRET, utilisent tous les trois des techniques classiques de la physique des particules. Ainsi, le schéma de principe d'EGRET est indiqué sur la figure 2.2-(a) : les γ incidents se convertissent en paires électron-positon dans les feuilles de tantale insérées entre les plans de détection de la chambre à étincelles. Celle-ci nécessite du gaz pour fonctionner, qui doit être changé périodiquement afin de garder des performances stables. Les plans de scintillateurs encadrant la partie inférieure de la chambre à étincelles servent au déclenchement et à la mesure du temps de vol. Enfin, la mesure de l'énergie des γ incidents se faisait à l'aide d'un calorimètre à NaI de 8,5 longueurs de radiation.

La chambre à étincelles du détecteur est entourée, à son sommet et sur les côtés, d'un bouclier constitué d'un dôme de scintillateurs, rejetant les particules chargées. L'efficacité de ce dôme est excellente et le fond résiduel est inférieur à $10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ au-delà de 100 MeV.

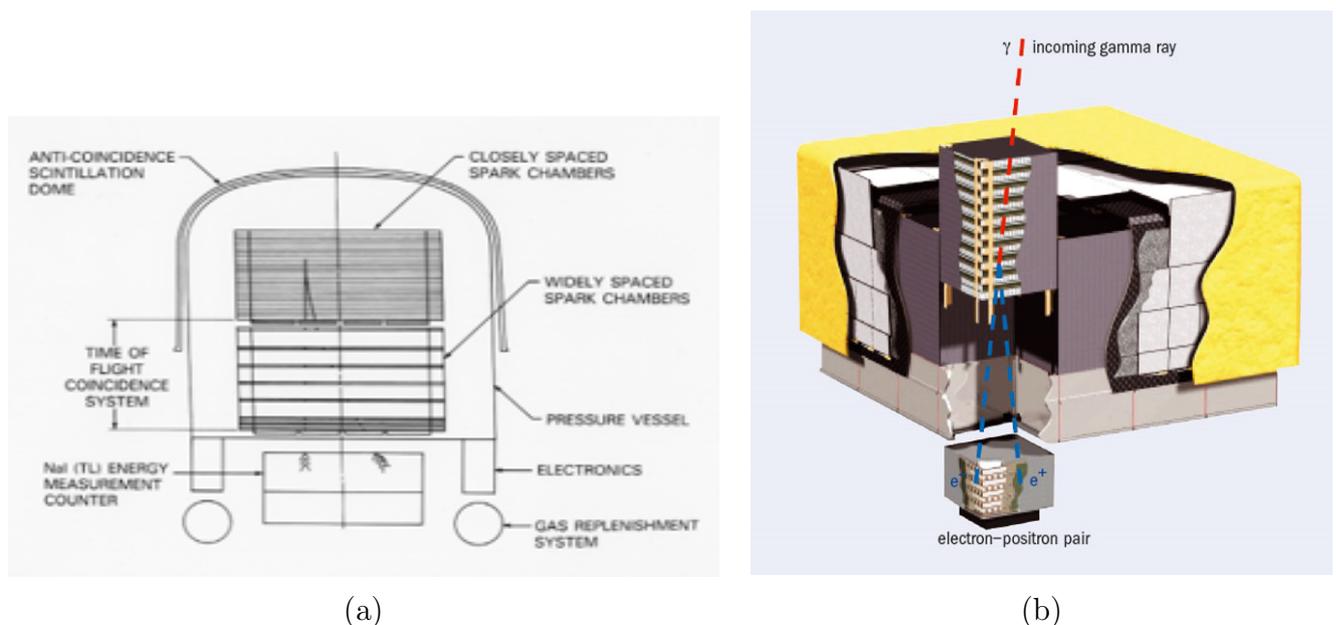


FIGURE 2.2 – Les observatoires spatiaux pour la détection des γ de haute énergie : (a) - Schéma de montage du détecteur EGRET, (b) - Coupe de l'observatoire spatial Fermi.

| Instrument | EGRET (1991-2000) | Fermi(depuis 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 × 10 ⁻⁸ cm ⁻² s ⁻¹ 1,2 × 10 ⁻⁸ cm ⁻² s ⁻¹ | 1,5 × 10 ⁻⁹ cm ⁻² s ⁻¹ 1,5 × 10 ⁻⁹ cm ⁻² s ⁻¹ |
| Temps mort | 0,1 s | 100 μ s |

TABLE 2.1 – Comparaison des caractéristiques d'EGRET et de Fermi.

2.2.2 L'observatoire Fermi

Aujourd'hui, un projet majeur, le satellite Fermi, a pris la relève d'EGRET. Ce satellite a été lancé le 11 juin 2008. Il observe le ciel dans la bande d'énergie comprise entre 30 MeV et 300 GeV. La conception technique de Fermi (figure 2.2-(b)) a pour but d'améliorer les performances d'EGRET en terme de résolution angulaire, de résolution en énergie et de sensibilité. Ainsi, le trajectographe de Fermi est constitué de pistes de silicium qui offrent une efficacité de 100% sur toute leur surface et ont une résolution intrinsèque excellente. Ce type de trajectographe est donc bien plus précis que la chambre à étincelles d'EGRET. Par ailleurs, il ne souffre pas des limitations dues au fonctionnement à l'aide de gaz, en particulier du temps mort. L'énergie des γ est mesurée à partir d'un calorimètre de dix longueurs de radiation composé de 16 modules indépendants constitués chacun de cristaux d'iodure de césium dopés au thallium (CsI(Tl)). Ces cristaux sont de plus partiellement dépolis et disposés horizontalement suivant les axes des X et des Y. Cette conception originale lui offre la possibilité de mesurer la gerbe en trois dimensions. L'asymétrie gauche-droite de la réponse, obtenue par dépolissage, donne accès à la position longitudinale de la gerbe dans un cristal.

Le tableau 2.1 compare les caractéristiques des détecteurs EGRET et Fermi, et met en évidence une meilleure résolution angulaire grâce à son trajectographe, une meilleure résolution en énergie (de l'ordre de 10%), ainsi qu'une sensibilité accrue. Cette dernière particularité est due notamment à la plus grande surface efficace de Fermi, à son plus grand champ de vue et enfin à sa capacité de localiser plus précisément la direction des γ incidents. Enfin, Fermi est très bien adapté pour l'observation des sursauts γ en raison d'un temps mort extrêmement faible (100 μ s) en comparaison à celui d'EGRET (0,1 s).

Après un an et demi d'observations, Fermi a déjà fourni des données sans précédent en terme de quantité et de qualité. Plus de mille sources ont déjà été mises en évidence. Le lecteur intéressé se référera aux références présentes sur le site de Fermi [28]. Un premier catalogue des pulsars détectés par Fermi devrait être prochainement publié [29] faisant la synthèse du premier cycle d'observations de Fermi. Ce catalogue est une liste donnant la position la plus probable de chaque objet et son incertitude (boîte d'erreur), le degré de confiance de détection, l'indice spectral (pente du spectre), l'intensité à différentes époques d'observation et les possibles contreparties à d'autres longueurs d'ondes. Sa mise en œuvre a exigé tout d'abord le choix d'une méthode de détection performante. La première phase consiste à choisir une méthode mathématique parmi celles envisagées (ondelettes, vraisemblance maximale, blocs Bayesiens,

filtre adapté). Cette méthode doit être capable de gérer au mieux les caractéristiques du domaine des γ de haute énergie : fond interstellaire très structuré, variabilité de nombreuses sources. Elle doit aussi s'adapter aux spécificités instrumentales, en particulier la réponse impulsionnelle qui varie fortement avec l'énergie du photon (de 3° à 100 MeV à $0,1^\circ$ à 10 GeV).

2.2.3 D'autres détecteurs

Mission italienne lancée en 2007, AGILE (de l'italien Astro-Rivelatore Gamma a Immagini LEggero), observe le ciel en γ entre 30 MeV et 50 GeV (mais également en rayon X entre 10 keV et 40 keV). Bénéficiant d'un champ de vue plus large et d'une meilleure résolution que EGRET [30], ses objectifs sont les observations des noyaux actifs de galaxies, des sursauts γ , des émissions diffuses galactiques et extra-galactiques, des sources galactiques, mais également de l'identification de sources découvertes par EGRET sans contreparties connues.

Un dernier détecteur, AMS-02, sur le point d'être rattaché à la station spatiale internationale en 2010, est un spectromètre magnétique. Si ses objectifs principaux sont l'étude de la composition du rayonnement cosmique, l'identification d'antimatière primordiale (noyaux d'anti-matière), et la recherche de matière noire, ce détecteur pourra également être utilisé pour l'astronomie γ entre 10 et 300 GeV. La conception du calorimètre apportera une résolution en énergie inférieure à 3% [31].

2.3 Détection au sol

2.3.1 Principes de détection

La détection au sol des gerbes 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 du bruit de fond énorme créé par les gerbes de rayons cosmiques chargés. Bien que les premières tentatives datent des années 1960 (notamment avec J. Jelley et T. Weekes), il a fallu attendre les années 80 pour disposer de détecteurs capables d'accéder aux premiers signaux en diminuant le bruit de fond de deux ordres de grandeur. Puis, l'utilisation de la technique d'imagerie Tcherenkov a permis la détection, en 1989 avec l'observatoire Whipple, du premier signal significatif au TeV provenant d'une source astrophysique : la nébuleuse du Crabe [32].

Revenons sur les différentes techniques employées au sol. On distingue deux grandes classes différentes de détecteurs : les détecteurs de particules chargées produites dans la gerbe atmosphérique et les télescopes à effet Tcherenkov. Elles sont toutes deux basées sur la détection d'une gerbe produite par un photon γ dans un milieu donné (atmosphère ou eau). Cette gerbe est constituée de particules chargées ultra-relativistes susceptibles d'émettre de la lumière Tcherenkov.

Les détecteurs de particules chargées ont l'avantage de disposer de grands champs de vue (2 sr), et de fonctionner jour et nuit avec une bonne efficacité (cycle utile supérieur à 90%). 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. Enfin, ils ont l'inconvénient d'avoir une résolution angulaire limitée ($0,5^\circ$) et un facteur de rejet des hadrons relativement bas nécessitant par conséquent des durées d'observations très longues pour obtenir un signal significatif. Parmi les expériences de ce type, nous rappelons AS-gamma, ARGO, MILAGRO et TIBET-III.

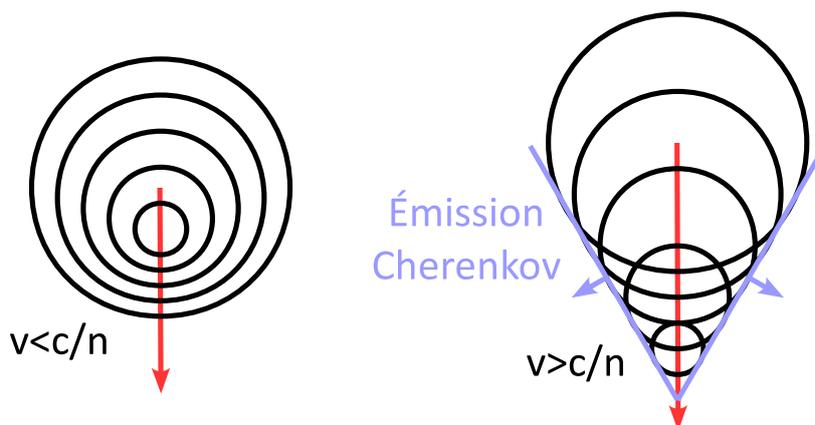


FIGURE 2.3 – Principe d'émission de la lumière Tcherenkov : une onde de choc se forme si la vitesse de la particule dépasse celle de la lumière dans le milieu.

2.3.1.1 L'émission Tcherenkov

Connue depuis Marie Curie en 1910, cette émission lumineuse a été attribuée initialement à la fluorescence. Mais les travaux de P. Tcherenkov, I. Frank et I. Tamm entre 1934 et 1937 en déterminèrent la vraie nature ; cette découverte leur vaut d'ailleurs le prix Nobel en 1958. Lorsqu'une particule traverse un milieu d'indice n à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu ($v_l = \frac{c}{n}$), un phénomène d'interférences constructives se produit. Comme présenté figure 2.3, la particule est à l'origine d'un rayonnement durant son parcours. À son passage, un milieu diélectrique se polarise, créant localement un champ électrique qui se propage alors dans le milieu. Si la lumière émise va plus vite que la particule, il ne peut y avoir d'interférence constructive du champ électrique. Si la particule se déplace plus vite que la lumière dans ce milieu, les ondes émises le long du parcours de la particule interfèrent constructivement, amplifiant le signal le long des génératrices d'un cône dont l'axe est superposé à la direction de propagation de la particule. Ce mécanisme est tout à fait similaire à celui observé au passage du mur du son : l'émission Tcherenkov est comparable au "bang" supersonique.

Bien que l'œil voit une lumière bleue, le rayonnement est plus intense dans l'ultraviolet : la distribution d'énergie émise par unité de distance x et de fréquence ν s'écrit :

$$dE = 2\mu(\nu)e^2\nu \left(1 - \frac{c^2}{v^2n^2(\nu)} \right) dx d\nu \quad (2.1)$$

où μ et n sont respectivement la permittivité et l'indice de réfraction du milieu considéré (ici l'atmosphère), et v la vitesse de la particule.

On distingue deux techniques utilisant la lumière Tcherenkov atmosphérique : l'échantillonnage et l'imagerie. Le principe de l'échantillonnage consiste à mesurer les temps d'arrivée du front Tcherenkov sur de nombreuses stations balisant une surface légèrement supérieure à celle de la tache de lumière Tcherenkov au sol. L'imagerie consiste à former l'image de la gerbe de particules, en lumière Tcherenkov, dans le plan focal d'un grand miroir. Le détecteur focal est alors une caméra à grain fin, afin d'intégrer le moins de bruit de fond de ciel possible. Contrairement aux réseaux de détecteurs de surface, les détecteurs Tcherenkov atmosphériques disposent d'un champ de vue plus petit (3° à 5°), ce qui les contraint à observer une source à la fois. Par

ailleurs, ils ne fonctionnent que la nuit en l'absence de lune et de nuages. Une comparaison des caractéristiques techniques et des capacités des deux types de détecteurs est présentée dans la table 2.2.

| Instrument | Détecteurs de surface | Télescopes Tcherenkov |
|----------------------------|------------------------|---|
| Surface effective | $\sim 10^4 \text{m}^2$ | $\sim 10^5 \text{m}^2$ |
| Temps annuel d'observation | $\sim 8000 \text{ h}$ | $\sim 1000 \text{ h}$ |
| Champ de vue | $\sim 1 \text{ sr}$ | $\sim 1^{-3} \text{ sr}$ |
| Seuil en énergie | $\sim 1 \text{ TeV}$ | $\sim 100 \text{ GeV}$ |
| Sensibilité | $\sim 1 \text{ CU/an}$ | $\sim 0,01 \text{ CU en } 25 \text{ h}$ |
| Résolution angulaire | $\sim 0,5^\circ$ | $\sim 0,1^\circ$ |

TABLE 2.2 – Comparaison des caractéristiques de détecteurs de surface et des télescopes Tcherenkov. La sensibilité est donnée en unité de flux du Crabe (*Crab Unity*, *CU*) qui est utilisée comme chandelle standard dans cette gamme d'énergies.

2.3.2 Les détecteurs Tcherenkov

Voici une liste non exhaustive des principaux détecteurs présents, passés ou futurs. L'observatoire Whipple, composé d'un télescope de 10 mètres de diamètre [33], est situé en Arizona. Achevé en 1989, c'est le tout premier imageur Tcherenkov, observant les photons dans la gamme d'énergies comprises entre 100 GeV et 100 TeV. Il a permis notamment la découverte de sources de rayons γ dans la nébuleuse du Crabe [32].

Installée aux Canaries, l'expérience HEGRA fut la première à mettre en place un système stéréoscopique composé de cinq télescopes de 3,3 mètres de diamètre, construits entre 1992 et 1996. L'usage de la stéréoscopie améliore sensiblement la reconstruction angulaire [34], et permet une analyse détaillée de la morphologie des sources. C'est ce système qui sera d'ailleurs utilisé pour les futurs détecteurs.

Les expériences CAT et Celeste étaient situées sur le site de l'ancienne centrale Thémis, et observaient le ciel dans la gamme d'énergies entre 30 GeV et 30 TeV. Celeste fonctionnait grâce aux miroirs de la centrale solaire qui réfléchissaient la lumière Tcherenkov vers les photodétecteurs situés à 100 mètres du sol. Celeste s'est distinguée par la détection d'un signal en provenance du noyau actif de galaxie Mkr 421 [35]. CAT utilisait un télescope classique de 4,8 mètres de diamètre associé à une électronique rapide et un échantillonnage fin (548 pixels dans la caméra couvrant une surface dans le ciel de $0,1^\circ$). Avec un seuil en énergie égal à 200 GeV, CAT a obtenu des résultats comparables à ceux d'HEGRA, malgré l'absence de stéréoscopie.

Ces premières innovations, stéréoscopie, électronique rapide et échantillonnage fin ont permis d'orienter le développement de la génération suivante de détecteurs Tcherenkov.

L'expérience H.E.S.S. (pour High Energy Stereoscopic System), système de quatre télescopes installé en Namibie, a été inaugurée en 2003. Elle est à l'origine de la découverte de nombreuses sources du plan galactique (décrites par R. C. G. Chaves [36] et dans la bibliographie associée). Elle est décrite plus en détail dans la partie II).

Située aux Canaries, MAGIC (de l'anglais Major Atmospheric Gamma Imaging Tcherenkov telescopes) est une expérience constituée de deux imageurs Tcherenkov achevés en 2004 pour le premier et 2009 pour le second. Les télescopes présentent un réflecteur principal parabolique de 17 mètres de diamètre. Grâce à la couverture du ciel extragalactique et à sa conception

technologique qui lui permet d'être sensible aux γ à partir de quelques dizaines de GeV et de suivre une alerte dans le ciel très rapidement (au maximum 40 secondes seulement malgré son poids de 60 tonnes), le système MAGIC a parmi ses principaux objectifs scientifiques, la détection des événements extragalactiques les plus violents de l'univers, comprenant les sursauts γ , l'émission des AGN, etc. Parmi les résultats les plus importants depuis la mise en opération de MAGIC [37], on rappellera ici la détection d'un signal venant de la région de 3C 66A/B [38], l'observation de l'activité de M87 [39] ou encore la détection de l'émission pulsée en provenance du pulsar du Crabe [40].

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 mètres de diamètre et de caméras de 552 photomultiplicateurs. Actuellement, seuls trois (voire deux) des quatre télescopes existants sont utilisés lors de l'analyse de données en raison de l'inhomogénéité de réponse des télescopes (le premier étant plus vieux et disposant d'une caméra à plus petit champ de vue) ainsi que de la position de la source par rapport au grand axe du losange (ainsi la nébuleuse du Crabe étant dans le prolongement du grand axe, les angles stéréoscopiques ne sont pas optimaux).

VERITAS (Very Energetic Radiation imaging Telescope Array System), est le dernier-né des systèmes stéréoscopiques : constitué actuellement par quatre télescopes de 12 mètres de diamètre, et situé en Arizona, les premières données ont été enregistrées en 2007 dans une gamme d'énergies comprises entre ~ 50 GeV et ~ 50 TeV. Ses objectifs sont les suivants : un relevé systématique du plan galactique, l'étude de sources galactiques et extra-galactiques, et enfin la recherche de matière noire.

L'avenir des systèmes de détection de lumière Tcherenkov est placé dans deux expériences de grande échelle : CTA (Tcherenkov Telescope Array) et AGIS (Advanced Gamma-ray Imaging System). Leurs objectifs sont l'extension du domaine en énergie : ~ 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 Tcherenkov.

Deuxième partie
L'expérience H.E.S.S.

3

Situation et description de l'expérience

3.1 Le choix du site

L'expérience H.E.S.S. est installée en Namibie, dans les montagnes du Khomas, à l'est de la capitale Windhoek, très précisément à $23^{\circ}16'18,4''$ de latitude sud et $16^{\circ}30'00,8''$ de longitude est. Le site est construit à environ 1800 mètres d'altitude, 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 de la galaxie au zénith (figure 3.1), où une grande densité de sources, observées à plus basses énergies par EGRET, est attendue.
- les montagnes du Khomas sont caractérisées par un climat semi-désertique, permettant d'obtenir un ciel peu nuageux et une faible humidité. Cet effet est renforcé par sa position à l'est d'un océan, en l'occurrence l'océan Atlantique, position choisie pour la plupart des grands observatoires (Les Canaries, Hawaï, les Andes, ...). La région avait au préalable été étudiée par l'ESO, les profils de température et de pression moyennes, paramètres influents pour l'absorption de la lumière Tcherenkov, y sont donc connus et utilisés dans les analyses Monte Carlo.
- 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.

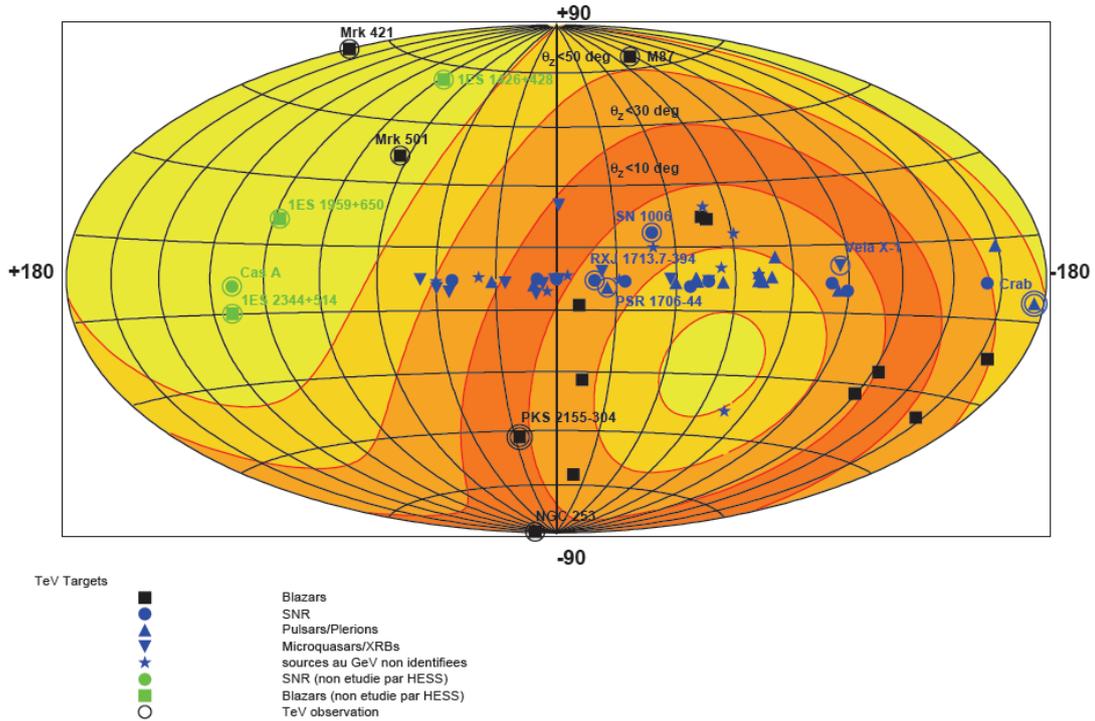


FIGURE 3.1 – Angle zénithal selon la direction d’observation exprimée en coordonnées galactiques. Différentes sources potentielles ont été indiquées; certaines ont déjà été observées au TeV.

3.2 Les installations

3.2.1 Disposition des télescopes

La disposition géométrique des télescopes a été optimisée pour obtenir une efficacité maximale lors des observations, quelle que soit la direction d’observation.

Pour atteindre cet objectif, les quatre télescopes sont disposés aux quatre angles d’un carré représenté figure 3.2, dont une des diagonales est orientée selon la direction nord-sud. 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 Tcherenkov émise par une gerbe. D’après J. Guy [41], elle est d’environ 125 mètres pour des γ au zénith et d’énergie 100 GeV (correspondant au seuil en énergie des télescopes de H.E.S.S.). Sachant cela, il apparaît figure 3.3 que la surface efficace avec un déclenchement de deux télescopes au moins est maximale pour des télescopes distants de 80 mètres environ, et reste supérieure à la surface efficace d’un télescope seul jusqu’à 150 mètres.

Les muons représentent une source importante du bruit vu par un télescope. Ils sont issus des interactions des protons avec l’atmosphère. Dans le cas d’un télescope seul, les muons détectés sont contenus à 90% (99%) dans un rayon de 80 mètres (135 mètres) autour du télescope (figure 3.4). Pour remédier à cela, le système de déclenchement, présenté dans la section 4.1, limite l’enregistrement des informations si et seulement si deux caméras au moins ont atteint un seuil en photoélectrons fixé. Une séparation supérieure à 100 mètres assure un excellent rejet des muons.

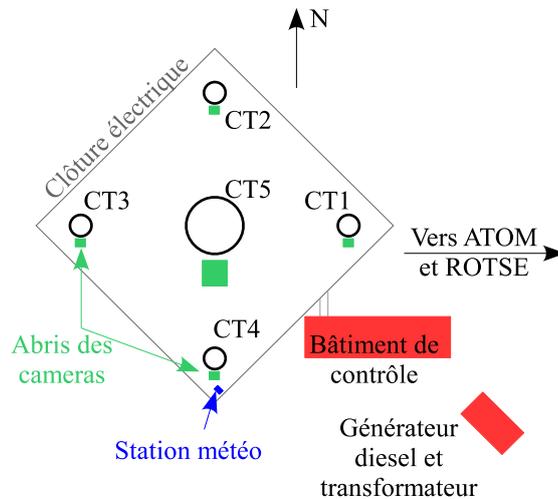


FIGURE 3.2 – Disposition des télescopes sur le site de H.E.S.S. en Namibie. Le site est visible du ciel par $23^{\circ}16'18''$ S, $16^{\circ}30'00''$ E

Une bonne évaluation de la distance et de la forme d'un objet est conditionnée par la distance entre les détecteurs. Une grande séparation permet d'observer l'objet, ici une gerbe électromagnétique, sous des angles très différents. L'image dans la caméra donne 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. Une explication plus détaillée se trouve dans le paragraphe 5.3.3 du chapitre 5. Par cette méthode, on obtient une résolution de l'ordre de $0,1^{\circ}$ pour des télescopes séparés par une centaine de mètres.

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 autre de la distance d'impact.

Le choix final, une séparation de 120 mètres, est issu d'un compromis entre ces différents critères.

3.2.2 Les autres mesures

Deux instruments sont également installés sur le site de H.E.S.S. : ROTSE IIIc et ATOM.

ROTSE IIIc (pour Robotic Optical Transient Search Experiment) est une partie d'une expérience à plus grande échelle, dont l'objectif est la détection et l'observation en optique de sursauts γ , et leur signalisation éventuelle à d'autres observatoires. C'est un télescope de 45 cm de diamètre, pour un champ de vue supérieur à 5° . Le projet [42], financé par la NASA, comporte en fait 4 télescopes, disséminés à travers le monde (Australie, États-Unis, Namibie et Turquie), capables d'observer le ciel en continu.

Le télescope ATOM (Automatic Telescope for Optical Monitoring), associé au projet H.E.S.S., est un télescope optique, de 75 cm de diamètre et fonctionnant depuis 2006. Il a trois objectifs :

- l'observation de sursauts γ , tout comme ROTSE IIIc, mais la taille du miroir lui confère une meilleure sensibilité,
- l'étude de la transmission atmosphérique, utile pour l'étalonnage du détecteur et l'analyse des images,

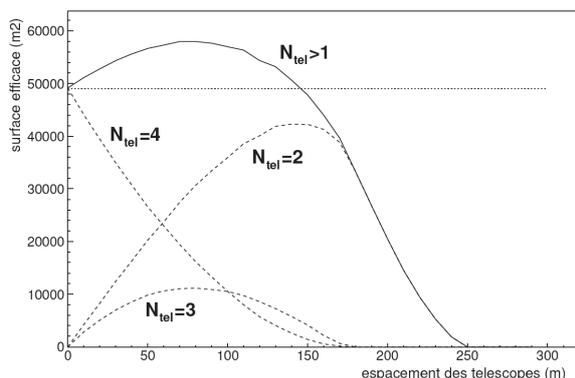


FIGURE 3.3 – Surface efficace d'un système à 4 télescopes en mode stéréoscopique. La ligne horizontale en pointillés indique le résultat pour un télescope seul [41].

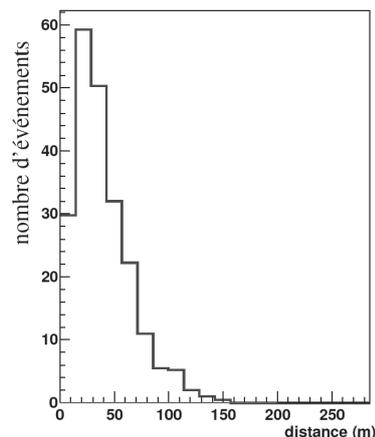


FIGURE 3.4 – Distance d'impact d'un spectre de muons au zénith et déclenchant un télescope [41].

- la détection de sources potentielles observables par H.E.S.S. (sursauts γ notamment).

3.3 Les télescopes

3.3.1 Structure et contrôle des télescopes

Chaque télescope (figure 3.5) de l'expérience est une structure en acier de type alt-azimutal d'une masse de 37,7 tonnes. Ce choix apporte une compacité plus élevée qu'une monture équatoriale. La rotation du ciel dans le champ de vue qui en découle n'a pas d'incidence puisque le temps de pose pour une image est extrêmement bref : quelques nanosecondes seulement. Elle permet en théorie de pointer vers n'importe quelle région du ciel avec une précision inférieure à 10". Cette valeur est cependant limitée à 20" par la déformation de la structure mécanique, modélisée et partiellement corrigée par S. Gillessen [43]. La rotation en azimut est exécutée sur un rail de 13,6 mètres de diamètre et contrôlée par deux moteurs : un moteur AC (Alternative Current) pour les phases d'observations, et un moteur DC pour les déplacements manuels, visibles figure 3.6. Plus de détails peuvent être trouvés dans la documentation relative aux moteurs [44]. Un système similaire est utilisé pour la rotation en altitude.

L'apport en énergie est principalement assuré par NamPower (compagnie d'électricité en Namibie), mais un générateur assure le relais en cas de coupure de courant.

3.3.2 Configuration des miroirs

Les miroirs des télescopes sont des mosaïques hexagonales de 13 mètres de diamètre, chacune composée de 382 miroirs sphériques de 60 cm de diamètre (figure 3.7) disposés sur une structure en toile d'araignée, pour une surface totale de 108 m² [45]. Le choix [46] du diamètre des petits miroirs est lié aux aberrations sphériques. Une taille trop grande conduit à une augmentation de la largeur de la fonction de résolution angulaire. La longueur focale de ce miroir est de 15 m, conférant aux télescopes un rapport entre le diamètre et la focale égal à 0,8 adapté à l'observation d'un large champ de vue.

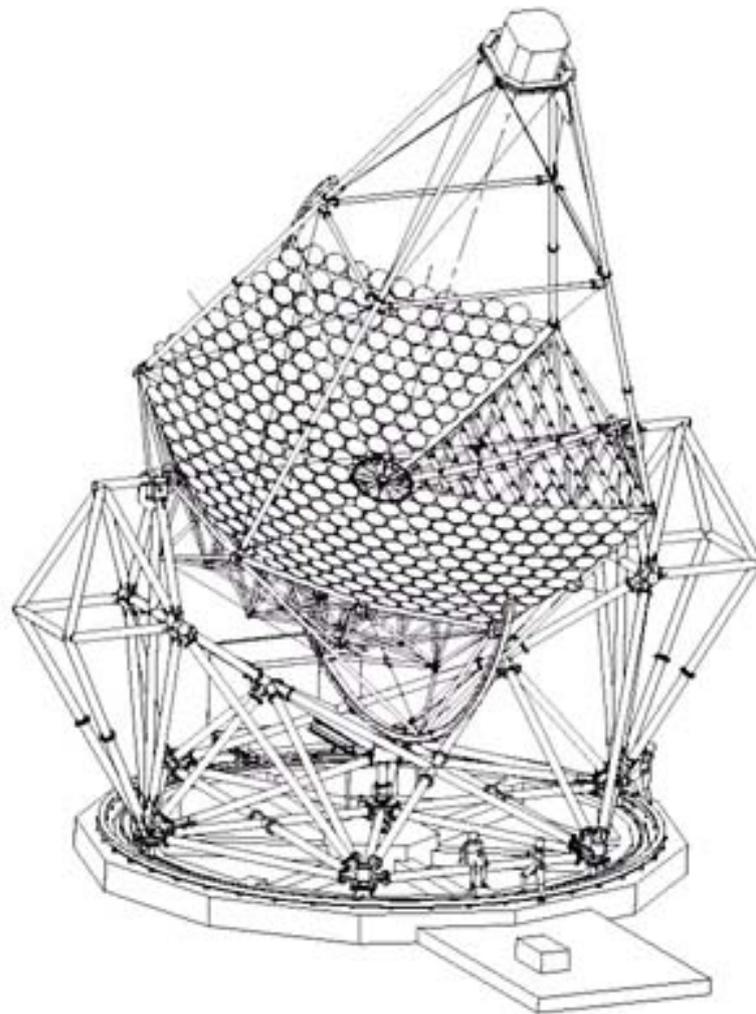


FIGURE 3.5 – Schéma d'un des télescopes de H.E.S.S.

Afin de réduire les aberrations géométriques et les aberrations de coma, les réflecteurs des télescopes suivent un arrangement appelé "Davies-Cotton" : chaque petit miroir est disposé sur un cercle de rayon égal à la longueur focale, mais son axe optique ne passe pas par le point focal, mais par un point distant de deux fois la longueur focale. Le schéma de ce montage est présenté figure 3.8. Ce montage apporte un gain important pour observer loin de l'axe optique : dans le cas de H.E.S.S., le champ de vue s'étend sur environ 5° . En revanche, l'arrangement "Davies-Cotton" induit également une dispersion temporelle dans l'arrivée des photons. Pour les dimensions de ces télescopes, celle-ci n'est heureusement que de 1 ns (égale à l'écart-type d'une distribution uniforme de 3,5 ns du temps d'arrivée des photons [46]), inférieure à la durée d'une émission Tcherenkov issue d'une gerbe électromagnétique (environ 8 ns).

3.3.3 Réglage des miroirs

Une fois la construction des télescopes achevée, les miroirs ont été positionnés afin d'obtenir une image nette d'un objet situé à environ dix kilomètres d'altitude (hauteur approximative des gerbes électromagnétiques). La procédure d'alignement [47, 48] est la suivante : le télescope pointe vers une étoile brillante (magnitude comprise entre -1,5 et 2) pour des angles zénithaux

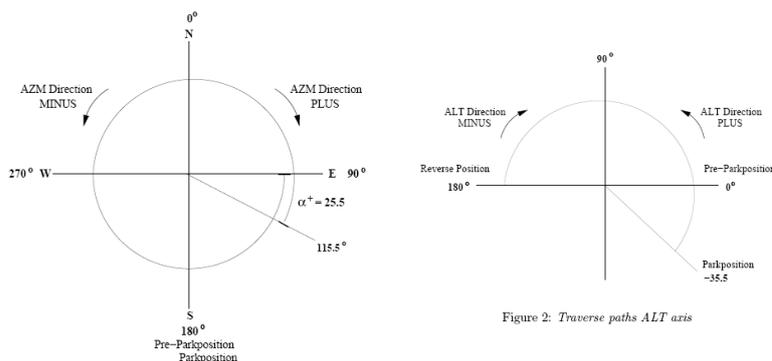
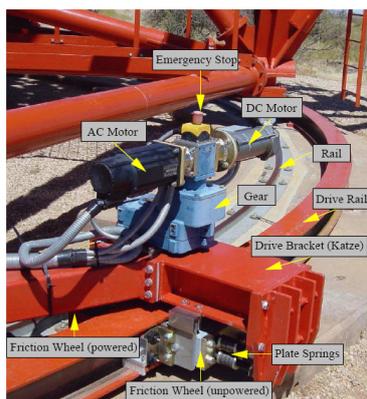


Figure 2: Traverse paths ALT axis

FIGURE 3.6 – À gauche : Image des moteurs assurant la rotation en azimut des télescopes. Au centre : Déplacement des télescopes en azimut. À droite : Déplacement des télescopes en altitude. Images produites par O. Bolz [49].

variés, prenant ainsi en compte la déformation de la structure des télescopes. Le réflecteur renvoie la lumière provenant de cette étoile vers le plan focal, qui coïncide avec le capot de la caméra. Une caméra CCD, située au centre de la mosaïque de miroirs, enregistre l'image dans le plan focal. L'objectif est d'obtenir la plus faible dispersion possible dans la position des photons incidents. On arrive à ce résultat en modifiant progressivement l'orientation des miroirs.

Pour se faire chaque petit miroir est monté sur la structure du télescope grâce à un élément composé de servo-moteurs (figure 3.7). Ceux-ci contrôlent l'inclinaison par rapport à la surface porteuse. En jouant avec cet élément, la largeur de la distribution angulaire ("point spread function" en anglais, abrégé en PSF) est progressivement réduite. Quelle que soit la définition de la largeur, la PSF dépend évidemment de la distance angulaire à l'axe optique, comme le montre la figure 3.9-(a), mais également de l'altitude du pointé (figure 3.9-(b)) : ceci est dû à la déformation de la structure sous son propre poids et celui de la caméra.

Le dernier point pour le réglage des optiques du télescope concerne la mise au point. Les gerbes n'étant pas situées à l'infini, la face de la caméra n'est pas placée dans le plan focal mais légèrement devant. Des études [50] ont montré que, compte tenu des aberrations des télescopes, une mise au point à 15 kilomètres réduit la taille de l'image Tcherenkov observée par la caméra.

3.3.4 Contrôle de l'atmosphère

Différents processus (création de paires e^+e^- , propagation des particules, émission Tcherenkov) interviennent dans la formation de gerbes électromagnétiques. L'atmosphère a une forte influence sur ces processus : il est donc nécessaire pour réduire les erreurs systématiques, d'en connaître les caractéristiques, telles que la transparence ou l'humidité. Des radiomètres et une station météorologique sont utilisés dans ce but.

Chaque télescope est équipé d'un radiomètre infrarouge observant le ciel à haute altitude (~ 10 km) dans la direction d'observation, et travaillant dans la bande $8-14\mu\text{m}$. Celle-ci correspond à une des bandes d'absorption de la vapeur d'eau. Le radiomètre renseigne, dans cette longueur d'onde, sur le taux d'humidité, fortement corrélé à la température. Dans de bonnes conditions météorologiques, la température mesurée est voisine de -40°C . Elle varie cependant avec l'altitude du pointé : à distance égale, la température est mesurée plus proche du sol

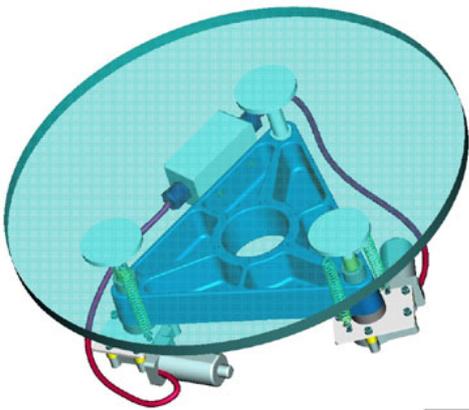


FIGURE 3.7 – *En haut* : Structure supportant les miroirs. *En bas* : Miroir et système mécanique de réglage.

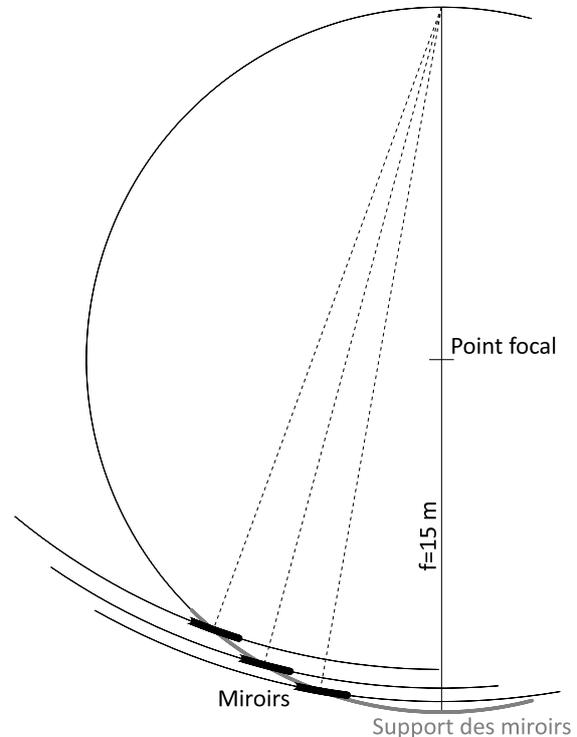


FIGURE 3.8 – Schéma du montage Davies-Cotton.

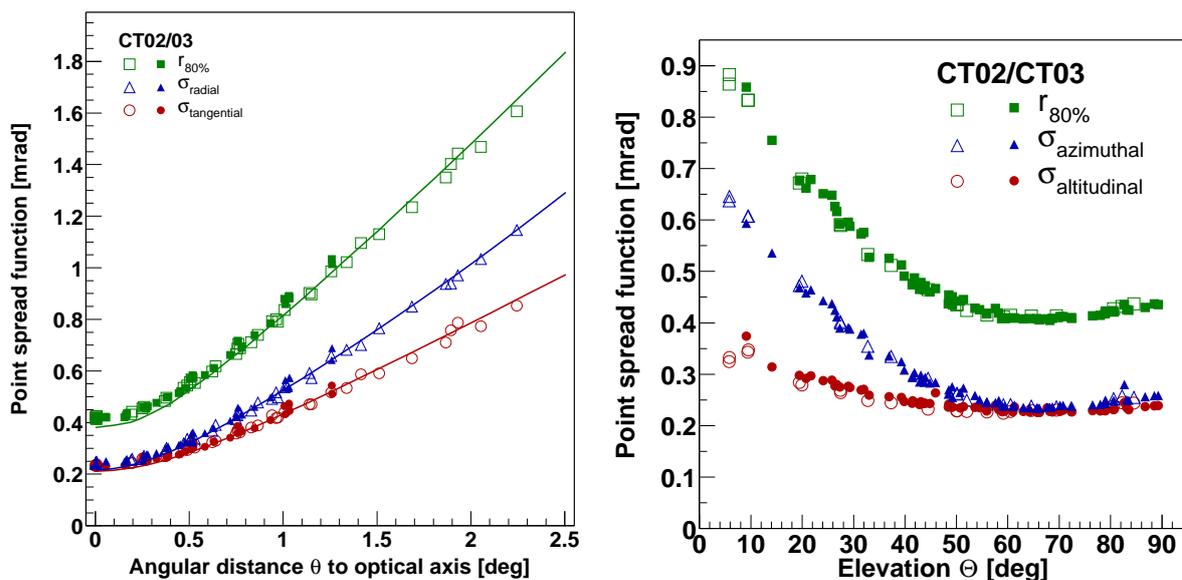
pour de grands angles zénithaux. Avec son champ de vue de $2,86^\circ$, le radiomètre enregistre ces données de température depuis octobre 2002.

Des données météorologiques au niveau du sol sont également enregistrées : température, pression, taux d'humidité, vitesse et direction du vent. Un LIDAR (LIght Detection And Ranging) est également employé pour mesurer la répartition des aérosols (poussières, nuages, ...) jusqu'à une dizaine de kilomètres d'altitude. Il fonctionne en émettant des impulsions laser, puis en mesurant leur rétro-diffusion. Un transmetteur [51] mesure la transparence dans les basses couches de l'atmosphère (jusqu'à ~ 500 mètres), par réception de signaux à différentes longueurs d'ondes émis depuis le Gamsberg, sommet culminant à 2347 mètres. Enfin un radiomètre infrarouge a récemment été installé. Balayant l'ensemble du ciel, il avertit de l'arrivée des nuages, peu propices aux observations.

3.4 Les caméras

3.4.1 Description générale

Placées au foyer des télescopes, les caméras de H.E.S.S. [52] jouent un rôle majeur pour la détection des γ . La conception de ces caméras (toutes identiques) est basée sur plusieurs critères : un pixel limité à un petit champ de vue ($0,16^\circ$) pour la qualité des images de gerbes,



(a) - PSF en fonction de l'angle hors-axe.

(b) - La PSF en fonction de l'altitude.

FIGURE 3.9 – Variation de la PSF dans différentes conditions d'observation. Les miroirs sont réglés pour une observation à 70° en élévation et proche de l'axe optique. Ces graphiques sont produits par R. Cornils [47, 48]. Trois définitions de la résolution sont données : le rayon du cercle contenant 80% du signal ($r_{80\%}$), la largeur le long de l'axe des abscisses (azimut) sur la caméra ($\sigma_{\text{azimuthal}}$), et la largeur le long de l'axe des ordonnées (altitude) sur la caméra ($\sigma_{\text{altitudinal}}$)

un large champ de vue (5°), pour observer des sources étendues et pour améliorer la détermination du fond de rayons cosmiques, 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 les temps morts et augmenter la sensibilité du réseau de télescopes. Le choix de la collaboration d'inclure l'électronique pour le traitement des données dans les caméras est motivé par la réduction du bruit introduit lors de la transmission du signal analogique entre les photomultiplicateurs (PM) et le convertisseur analogique-numérique.

Chaque caméra est une structure cylindrique longue de 1,5 m et de section hexagonale de diamètre 1,6 m. Pour faciliter la maintenance, la caméra est occupée par 60 " tiroirs ", contenant chacun 16 PM et l'électronique assurant leur gestion. Des ventilateurs, au nombre de 80, pour l'évacuation de la chaleur, et des alimentations, pour la distribution de puissance, complètent la caméra. Le poids total atteint 900 kilogrammes.

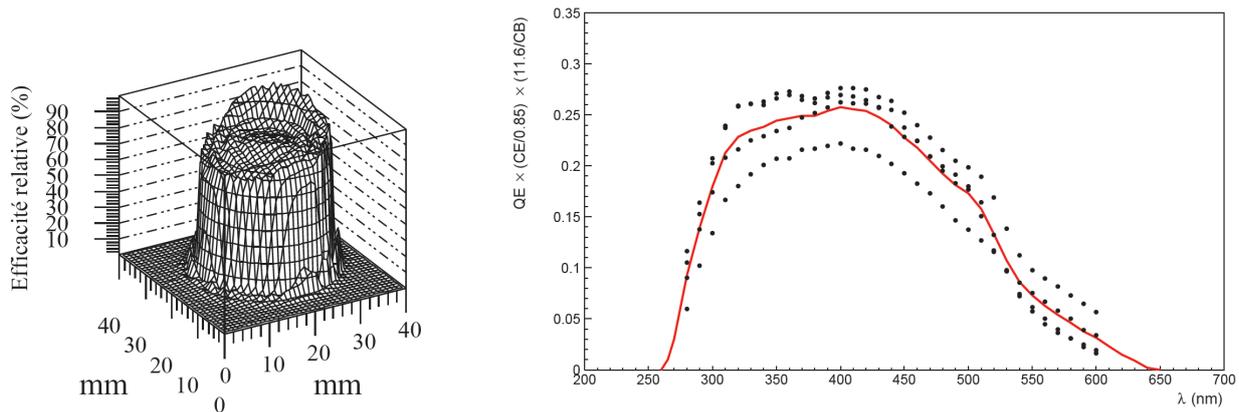
3.4.2 Détection des photons

3.4.2.1 Les photomultiplicateurs

Un photomultiplicateur 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 photoélectrique 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 l'ordre de 10^5 . Ceux-ci sont finalement captés et un

signal électrique est mesuré.

Les caméras de H.E.S.S. emploient des PMs produits par l'entreprise Photonis [53, 54]. 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 (figure 3.10-(a)). L'efficacité du PM, qui dépend de la longueur d'onde (figure 3.10-(b)), vaut en moyenne 25% dans la bande correspondant à la lumière Tcherenkov. Chaque PM est alimenté par une haute tension propre produisant un gain



(a) - Efficacité quantique sur la photocathode. (b) - Efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde.

FIGURE 3.10 – (a) - Efficacité quantique en fonction de la position d'arrivée sur la photocathode pour un photomultiplicateur donné. (b) - Courbes d'efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde, pour quatre PM (points noirs) et en moyenne (ligne rouge). Les mesures sont enregistrées pour un gain à 2×10^5 [41, 55].

nominal de 2×10^5 . Elle est généralement voisine de 1000 Volts. La tension est fournie via une base connectée à l'arrière du PM multipliant par un facteur 400 la tension d'entrée, comprise entre 0 et 4 Volts.

La réponse temporelle du PM à une impulsion ou fonction de transfert est modélisée [56]; elle sert notamment pour la simulation des caméras.

3.4.2.2 Collection de la lumière par des cônes de Winston

Les PM pointent vers le miroir du télescope à travers des cônes de Winston [57]. Ceci pour deux raisons :

- compte-tenu du fait que le rayon de la surface de collection est moindre que celui des PM et en prenant un agencement compact, la surface effective formée par l'ensemble des pixels est inférieure à 50% de la surface de la caméra. Les cônes de Winston permettent de récupérer la lumière focalisée entre les PM.
- ils réduisent également le bruit de fond de ciel, provenant directement des étoiles, ou par réflexion sur le sol au voisinage du télescope.

Pour améliorer l'efficacité de collection des PM [57], les cônes de Winston (figure 3.11) ont une section hexagonale de diamètre 41 mm à l'entrée et 21,5 mm en sortie. La longueur du cône vaut 53 mm. Ces dimensions correspondent à un champ de vue de $0,16^\circ$ dans le ciel. Les cônes de Winston ne transmettent finalement que 75% de la lumière

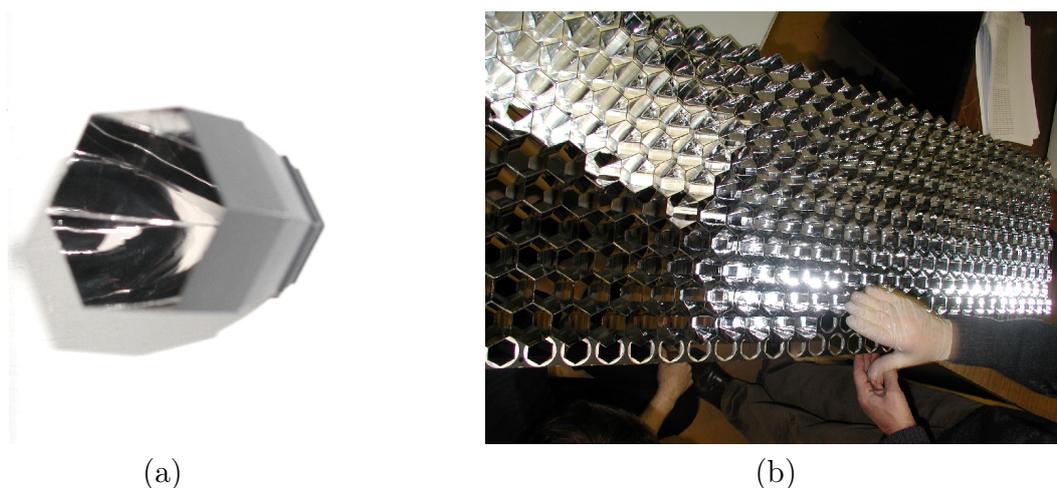


FIGURE 3.11 – (a) - Photographie d'un cône de Winston utilisé dans H.E.S.S. (b) - Installation des cônes sur le châssis.

3.4.2.3 Les tiroirs

Les tiroirs, au nombre de 60, contiennent chacun 16 PM et l'électronique associée, elle-même constituée de deux cartes, dites analogiques, qui gèrent le traitement des données. Le tiroir est complété par une carte dite de "slow control" qui gère les communications entre le tiroir et le module de gestion de la caméra.

Les **cartes analogiques** sont en charge du traitement des informations en sortie des photomultiplicateurs. Le principe de fonctionnement est schématisé figure 3.12. Deux voies, avec deux facteurs d'amplification différents, sont utilisées pour l'enregistrement des données. La présence de deux voies s'explique par la volonté d'étendre la gamme d'intensité lors des prises de données : la voie en haut gain est utilisée pour des images de faible intensité, entre 0 et 100 photoélectrons (pe), la voie en bas gain sert pour la détection d'événements de plus haute énergie, plus lumineux, entre 16 et 1600 pe environ. Les signaux transmis par ces deux voies parviennent ensuite à des mémoires analogiques circulaires (ou ARS pour Analogic Ring Sampling) dans lesquelles ils sont échantillonnés à une fréquence de 1 GHz. Chaque ARS est susceptible de traiter les signaux issus de cinq voies différentes. Pour chacune des voies, les informations échantillonnées sont enregistrées dans 128 cellules. Dans un fonctionnement cyclique, les données de chaque cellule sont écrasées après une période de 128 nanosecondes. Ces ARS ont été développés par le laboratoire DAPNIA-CEI (aujourd'hui IRFU) du CEA. Les caractéristiques de ces composants sont détaillées par G. M. Haller et al. [58].

Lorsqu'un signal de déclenchement est envoyé, l'échantillonnage continue pendant un temps égal à $128 - N_d$ nanosecondes, puis s'arrête. Le paramètre N_d correspond à un temps légèrement inférieur au temps de déclenchement (intervalle de temps entre la lecture d'une cellule et l'arrivée du signal de déclenchement); il vaut environ 70 nanosecondes. La lecture des 16 cellules suivantes, s'enclenche alors. Le temps associé à ces cellules (16 nanosecondes) représente la taille de la fenêtre temporelle contenant l'intégralité de l'impulsion à l'origine du déclenchement. Les signaux en sortie des ARS sont envoyés vers des multiplexeurs puis vers des convertisseurs analogiques-numériques pour être numérisés.

Enfin, il existe une troisième voie, analogue à la voie en haut gain. Le signal est comparé à un seuil évalué pour accroître les performances du détecteur (voir chapitre 4). Le rôle de cette voie se limite à l'émission d'un signal lorsque le PM détecte une émission significative. Elle est

un point nécessaire dans le mécanisme de déclenchement de la caméra.

La **carte slow control**, comme il a déjà été dit, est responsable de la communication entre le tiroir et le module de gestion et assure le bon déroulement de l'acquisition des données. Elle traite les points suivants :

- la haute tension appliquée aux PM : chacun est alimenté à sa tension nominale, mais peut être désactivé individuellement (pour cause d'une étoile dans le champ de vue par exemple). Différents paramètres sont régulièrement contrôlés et enregistrés (tensions appliquées sur les bases des PM, courant de haute tension (HVI), courant d'anode (DCI), compteur du nombre de déclenchements sur une période limitée)
- la configuration des cartes analogiques : valeur du seuil pour la troisième voie, temps de déclenchement N_d (exprimé en nombre de cellules), taille de la fenêtre de lecture.
- le contrôle de la température en différents points du tiroir. La valeur de la température influe sur les propriétés du tiroir et notamment sur la valeur des piédestaux des PM.

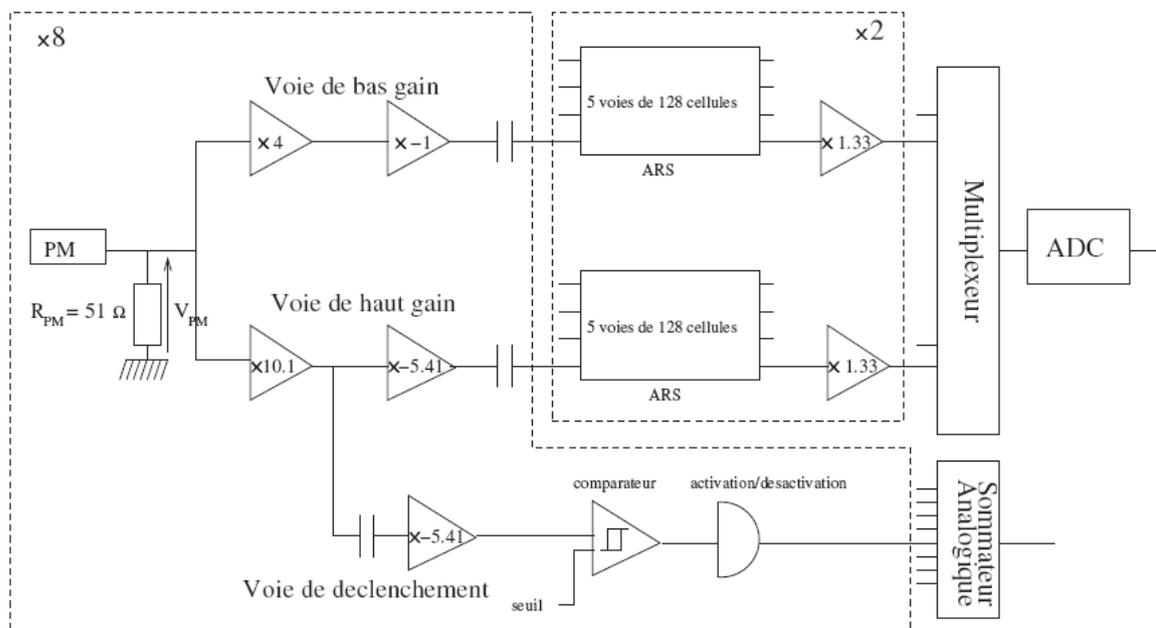


FIGURE 3.12 – Schéma de fonctionnement d'une carte analogique utilisée dans les tiroirs des caméras des télescopes H.E.S.S. en phase I [59].

Le système de communication est décrit dans la figure 3.13. Les trois principaux éléments intervenant dans l'acquisition des données y apparaissent : le tiroir pour la détection et le traitement du signal, la logique de déclenchement sur laquelle nous reviendrons ultérieurement et enfin le module de gestion veillant au contrôle du système dans sa globalité, ainsi qu'à l'enregistrement des données finales.

3.4.2.4 Le module de gestion

Ce module contrôle l'ensemble des opérations dans la caméra. Il est composé de sept cartes, chacune associée à un rôle bien particulier. La **CPU** (pour **Central Processing Unit**) est le principal lien entre la caméra et le monde extérieur (salle de contrôle, machines). Elle est connectée aux machines de calcul au moyen d'un câble ethernet. Une seconde liaison est éga-

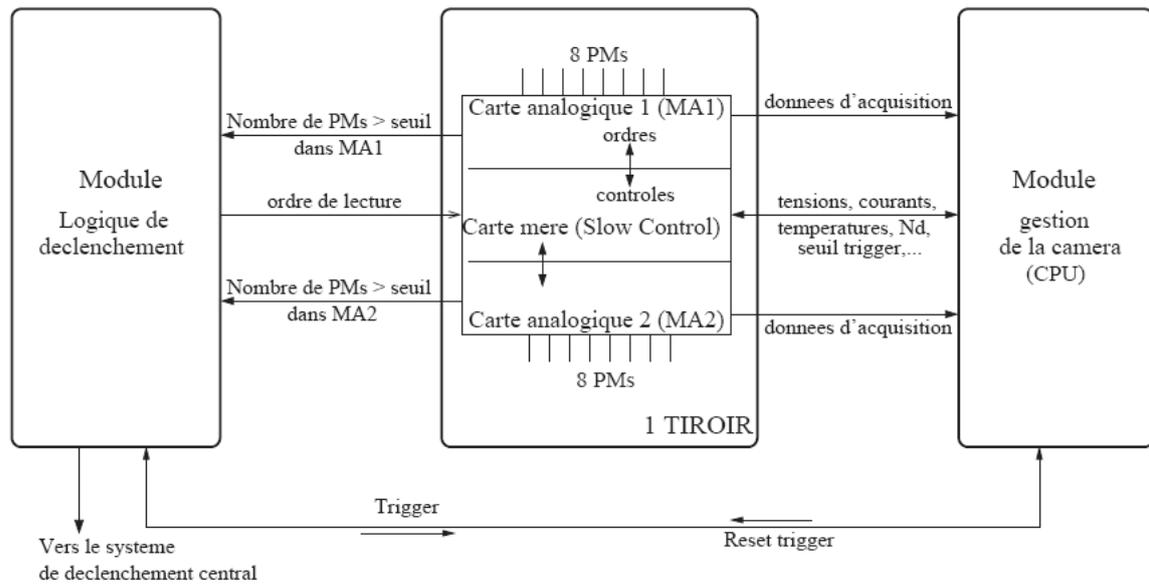


FIGURE 3.13 – Schéma des informations échangées entre les différentes parties de la caméra [59].

lement établie afin de reprendre la main depuis la salle de contrôle. La CPU est également la pièce centrale du module de gestion.

Quatre **cartes FIFO** (pour **First In First Out**) permettent de connecter le CPU et les tiroirs de la caméra. Dans une direction, ces cartes transmettent la configuration (haute tension, seuil, ...) aux tiroirs. Dans l'autre direction, les cartes FIFO forment, à partir des données, une chaîne qui sera enregistrée dans les machines de calculs après être passée par le CPU.

Une **carte Registres** définit la configuration de déclenchement de la caméra (utilisation de la logique de déclenchement pour les observations ou synchronisation sur les impulsions d'une DEL (diode électro-luminescente) pour l'étalonnage des caméras). Elle reçoit en retour l'état relatif à l'activité de la caméra (données en cours de traitement, ou caméra en attente de déclenchement).

La **carte ventilateurs et température**, qui comme son nom l'indique, assure le relevé de la température et la gestion de la vitesse de rotation des ventilateurs pour réguler la température à l'intérieur de la caméra. Son rôle s'étend également à l'ouverture et la fermeture du capot de la caméra, et à la mise sous tension des tiroirs et du module de déclenchement.

La **carte GPS**, après réception du signal de déclenchement, assure la datation de l'événement avec une précision de 80 nanosecondes. Dans le même temps, un signal est envoyé vers le CPU pour signifier le début de la phase d'enregistrement des données. Le CPU récupère finalement la date du déclenchement pour l'associer aux données à conserver.

Enfin une interface, de type **cPCI-CustomBus** (pour Compact Peripheral Component Interconnect) transmet les informations relatives au déclenchement local de la caméra vers la carte CPU. Ces informations contiennent notamment les secteurs à l'origine du déclenchement, ainsi que l'adresse IP de la machine dans laquelle les données seront finalement enregistrées.

L'alimentation de la caméra passe par un câble unique. L'interrupteur est situé dans la cabine placée sur le télescope par laquelle toutes les communications (alimentation, ethernet,...) transitent.

4

Acquisition des données

4.1 Le système de déclenchement

4.1.1 Introduction

Afin de réduire la quantité de données enregistrées pendant les observations, un système de déclenchement particulier a été développé. En effet, parmi tous les phénomènes lumineux observables (lumière Tcherenkov issue des muons ou des gerbes de particules, bruits de fond de ciel), seuls ceux qui ont pour origine des photons γ nous intéressent. Même si tous les phénomènes parasites ne peuvent être éliminés de prime abord, la réduction des temps morts, pendant lesquelles aucune donnée ne peut être enregistrée, est essentielle pour un gain de la sensibilité du détecteur. Le système de déclenchement est donc conçu pour une bonne identification des candidats γ , et pour réduire les événements dus au fond de rayons cosmiques.

Le déclenchement se passe en deux temps. Dans un premier temps, chaque caméra déclenche localement lorsque l'intensité mesurée dans la caméra dépasse un seuil fixé. Dans un second temps, un signal indiquant le déclenchement d'une caméra est envoyé. Si le système central reçoit deux signaux dans un bref intervalle de temps, un déclenchement est appliqué sur les quatre caméras et les données sont enregistrées. Le schéma 4.1 résume les communications entre les caméras des télescopes et le système de déclenchement central.

4.1.2 Déclenchement local des caméras

Le déclenchement est géré sur deux niveaux. Un premier niveau concerne l'intensité par un PM seul. Le PM envoie en continu un signal donnant sa charge via la voie de déclenchement. Ce signal est alors comparé à un seuil, déterminé au préalable. Au-delà d'une valeur équivalant à quatre photoélectrons détectés, le PM est considéré allumé.

Le second niveau est lié au nombre de PM allumés dans un secteur de la caméra. En effet les gerbes électromagnétiques forment dans le ciel des objets compacts d'une taille angulaire de 1° en moyenne dans la caméra, correspondant au champ de vue observé par six PM alignés et juxtaposés. Par conséquent, une coïncidence de l'allumage de plusieurs PM dans une même

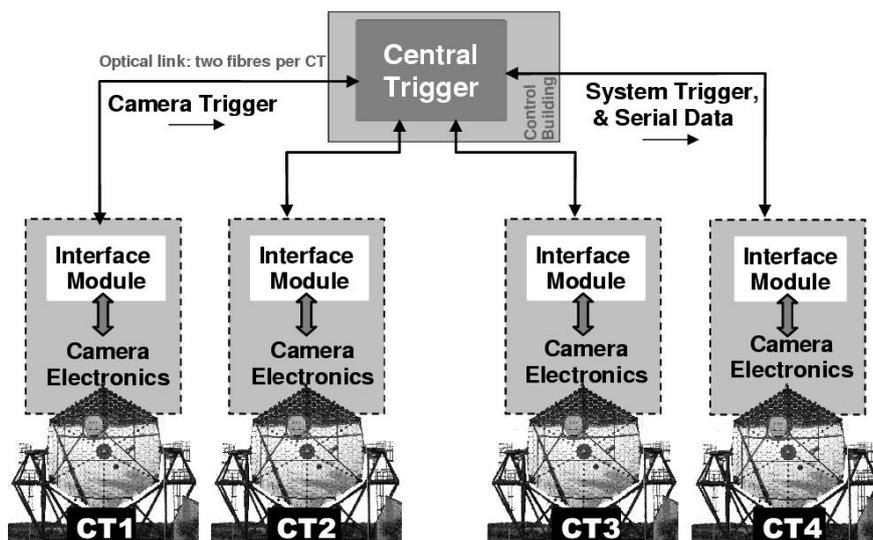


FIGURE 4.1 – Communications entre les caméras et le système central [60] : les caméras envoient un signal de déclenchement local, le système central répond par un signal de déclenchement global vers les caméras.

région de la caméra réduit le déclenchement à des événements très probablement dus à une émission Tcherenkov. L'allumage inopiné et local d'un PM, causé par du bruit issu du fond de ciel ou par des étoiles filantes, ne sera donc pas pris en compte. De plus, la correspondance entre la taille des secteurs et celle de l'image d'une gerbe électromagnétique permet de rejeter une partie du fond de ciel.

Les caméras sont donc divisées en secteurs de 64 photomultiplicateurs (moins pour les secteurs situés dans les angles). Pour réduire l'effet d'inhomogénéités dans la réponse de la caméra, dues aux cas où une image est à cheval sur deux secteurs, les secteurs se recouvrent partiellement comme le montre la figure 4.2. Dans cette configuration, 38 secteurs sont nécessaires pour une couverture totale de la caméra. Les signaux issus de l'ensemble de ces secteurs sont centralisés vers une carte installée dans la caméra.

Lorsque le second niveau de déclenchement est atteint deux signaux sont émis : un premier vers le système de déclenchement central via un système de fibres optiques, un second vers les tiroirs pour arrêter l'échantillonnage et démarrer le processus de traitement des données. Si un signal d'annulation est envoyé durant les premières $10 \mu\text{s}$, ce processus est interrompu.

La valeur des seuils est fixée de manière à réduire le taux de déclenchement dû au bruit de fond de ciel, tout en gardant un taux de déclenchement le plus élevé possible. La figure 4.3 résume le dilemme énoncé précédemment. La configuration finale utilisée correspond à un seuil égal à 4 pe par PM, et au minimum 3 PM déclenchés simultanément dans un secteur.

Caméra 5° (960 PMTs), Trigger

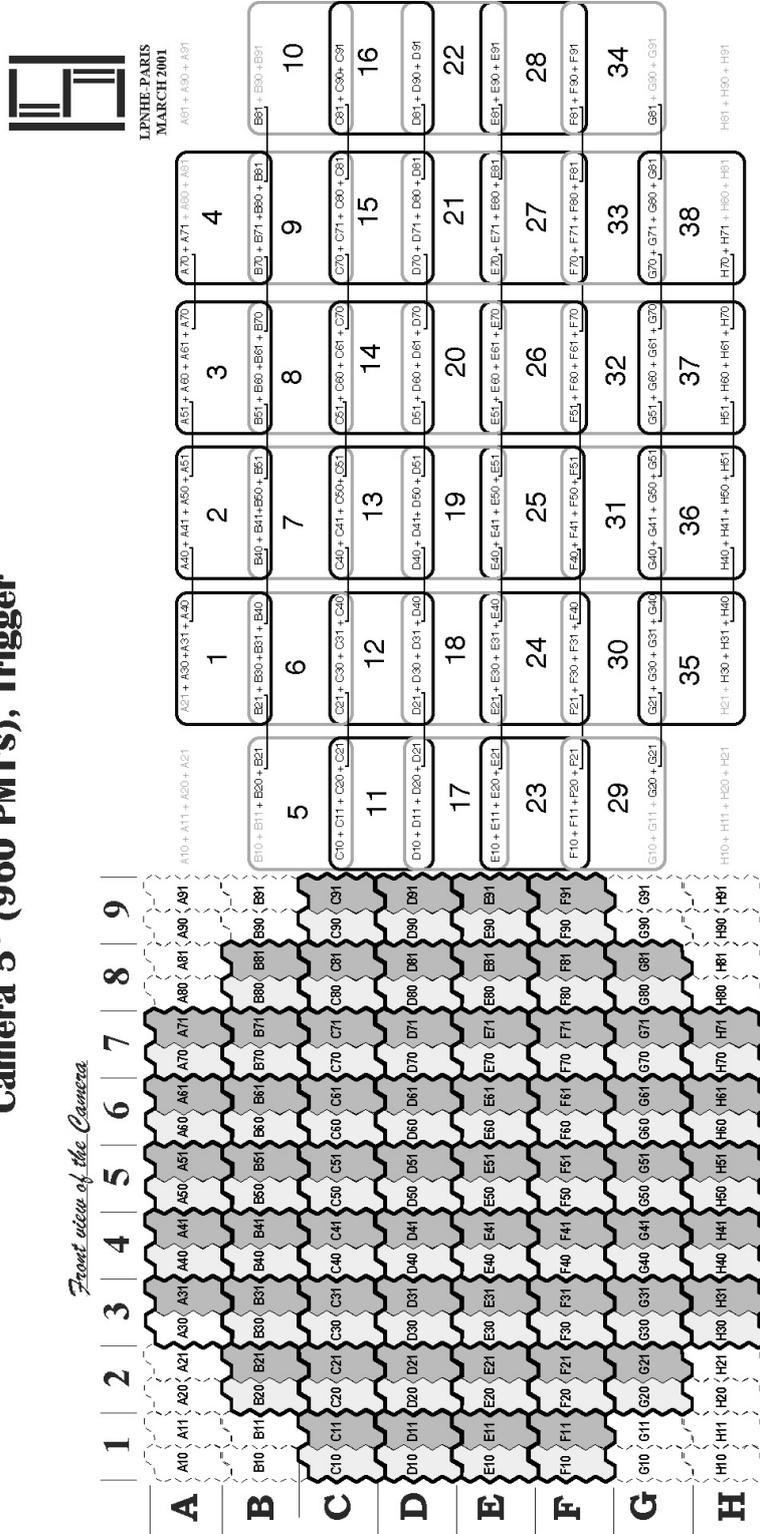
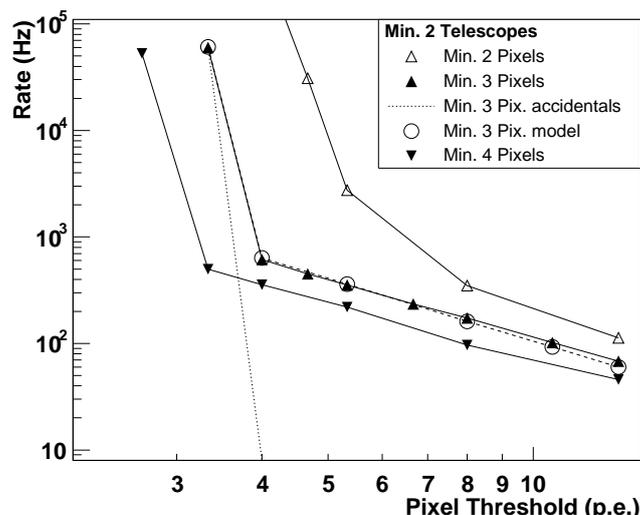
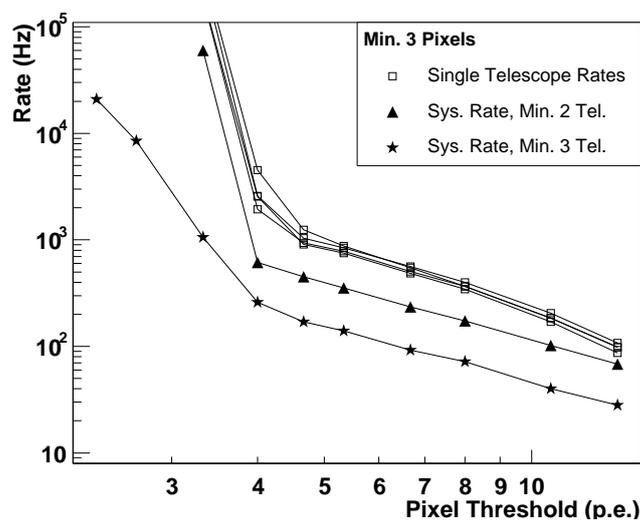


FIGURE 4.2 – Degrés de regroupement des PM dans la caméra : à gauche : Regroupements physiques : les PM d'un même tiroir sont regroupés dans les régions aux traits épais, les régions grises contiennent les PM gérés par une même mémoire analogique ; à droite : Regroupements logiques en secteurs utilisés pour le second niveau du système de déclenchement.



(a)



(b)

FIGURE 4.3 – (a) - Taux de déclenchement pour différentes valeurs de l'intensité minimale par PM, en fonction du nombre de pixels en coïncidence requis. (b) - Taux de déclenchement pour différents seuils relativement au nombre de pixels en coïncidence et au nombre de télescopes déclenchant simultanément [60]. Deux régimes sont clairement mis en évidence sur ces figures : en deçà d'un certain seuil dépendant de l'intensité minimale requise par PM, le taux de déclenchement augmente brutalement. Dans cette gamme en effet, les conditions permettent le déclenchement systématique des caméras sur le bruit de fond de ciel. Au dessus de cette valeur au contraire, il reste uniquement le bruit résiduel (appelé taux de post-impulsion), lié à une propriété intrinsèque des PM, et par conséquent, irréductible.

4.1.3 Déclenchement central

La logique de déclenchement est organisée sur deux niveaux : l'un, local, est présent dans chacune des quatre caméras, l'autre, central, se trouve dans le bâtiment de contrôle. Ce second

niveau assure la détection des coïncidences entre les signaux issus des différents télescopes.

Pour définir si les signaux en provenance de plusieurs caméras coïncident, une procédure particulière est suivie. Tout d'abord, l'instant de déclenchement fourni par une horloge système GPS est corrigé pour chaque télescope : les gerbes électromagnétiques se produisant rarement au zénith, le déclenchement aura lieu à un moment différent dans chacune des caméras. De plus, les télescopes étant situés à différentes distances du bâtiment de contrôle, une autre source de retard est à prendre en compte. Enfin, une dispersion résiduelle en temps, de 10 ns environ, est due à l'extension de la gerbe dans l'atmosphère, ainsi qu'à la configuration des miroirs (montage Davies-Cotton). Après correction des retards, une comparaison du temps d'arrivée est possible.

Lors du déclenchement local d'une caméra, le module central reçoit un signal d'une durée de 40 ns si un traitement des données s'opère dans la caméra, et de 80 ns sinon. Un recouvrement de 10 ns au moins entre les signaux issus de deux caméras ou plus définit une coïncidence. Dans le cas contraire, un signal d'annulation est envoyé vers les caméras dans un intervalle de temps inférieur à $5,5 \mu\text{s}$ après le déclenchement (correspondant au temps de parcours du signal à travers le réseau de fibres optiques ($\sim 4,2 \mu\text{s}$) auquel s'ajoute le temps de traitement du signal d'une durée de 330 ns).

D'après la figure 4.3-(b), une multiplicité (nombre de caméras déclenchant simultanément) de 2 est suffisante pour assurer un bon rejet du bruit de fond de ciel, ainsi qu'un bon rejet des muons. Le taux de coïncidences fortuites est en effet de l'ordre de 1 Hz, pour un taux de déclenchement de chaque caméra de 1 KHz. Enfin, pour un déclenchement simultané de deux caméras au moins, le temps mort, durant lequel aucun nouvel enregistrement ne peut se produire est de $446 \mu\text{s}$. Ce temps se réduit à une dizaine de microsecondes lorsqu'il n'y a pas coïncidence. Cette procédure assure donc un gain non négligeable du temps effectif d'observation, avec une fraction de temps mort de l'ordre de 10%.

4.2 Déroulement des observations

Les procédures d'observations ont un rôle primordial pour l'acquisition de données exploitables et de bonne qualité. En premier lieu, il convient de se placer dans un endroit dépourvu de pollution lumineuse (éclairage urbain). À une centaine kilomètres de la ville la plus proche, le site de H.E.S.S. vérifie cette première condition. Cependant la Lune et le Soleil représentent également des sources de pollution. Pour y remédier, les observations sont limitées à la période de la nuit pendant laquelle le Soleil est à plus de 18° au dessous de l'horizon, et la Lune simplement sous l'horizon. Plus particulièrement pour la lumière solaire, cette condition protège également les photomultiplicateurs d'une trop forte intensité, susceptible de les endommager. Les observations sont donc finalement limitées à environ 25 nuits par lunaison, séparées par trois ou quatre nuits sans observations.

À cause du rôle de l'atmosphère dans la détection des gerbes électromagnétiques par rayonnement Tcherenkov, les conditions atmosphériques doivent vérifier certains critères : des paramètres stables (humidité, température, ...), et une absence totale de nuages, qui absorbent la lumière Tcherenkov, et par conséquent causent des erreurs systématiques importantes pour la reconstruction en énergie. En tenant compte des saisons des pluies (vers octobre ou novembre et entre janvier et mars), le temps d'observation disponible est d'environ 1000 heures par an.

Lors des observations, une période de une à deux heures est nécessaire pour stabiliser la température à l'intérieur des caméras. Après une phase de mise en route, un programme d'observations est suivi automatiquement. Ce programme est défini au préalable par un comité

d'observations vers le mois de décembre de l'année précédente suite aux demandes faites par les membres de la collaboration ou par des chercheurs externes. La phase d'observation se divise en périodes d'acquisition de 28 minutes chacune, séparées par un intervalle de deux à trois minutes pour configurer la prochaine acquisition.

La méthode de pointé généralement utilisée, consiste à observer à $0,5^\circ$ de la source étudiée. Cette méthode permet d'observer simultanément la région hors-source qui sera utilisée pour établir le niveau du fond résiduel de rayons cosmiques. Ce décalage est appliqué dans différentes directions, en azimut et en déclinaison, afin de réduire les erreurs systématiques lors de la soustraction du fond. Pour des sources plus étendues les observations seront faites avec un décalage plus important. Dans le cas de sources extrêmement étendues, une méthode différente doit être appliquée : alternativement, des observations de la source au centre de la caméra, puis d'une région du ciel distante de 30° en azimut, sont effectuées. Cependant, le large champ de vue du détecteur H.E.S.S. (5°) ne nécessite pas l'emploi de cette méthode dans la plupart des cas.

Enfin, avec les observations, il est nécessaire de contrôler l'évolution des propriétés du détecteur et de ses composants. Des données pour l'étalonnage du détecteur sont donc également enregistrées, avant, pendant et après les périodes d'observations.

4.3 Étalonnage du détecteur

4.3.1 Introduction

Lors du traitement des données, les signaux issus des PM sont numérisés. L'intensité est enregistrée sous forme d'un nombre de coups d'ADC (Analogic to Digital Conversion). La conversion entre le nombre de photoélectrons γ_e^i et le nombre de coups d'ADC N_{ADC}^i pour la voie i est donné par :

$$\gamma_e^i = \frac{N_{ADC}^i - P^i}{G_{ADC/\gamma_e}^i} \times k_{FF} \quad (4.1)$$

où P^i , G_{ADC/γ_e}^i , et k_{FF} correspondent respectivement à la valeur du piédestal, au gain d'amplification associé à la voie et au coefficient de correction des différences d'efficacité optique et quantique du photomultiplicateur.

Pour assurer la performance du détecteur et la qualité des résultats, connaître les valeurs de ces paramètres et leurs variations dans le temps est essentiel. C'est l'objectif de l'étalonnage du détecteur. Les tests effectués en dehors des acquisitions sont réalisés régulièrement, tous les deux jours environ. Les paragraphes suivants présentent succinctement les différents tests réalisés sur les détecteurs. De plus amples détails sont précisés par L. Rolland [61] et par Aharonian et al. [62].

4.3.2 Piédestaux électroniques

Il existe dans H.E.S.S. deux définitions des piédestaux, selon les conditions dans lesquels sont réalisés les tests : le piédestal dans l'obscurité, propriété intrinsèque au PM et à l'électronique, et le piédestal avec bruit de fond de ciel qui caractérise l'effet sur les mesures des couplages capacitifs dans l'électronique. La première méthode, appliquée en dehors des observations, consiste à mesurer la tension en sortie des photomultiplicateurs mis sous haute tension avec le capot fermé de la caméra. Le bruit électronique dans la chaîne d'acquisition provoque

des fluctuations gaussiennes sur la valeur du piédestal. En multipliant les mesures, la distribution obtenue est ajustée par une gaussienne : la moyenne donne la position du piédestal, la largeur est une mesure du bruit électronique. En haut gain, les grandeurs caractéristiques sont : -11500 coups d'ADC pour la position moyenne et 16 coups d'ADC pour la largeur.

L'autre méthode, plus régulière, se déroule pendant les observations. Toutes les deux minutes, une distribution de la charge mesurée est établie pour chaque PM (pour des intensités inférieures à 1,5 pe en utilisant l'équation 4.1). Un ajustement donne également la position et la largeur du piédestal. Si ce test est moins précis que celui décrit précédemment, il a l'avantage de détecter les variations temporelles de la position du piédestal. Ces variations sont en partie liées aux variations de température, importantes au cours d'une nuit. La valeur du piédestal, actualisée régulièrement, est donc utilisée pour déterminer l'intensité perçue par les PM.

4.3.3 Test en photon seul

Le rôle de ce test est l'évaluation du paramètre G_{ADC/γ_e}^i pour les voies en haut et bas gains. On rappelle que ces deux voies sont utiles pour travailler sur une grande gamme de luminosité : de 0 à 100 pe en haut gain et de 16 à 1600 pe en bas gain. Une fois le piédestal mesuré, il permet de compter le nombre de photoélectrons enregistrés par le PM avant correction de l'efficacité. La durée du test est de trois minutes ; le fonctionnement est le suivant : rangée dans l'abri, capot ouvert, la caméra est soumise à des impulsions lumineuses dans une gamme comprise entre 390 et 420 nm, de façon à ce que l'intensité perçue par les PM soit proche de 1 pe. La distribution obtenue dans la voie en haut gain est alors ajustée par la fonction suivante :

$$f(x) = \frac{N_0 e^{-\mu}}{\sigma_p} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \langle p \rangle}{\sigma_p} \right)^2 \right] + \sum_{i=1}^{10} \frac{N_0 N_1 e^{-\mu} \mu^i}{\sigma_{pe} \cdot i! \sqrt{i}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \langle p \rangle - i\delta}{\sigma_{pe}} \right)^2 \right] \quad (4.2)$$

Cette fonction est la superposition de la réponse des PM, qui suit une loi de puissance de la forme $N \exp((x - \langle x \rangle)^2 / 2\sigma^2)$, au décompte du nombre de photoélectrons N , qui suit une loi de Poisson de paramètre μ définie par $p(N = i) = e^{-\mu} \mu^i / i!$. Plus de détails à ce sujet sont fournis dans le dernier chapitre de ce manuscrit, dans le paragraphe 11.3.3.3. Le paramètre δ résultant du meilleur ajustement correspond au gain G_{ADC/γ_e}^{HG} pour la voie en haut gain. La valeur de la haute tension appliquée sur chaque PM a été initialement fixée afin d'obtenir une valeur de G_{ADC/γ_e}^{HG} proche de 80. Les variations statistiques lors des mesures sont inférieures à 3 coups d'ADC.

Pour la voie en bas gain, le paramètre G_{ADC/γ_e}^{BG} est évalué différemment. En effet, le gain est trop faible pour pouvoir distinguer le piédestal du pic du premier photoélectron. La solution la plus simple consiste à déterminer le rapport des gains entre les voies haut et bas gains. Ce rapport s'exprime selon :

$$\frac{G_{ADC/\gamma_e}^{HG}}{G_{ADC/\gamma_e}^{BG}} = \frac{N_{ADC}^{HG} - P^{HG}}{N_{ADC}^{BG} - P^{BG}} \quad (4.3)$$

La distribution obtenue pour ce paramètre est ajustée par une gaussienne. La moyenne donne le rapport des gains, d'une valeur proche de 13,7, et la largeur la dispersion, de l'ordre de 10%. Connaissant la valeur de ce rapport et G_{ADC/γ_e}^{HG} , la valeur de G_{ADC/γ_e}^{BG} se détermine aisément.

Au cours du temps, et avec le vieillissement des composants, le gain des photomultiplicateurs décroît d'une dizaine de coups d'ADC par an. Afin de corriger cela, la haute tension est régulièrement réajustée.

4.3.4 Efficacité quantique des photomultiplicateurs

Comme il est écrit dans l'équation 4.1, la réponse donnée en chaque point de la caméra varie également à cause des variations d'efficacité (optique et quantique) des photomultiplicateurs. Ces variations ont plusieurs origines : la réflectivité des cônes de Winston, la transparence des éléments optiques, l'efficacité des photocathodes, ainsi que l'efficacité de collection des électrons sur la première dynode. Cet effet doit être corrigé afin de réduire le biais à la fois sur les directions reconstruites (orientation des images) et l'énergie (intensité).

Le test se déroule selon le processus suivant : une diode électro-luminescente (DEL), placée au milieu du réflecteur primaire et avec une illumination uniforme jusqu'à 10° émet de brèves impulsions (~ 5 ns) en direction de la caméra. L'efficacité relative k_{FF} , appelée également coefficient de flat-field, est définie pour chaque PM comme :

$$k_{FF} = \frac{\langle N_\gamma \rangle_C}{\langle N_\gamma \rangle_{pm}} \quad (4.4)$$

où $\langle N_\gamma \rangle_C$ et $\langle N_\gamma \rangle_{pm}$ sont égaux aux amplitudes moyennes sur la durée du test, respectivement sur l'ensemble de la caméra et sur un seul PM. Le coefficient k_{FF} n'est donc qu'un paramètre relatif calculé indépendamment pour chaque caméra. Sur une période d'observation (une lunaison), une moyenne des valeurs obtenues est calculée et enregistrée dans la base de données.

De par sa définition, la valeur moyenne du coefficient de flat-field est égale à 1. La dispersion obtenue vaut 10% pour chacune des caméras.

4.3.5 Efficacité muonique

Le système optique du détecteur H.E.S.S. est également soumis à une évolution de ses propriétés au cours du temps. À 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 réflexion du détecteur continue de se dégrader et atteint aujourd'hui 60% de sa valeur initiale. Cette valeur varie peu d'un télescope à l'autre. Si une opération de maintenance visant à remplacer les miroirs des quatre télescopes est prévue, 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 événements détectés. La connaissance de ce paramètre permet de corriger les différents biais, il est donc nécessaire de le mesurer.

Pour cela, une méthode basée sur la détection de l'émission Tcherenkov des muons a été mise en place. Les muons sont des particules avec un temps de vie extrêmement court ($\sim 2\mu s$). Cependant, pour des particules relativistes, il arrive que certaines atteignent la surface du sol. 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 cercles est qu'ils sont produits par une seule particule. À partir de l'image obtenue, il est aisé de remonter à l'énergie du muon incident [63], et par conséquent au nombre de photons Tcherenkov émis par la particule.

Associée à des modélisations adéquates du détecteur et de l'atmosphère, 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.

Les études sont effectuées durant des acquisitions de 15 minutes, durant une nuit sans lune. Ainsi, une fois par période, la réflectivité associée à chaque télescope est mesurée et

enregistrée dans la base de données. La surface efficace du réseau de télescopes dépend des conditions d'observation (angle zénithal, angle hors-axe, efficacité muonique). Par conséquent la connaissance de ce paramètre est nécessaire pour déterminer le spectre des sources observées.

4.4 Sources supplémentaires d'incertitude

Si les tests précédents permettent de corriger le comportement des détecteurs en vue de comparaisons avec des simulations Monte Carlo, une source de biais demeure cependant. Si certains PM sont éteints et donc à l'origine d'un biais irréductible, d'autres présentent un dysfonctionnement à l'origine d'erreurs systématiques plus importantes. La détection, et l'exclusion de ces PM pour la suite de l'analyse est nécessaire pour réduire les erreurs. Différents problèmes sont à l'origine de ces dysfonctionnements :

- des paramètres d'étalonnage inconnus : pour une faible part des PM, certains paramètres normalement mesurés par les tests décrits précédemment sont inconnus. Ils sont généralement défectueux et sont simplement exclus de l'analyse en attendant d'être remplacés.
- des ARS instables : il apparaît sur certains ARS une désynchronisation entre la fenêtre de lecture et la position d'écriture. Cela a pour conséquence une perte d'une partie du signal. Heureusement, L. Rolland [61] présente différentes méthodes de détection des ARS instables qui permettent de rejeter les PM concernés.
- l'instabilité de la haute tension : la tension est mesurée deux fois par seconde. Toute variation supérieure à 10 V exclut le PM.

La fraction de PM éteints ou défectueux est en moyenne égale à 3,5%. Bien que ces PM soient à l'origine d'erreurs systématiques, ces dernières restent réduites en comparaison des différentes autres sources d'erreurs : statistique des observations, modélisation de l'atmosphère et du développement des gerbes par exemple.

Troisième partie

Les méthodes standards d'analyse des données

5

Méthodes d'analyse

5.1 Introduction

Après l'enregistrement des données lors des nuits d'observations, celles-ci 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. Si certaines ont été développées pour des expériences antérieures, d'autres l'ont été dans le cadre de l'expérience. Ces méthodes d'analyses 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.

Ces méthodes sont décrites en détail dans cette partie.

5.2 Nettoyage des images

Avant toute analyse des images collectées au foyer des télescopes, un premier traitement est généralement appliqué. Dans ce premier traitement, sont considérées les intensités vues par chacun des photomultiplicateurs ou par l'ensemble de la caméra. Dans le premier cas, ne sont conservés que les pixels ayant mesuré une intensité supérieure à 5 pe, et avec au moins un voisin mesurant une intensité supérieure à 10 pe. Inversement, si la charge est supérieure à 10 pe, la présence d'un voisin avec une charge supérieure à 5 pe suffit pour conserver le pixel. Ceci permet d'éliminer les PM faiblement illuminés par le fond du ciel, mais également les PM isolés, qui ne correspondent pas à l'image attendue d'une gerbe électromagnétique. Selon les analyses, la valeur supérieure du seuil (10 pe) peut être remplacée par une valeur plus faible (7 pe). Ce nettoyage permet une évaluation plus précise du pied de gerbe, souvent essentiel pour déterminer la direction d'origine du γ .

L'autre traitement consiste à n'utiliser que les images dont l'intensité intégrée sur l'ensemble des PM (également appelée la charge) est supérieure à un certain seuil, qui varie entre 40 pe et 200 pe selon les méthodes d'analyse et les sources étudiées. Ce traitement est appliqué à toutes

les méthodes d'analyse. Il est parfois associé au nettoyage décrit précédemment.

5.3 Méthode des moments réduits

5.3.1 Présentation

Ainsi qu'il a été montré précédemment, les images des gerbes électromagnétiques au foyer des télescopes ont approximativement une forme elliptique. Une méthode, développée par A. M. Hillas en 1985 [64], repose sur l'hypothèse suivante : l'intensité de l'image suit une distribution gaussienne à deux dimensions. L'analyse repose sur la détermination des propriétés de cette distribution. Les paramètres suivants (schématisés figure 5.1) sont donc utilisés pour la reconstruction et la sélection :

- l'amplitude totale I de l'image,
- la position du barycentre de l'intensité donnée par :
 - la distance nominale d du barycentre au centre de la caméra,
 - l'angle azimutal ϕ ,
- la demi-longueur L ,
- la demi-largeur W ,
- l'angle α entre la direction principale de l'ellipse et l'axe défini par le centre de la caméra et le barycentre de l'image.

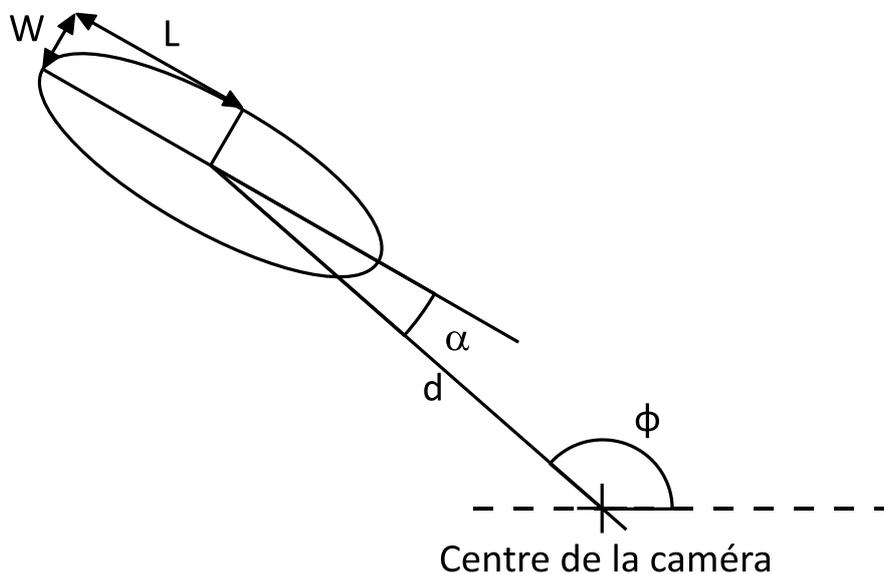


FIGURE 5.1 – Schéma des paramètres utilisés pour la reconstruction développée par A. M. Hillas.

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.

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.

5.3.2 Reconstruction de l'énergie

L'intensité lumineuse de l'image de la gerbe est corrélée à l'énergie du photon. Cependant cette information ne suffit pas à lever complètement la dégénérescence sur la mesure de l'énergie. 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 (angle zénithal), l'efficacité optique des télescopes (variable avec le temps), la distance d'impact, définie comme la distance entre le pied de gerbe (intersection entre le sol et la direction du γ incident) et le centre du système stéréoscopique, ainsi que la hauteur du maximum d'intensité de la gerbe. L'utilisation de ces nombreux paramètres permet de lever complètement la dégénérescence sur la gamme d'énergies comprises entre 300 Gev et 30 TeV environ.

À partir d'un grand nombre de γ simulés, des tables sont construites, donnant l'énergie moyenne et l'écart-type en fonction des différents paramètres énumérés précédemment. Un exemple de tables, pour un angle zénithal, une distance nominale et une efficacité optique donnés est présenté sur la figure 5.2.

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 l'erreur associée.

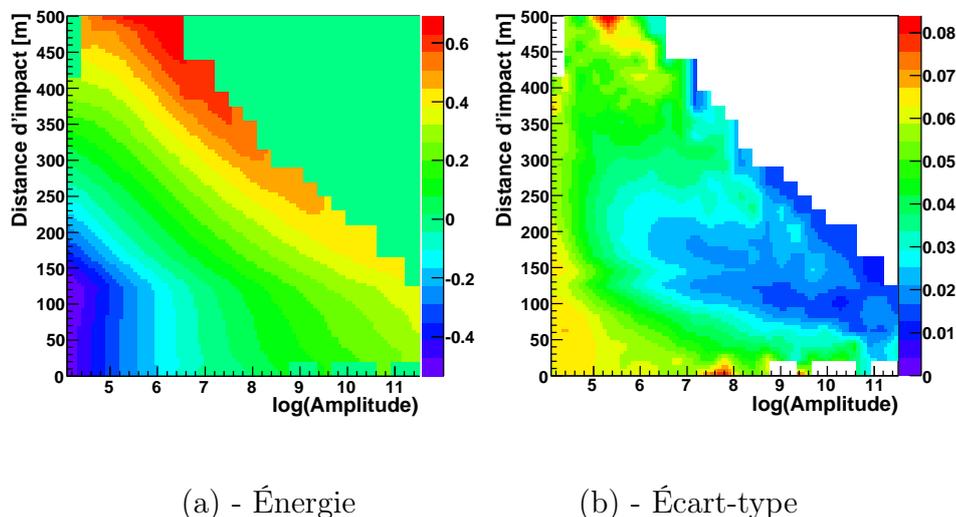


FIGURE 5.2 – Tables obtenues pour un angle zénithal $\theta_z = 0^\circ$, une efficacité optique égale à $\eta = 1$. et une distance nominale $d = 0^\circ$. La table de gauche donne l'énergie moyenne de la distribution, celle de droite son écart-type.

5.3.3 Reconstruction de la direction

L'utilité de la stéréoscopie prend tout son sens ici. La méthode présentée ne fonctionne en effet que lorsque deux télescopes au moins ont détectés l'événement, à l'instar de la vision

binoculaire, qui permet d'appréhender la profondeur. Si les yeux, espacés de seulement plusieurs centimètres donnent une idée de la distance au-delà de quelques mètres, des télescopes distants de 120 mètres apportent des informations sur la distance à plusieurs kilomètres. Ce réseau de télescopes de H.E.S.S. est donc idéal pour l'observation des gerbes électromagnétiques se formant à une dizaine de kilomètres d'altitude.

Le grand axe de la gerbe, équivalant à la direction du γ , est donc observé par différents télescopes, et correspond au grand axe de l'image observée par la caméra. En recoupant les informations obtenues par plusieurs télescopes, la direction est définie comme l'intersection des axes des images reportées sur une même caméra. La figure 5.3 expose de manière plus intuitive cette méthode. Cependant lorsque la gerbe électromagnétique se produit loin de l'axe optique

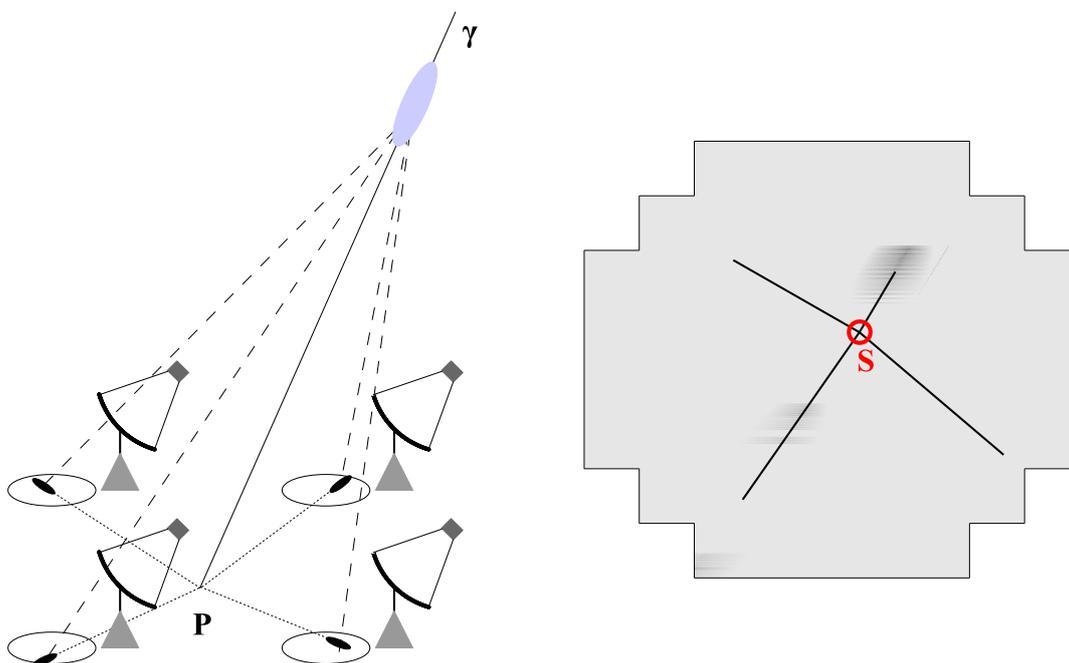


FIGURE 5.3 – À gauche : Gerbe électromagnétique à l'origine du déclenchement des quatre télescopes. Le cercle au sol à gauche de chaque télescope représente l'image obtenue au foyer du télescope. Le pied de gerbe P est à l'intersection des directions principales des images de la gerbe. À droite : Images des gerbes pour chacun des télescopes reportées dans un même champ de vue. Au point S , la position reconstruite de la source.

du miroir, l'image dans la caméra est décentrée voire tronquée. Ce dernier cas est 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 la distance nominale est appliquée.

5.3.4 Sélection des événements

La discrimination des événements utilise dans cette méthode les moments d'ordre 2 de l'ellipse : la largeur W et la longueur L . 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 :

$$SL = \frac{L - \langle l \rangle}{\sigma_L} \quad \text{et} \quad SW = \frac{W - \langle w \rangle}{\sigma_W} \quad (5.1)$$

où les paramètres $\langle l \rangle$ et $\langle w \rangle$ 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. Deux télescopes au moins ayant déclenchés sur l'événement, une moyenne est alors calculée sur l'ensemble des images ayant survécu au nettoyage, selon :

$$MSP = \sum_{i=N_{tel}} \frac{SP_i}{\sqrt{N_{Tel}}} \quad (5.2)$$

SP étant bien évidemment remplacé par SL ou SW selon le paramètre calculé. L'efficacité de la sélection vient des différences des distributions pour les événements γ et hadroniques (voir figure 5.4-(a) et(b)). Dans le cadre de H.E.S.S., des valeurs particulières pour les coupures ont été définies [65].

5.4 Modèle semi-analytique

5.4.1 Présentation

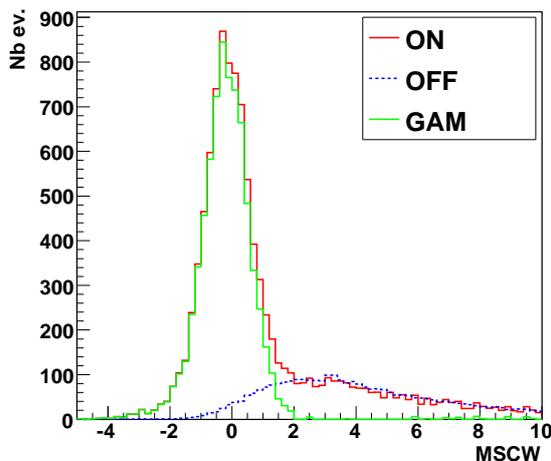
Développée initialement pour l'expérience CAT [66, 67], cette méthode a été adaptée pour le système d'imageur atmosphérique H.E.S.S. [59, 68]. Elle repose sur un modèle donnant la distribution de lumière Tcherenkov émise par la gerbe électromagnétique initiée par le photon γ . Pour se faire, il est nécessaire de comprendre l'évolution moyenne des gerbes dans l'atmosphère, ainsi que le comportement du détecteur. Ce modèle doit donc inclure des paramètres suivants :

- pour la gerbe : la profondeur atmosphérique des particules (e^+ , e^-) dans la gerbe, leur énergie, et 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 et les propriétés de l'émission Tcherenkov,
- pour le détecteur : l'asynchronisme des petits miroirs, la réflectivité moyenne, l'efficacité quantique des PM et enfin la fenêtre d'intégration du signal.

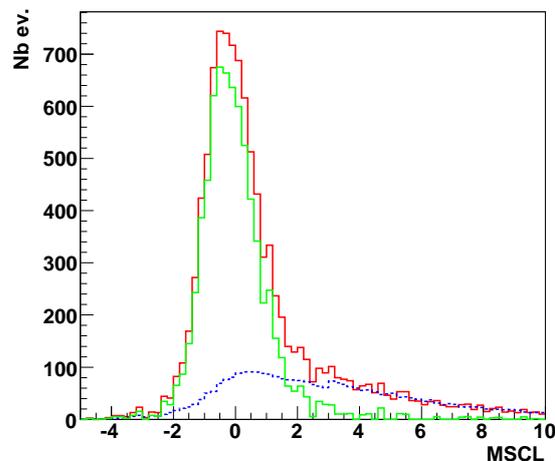
La forme, la position et l'intensité de l'image obtenue dépendent bien évidemment des caractéristiques du γ incident. Elle sont déduites alors de la comparaison de l'image enregistrée avec celle issue du modèle semi-analytique.

5.4.2 Maximum de vraisemblance et reconstruction

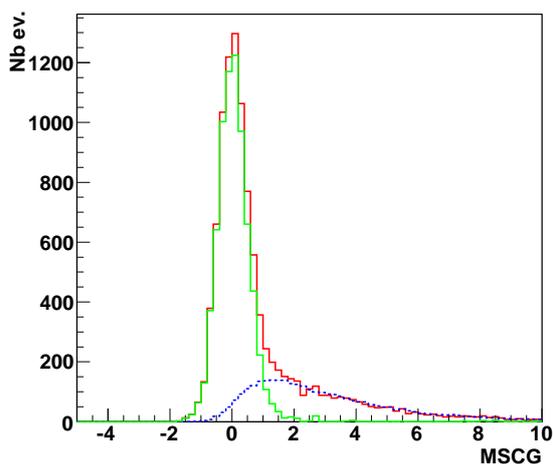
L'image au foyer des télescopes, et plus précisément, la quantité de lumière Tcherenkov μ_i détectée théoriquement dans le pixel i de la caméra, est déterminée par le modèle semi-analytique. Elle dépend des propriétés du γ : son énergie, la position du paramètre d'impact et l'angle entre la direction d'origine et la direction du pointé des télescopes. À la lumière Tcherenkov s'ajoute la lumière résiduelle issue des étoiles et du fond de ciel (noté NSB). Sa contribution moyenne est connue pour chaque pixel et elle est estimée toutes les deux minutes à partir de la largeur du piédestal σ_{pi} . La corrélation entre ces deux grandeurs (largeur du



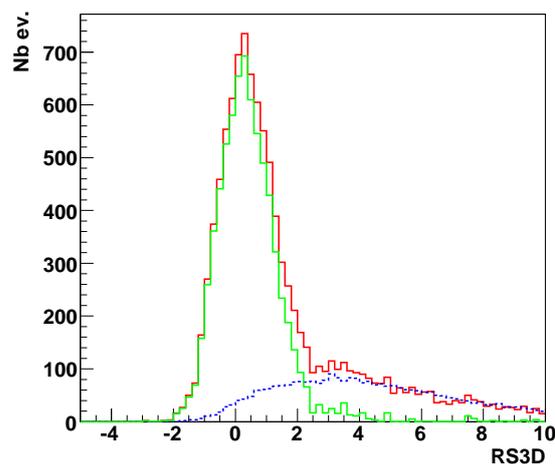
(a) - Largeur réduite



(b) - Longueur réduite



(c) - Qualité de l'ajustement



(d) - Largeur 3D

FIGURE 5.4 – Distributions des différentes variables utilisées pour la sélection des données. Les différences de comportement apparaissent très nettement entre les γ (ligne verte continue), et le fond de protons (pointillés bleus). La somme des deux composantes est également tracée (ligne rouge continue).

piédestal et NSB) est mise en évidence figure 5.5. 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.

À 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 :

$$\ln \mathcal{L} = -2 \times \ln \prod_{\text{pixel } i} \text{PDF}(x_i | \mu_i, \sigma_{pi}, \sigma_{\gamma i}) \quad (5.3)$$

où $\sigma_{\gamma i}$ est la résolution sur la mesure d'un photoélectron unique par un photomultiplicateur et

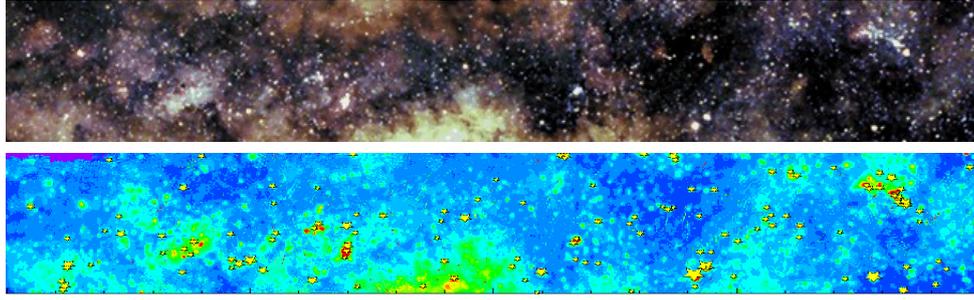


FIGURE 5.5 – Comparaison de la luminosité du ciel due aux étoiles (en haut) avec la largeur du piédestal (en bas) observée par H.E.S.S. (M. de Naurois, A. Charbonnier). La position des étoiles les plus brillantes correspond à celle où la largeur du piédestal est la plus élevée.

l'électronique associée, et où la fonction PDF s'écrit :

$$\text{PDF}(x_i | \mu_i, \sigma_{pi}, \sigma_{\gamma i}) = \sum_n \frac{\mu_i^n e^{-\mu_i}}{n! \sqrt{2\pi(\sigma_{pi}^2 + n\sigma_{\gamma i}^2)}} \exp\left(\frac{-(x_i - n)^2}{2(\sigma_{pi}^2 + n\sigma_{\gamma i}^2)}\right) \quad (5.4)$$

La maximisation de la fonction de vraisemblance \mathcal{L} revient à trouver les valeurs de l'énergie, de la position du pied de gerbe et de la direction du photon qui s'ajustent le mieux à l'image enregistrée 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 n'introduisent pas de biais dans la reconstruction des événements.

5.4.3 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) :

$$\langle \ln \mathcal{L} \rangle = \int_x \ln(\text{PDF}(x, \mu, \sigma_p)) \times \text{PDF}(x, \mu, \sigma_p) dx \quad (5.5)$$

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

$$G = \frac{\ln \mathcal{L} - \langle \ln L \rangle}{\sqrt{2N_{dl}}}, \quad (5.6)$$

où N_{dl} représente le nombre de degré de liberté de l'ajustement, égal à $N_{pix \text{ utiles}} - 5$ (5 étant le nombre de paramètres déterminés dans l'ajustement). La moyenne MSG des valeurs de G est alors calculée (ainsi qu'il est fait dans la méthode des moments réduits) 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 (figure 5.4-(c)).

5.5 Reconstruction tri-dimensionnelle

5.5.1 Présentation

Contrairement aux deux méthodes précédentes, développées initialement pour des expériences ne comportant qu'un seul télescope, la reconstruction stéréoscopique n'est utilisable que pour des systèmes composés d'au moins deux détecteurs (deux télescopes dans le cas de H.E.S.S.). Le développement détaillé de cette méthode d'analyse est présenté par M. Lemoine-Goumard [69]. L'idée générale de cette méthode est de déterminer la distribution spatiale des points d'émission des photons Tcherenkov 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, par les positions du pied de gerbe et du maximum de gerbe, par des écarts-types longitudinal et transverse de la distribution gaussienne, et enfin par le nombre de photons Tcherenkov dans la gerbe.
- la distribution angulaire des photons est supposée indépendante du point d'émission et de l'énergie du γ incident. L'angle zénithal caractérise dans ces conditions la distribution angulaire.

5.5.2 Reconstruction des événements

Après un nettoyage des images PM par PM, le pied de gerbe et la direction sont reconstruits géométriquement selon la technique présentée dans la méthode des moments réduits. 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 (figure 5.6) de demi-longueur L , de demi-largeur W à l'origine de l'émission de N_c photons Tcherenkov.

La reconstruction de l'énergie se fait très simplement 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 [69] : $\ln N_c = a \ln E_0 + b$ avec a proche de 1. Cependant, les deux paramètres dépendent des conditions d'observation (zénith, angle hors-axe) et de détection (multiplicité : nombres d'images disponibles par événement et position du pied de gerbe). Pour corriger cela, des 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.

5.5.3 Sélection

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 $w' = w\rho(z_{max})$, exprimé 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 :

$$\omega = \frac{w'}{D_s} \quad (5.7)$$

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.

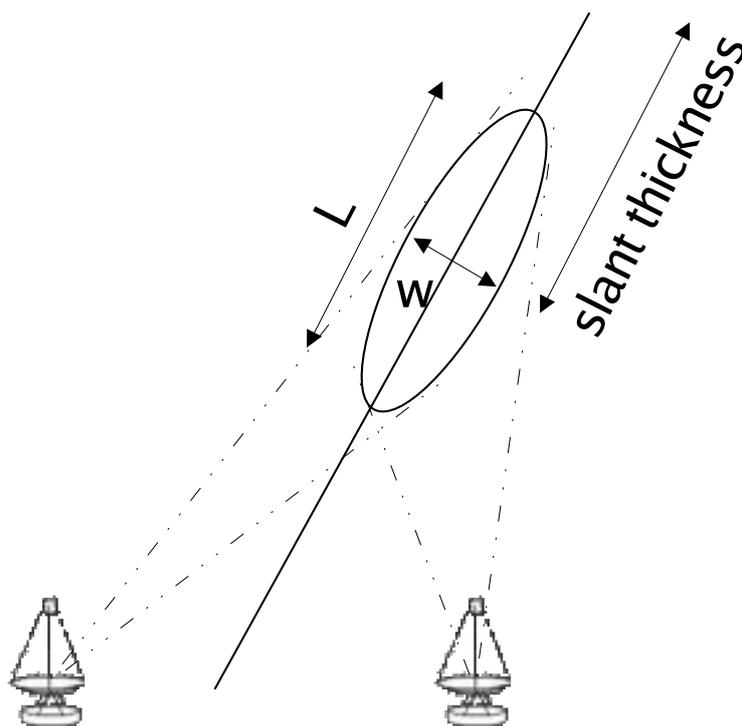


FIGURE 5.6 – Reconstruction à trois dimensions de la gerbe. Pour identifier la largeur W et la longueur L des gerbes, deux télescopes au moins sont nécessaires (Schéma produit par M. de Naurois [70]).

Pour la suite, on utilisera en lieu et place de la largeur réduite, une variable centrée réduite définie par :

$$R3D = 2 \times (\omega - 0,03) \quad (5.8)$$

Les distributions associées aux γ et aux hadrons sont tracées sur la figure 5.4-(d).

5.6 Comparaison des résultats

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 le domaine d'énergies étudié. Si ces trois méthodes sont globalement équivalentes du point de vue de l'efficacité, un gain important vient de la combinaison de ces variables [70] : par de simples combinaisons linéaires, des gains, d'un facteur deux pour le rapport signal sur bruit et de 20 à 30% sur la significativité peuvent être apportés.

De même pour la reconstruction angulaire, chacune des méthodes est précise sur une bande d'énergie comme le montre la figure 5.7 : pour une sélection donnée, la résolution est tracée en fonction de l'énergie pour chacune des trois méthodes. Aux basses énergies, la reconstruction issue du modèle semi-analytique est la plus précise. À plus haute énergie, la reconstruction géométrique utilisée par la méthode tri-dimensionnelle et par celle des moments réduits permet une plus faible dispersion de la direction d'origine des γ . La combinaison de ces trois informations permettrait également un gain sur la résolution angulaire, en utilisant la reconstruction la plus précise à chaque énergie.

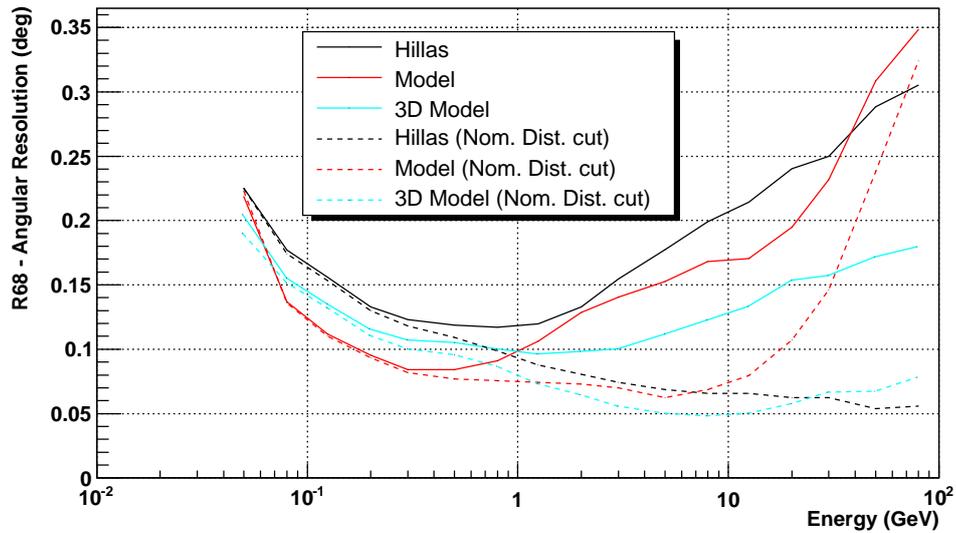


FIGURE 5.7 – Résolution des différentes méthodes de reconstruction pour une coupure définie. Les résultats obtenus avec et sans coupure sur la distance nominale (distance du centre de l'image de la gerbe au centre de la caméra). Figure produite par M. de Naurois [70].

Cette rapide comparaison met en avant un des principaux objectifs de cette thèse : utiliser toutes les données disponibles, afin d'améliorer la sélection des événements et la reconstruction de l'énergie et de la direction des γ .

6

Soustraction du fond

Après sélection des événements, il reste un fond homogène d'événements d'origine hadronique ou électronique ayant passé les différentes coupures imposées. Afin de connaître le nombre exact de γ observés, il est nécessaire de soustraire ce fond rémanent à l'ensemble des événements provenant de la région étudiée. Différentes méthodes existent pour cela.

6.1 Régions multiples

Une première possibilité consiste à intégrer sur des régions du champ de vue, possédant le même angle hors-axe que la région étudiée (voir figure 6.1). La surface observée (ou, de manière équivalente le temps d'observation) étant plus importante, il convient de corriger le nombre d'événements du fond, en le divisant par le rapport des surfaces. Dans le cas où des sources

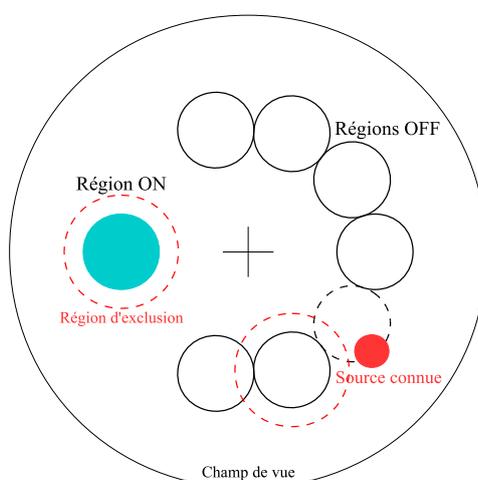


FIGURE 6.1 – Soustraction par intégration des événements du fond sur plusieurs régions dites "OFF". Des régions contenant des sources γ connues ne sont pas utilisées.

connues de rayons γ se situent dans une ou plusieurs de ces régions, ces dernières ne sont bien évidemment pas utilisées.

Cette méthode de soustraction n'est employée que pour la détermination du nombre d'événements γ . Elle permettra de déterminer ultérieurement le spectre d'émission. Il n'est en revanche pas possible de construire une carte de l'émission γ .

Dans le logiciel ParisAnalysis, une autre correction est apportée : l'efficacité de collection dépend en effet de l'angle zénithal

le temps d'observation pour une région dans la partie supérieure du champ est donc sensiblement différent de celui obtenu dans la partie inférieure (l'altitude est en effet représentée par l'axe vertical dans la caméra du fait de la configuration alt-azimutal du télescope). Cette correction est appliquée dans les différentes méthodes de soustraction.

6.2 Intégration sur un anneau

Il est possible d'étendre la méthode précédente à un anneau complet. Deux versions différentes existent, chacune d'elles étant utilisée dans un cas particulier. La première, décrite schématiquement figure 6.2-(a), consiste à sommer les événements contenus dans un anneau centré sur le centre du champ de vue de la caméra. Semblable à la méthode de régions multiples, son utilisation est donc la même. Cependant, la région d'intégration étant plus grande, la détermination du fond s'en trouve améliorée, comme on le verra à la fin de ce chapitre. La seconde méthode est, quant à elle, utilisée uniquement pour le calcul des cartes d'excès γ . Elle se différencie par le fait que l'intégration est opérée sur un anneau centré sur la région dont on veut déterminer l'excès (figure 6.2-(b)). Appliquée sur toutes les régions du ciel, la distribution des événements γ sur l'ensemble de la carte est obtenue. Bien évidemment, l'intégration des événements n'a pas lieu sur les portions d'anneau contenant des sources de rayons γ .

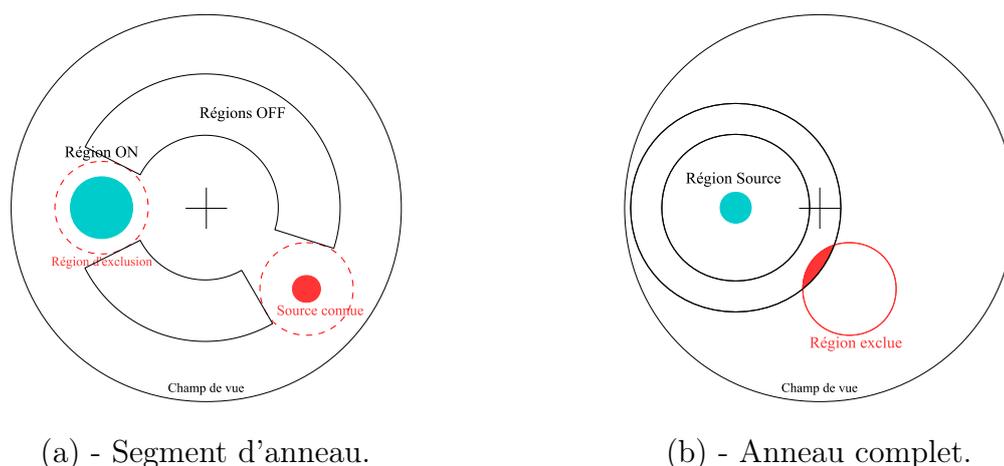


FIGURE 6.2 – Soustraction par intégration des événements du fond sur un anneau. L'anneau peut être défini autour du centre de la caméra (a) pour les spectres, ou centré autour de la source (b) pour les cartes. Les portions de cercles contenant des sources γ connues ne sont pas utilisées.

6.3 Méthode "Template"

Au lieu d'utiliser un fond déterminé dans une autre région du ciel, on se sert ici d'événements provenant de la même région du ciel, mais qui n'ont pas passé les sélections. Ces événements portent l'étiquette "fond". Ils permettent de déterminer la ligne de base de l'émission observée. Le facteur de normalisation est déterminé par le rapport des surfaces efficaces pour les événements dit "gamma" et les événements dit "fond". La méthode avec la sélection définie par Hillas est détaillée par G. P. Rowell [71].

6.4 Méthode On/Off alternés

6.4.1 Présentation

À l'exception de "Template" et de l'anneau complet, qui ne permettent de faire que des cartes, aucune des méthodes vues précédemment n'est capable d'analyser des sources qui recouvrent le centre de la caméra. Lors des observations, les télescopes pointent généralement vers une région du ciel de sorte que la source est contenue dans une moitié de caméra. Cependant différents cas ne permettent pas une analyse par les méthodes de régions multiples ou de segment d'anneau. La source peut en effet avoir une extension supérieure à la moitié du champ de vue des caméras de H.E.S.S. (soit $> 2,5^\circ$). Plus régulièrement, certaines sources apparaissent plus étendues que ne le laissent supposer les observations à d'autres longueurs d'onde, ou de nouvelles sources sont découvertes au voisinage. Enfin, dans le cadre de l'étude du fond diffus dans le plan galactique, il est nécessaire de trouver des observations vides de toutes émissions (généralement hors du plan galactique).

La procédure (voir également T. C. Weekes et al. [72]) est la suivante : dans un premier temps les télescopes pointent durant 28' vers la région source. Dans un second temps, une autre région du ciel, vide de sources de rayons γ , et avec des valeurs de l'azimut et de la déclinaison voisines (voir figure 6.3) est observée pendant 28' minutes également. Cette méthode présente

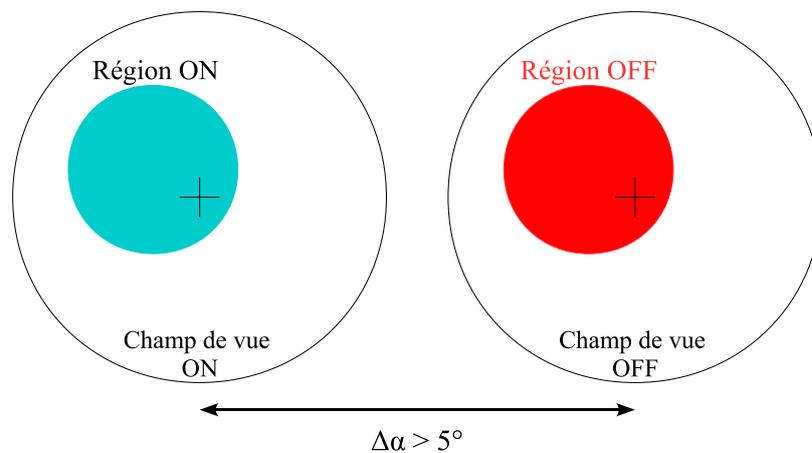


FIGURE 6.3 – Soustraction par intégration des événements du fond dans une autre partie du ciel.

l'inconvénient de diviser le temps d'observation disponible par un facteur deux. Pour les raisons

évoquées précédemment, peu de sources sont observées par ce mode. Il faut donc utiliser des observations antérieures, dédiées à la recherche d'émission γ , et pour lesquelles aucune découverte n'a été réalisée. Cette version de la méthode des observations alternant On et Off présente certains inconvénients supplémentaires : les conditions météorologiques (humidité, transmissivité de l'atmosphère, ...) dans lesquelles les données ont été prises varient au cours de l'année et la réponse des télescopes évolue au cours du temps (réflectivité des miroirs notamment). Il est également envisageable que des émissions diffuses, non détectées, apportent un biais sur le nombre d'événements γ observés et donc sur le flux. Les erreurs systématiques sont donc plus importantes avec cette méthode de soustraction du fond.

6.4.2 Recherche d'acquisitions Off

Dans un premier temps, l'objectif est de trouver une liste des acquisitions pour lesquelles aucune émission n'a pu être mise en évidence. Une liste des sources observées par H.E.S.S. a donc été définie au préalable. Elle contient bien évidemment l'ensemble des sources officiellement observées par l'expérience [73], mais également d'autres sources en attente d'être publiées, ou même dont la détection nécessite des observations supplémentaires. Toute acquisition contenant au moins l'une de ces sources se voit rejetée. Dans le cas contraire, elle vient compléter la liste des acquisitions dites Off.

Une fois cette liste établie, la prochaine étape consiste à trouver les paires d'acquisitions On et Off possédant des propriétés voisines. La comparaison s'effectue sur les caractéristiques les plus influentes relativement au seuil en énergie et au taux de déclenchement : l'angle zénithal θ_z , l'efficacité optique moyenne des miroirs μ_{eff} , le taux moyen de déclenchement t_d et enfin l'azimut θ_{Az} (essentiellement pour la distinction entre nord et sud). Pour chaque On, l'acquisition Off associée est celle qui minimise la valeur χ^2 définie par :

$$\chi^2 = \sum_i w_i \left(\frac{\lambda_i - \bar{\lambda}_i}{\sigma_{\lambda_i}} \right)^2 \quad (6.1)$$

où λ_i , $\bar{\lambda}_i$ et σ_{λ_i} sont respectivement une des quatre variables présentées plus haut, sa valeur moyenne et son écart-type. Valeurs moyennes et écarts-types sont issus des distributions obtenues pour la liste des acquisitions On. w_i est un poids, associé à la variable, et dont la valeur est définie selon l'importance de la variable : 0,25 pour l'azimut, et 1 pour les autres variables. Une acquisition n'est utilisée au plus qu'une seule fois.

6.4.3 Étude des systématiques

Deux sources ont été utilisées pour estimer la qualité de la soustraction : G0.9+0.1 et MSH 15-52. Pour chacune, une liste d'acquisition contenant la source a préalablement été définie. Usant de la méthode décrite au paragraphe précédent, une liste de données hors-source a également été établie. L'objectif est ici de comparer les spectres obtenus par deux méthodes de soustractions différentes : la méthode de l'anneau complet, qui sert de référence, et la méthode alternant données On et Off.

Après sélection des données, le flux est déterminé en divisant l'excès par la surface efficace du détecteur dans les mêmes conditions d'observation. Les résultats comparatifs sont présentés dans les tables 6.1 et 6.2. Pour la comparaison, les spectres mesurés sont ajustés par une simple loi de puissance, de la forme $dN(E)/dE \propto E^{-\Gamma}$.

| MSH 15-52 | | |
|-----------|---|-----------------|
| Fond | N_0 $10^{-12}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1}$ | Γ |
| Anneau | $6,04 \pm 0,16$ | $2,34 \pm 0,03$ |
| On-Off | $6,25 \pm 0,35$ | $2,35 \pm 0,04$ |

TABLE 6.1 – Comparaison de la soustraction pour MSH 15-52.

| G09+01 | | |
|--------|---|-----------------|
| Fond | N_0 $10^{-13}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1}$ | Γ |
| Anneau | $8,7 \pm 0,45$ | $2,24 \pm 0,06$ |
| On-Off | $7,8 \pm 1,2$ | $2,23 \pm 0,20$ |

TABLE 6.2 – Comparaison de la soustraction pour G0.9+0.1.

Les résultats de ce test sont particulièrement convaincants : la différence de normalisation entre les spectres est, pour chacune de ces deux sources, inférieure à 10% et négligeable devant les erreurs statistiques. Quant à l'indice spectral, les valeurs obtenues avec une soustraction alternant données On et Off sont presque identiques à celles obtenues avec la méthode de soustraction de référence. Ce résultat est d'autant plus satisfaisant que G0.9+0.1 est une source faible, de l'ordre de quelques pour cent du flux du Crabe. Dans ces deux exemples, l'analyse ne semble donc pas introduire de biais.

6.5 Des résultats significatifs ?

Un excès ayant été mis en évidence après la soustraction, il importe de préciser si ce résultat est significatif ou non. Pour cela, différents estimateurs ont été développés selon les situations. Dans le cas de l'astronomie γ , un problème vient du fait que le temps d'observation de la région source est généralement différent du temps d'observation de la région hors-source.

Une méthode, adaptée à cet aspect et appelée "méthode du rapport de likelihood", a été développée par T. Li et Y. Ma [74]. Elle est basée sur le test de l'hypothèse suivante : la totalité des photons observés est due au fond et non à un signal localisé. L'estimation du caractère significatif d'un excès a pour expression :

$$\sigma = \sqrt{-2 \ln \lambda} \quad (6.2)$$

où λ est une fonction dépendant du nombre d'événements observés dans les régions source et hors-source, respectivement N_{On} et N_{Off} , et de α , défini comme le rapport des temps d'observation des régions source et hors-source.

$$\lambda = \sqrt{2} \left[N_{on} \ln \left(\frac{1 + \alpha}{\alpha} \frac{N_{on}}{N_{on} + N_{off}} \right) + N_{off} \ln \left((1 + \alpha) \frac{N_{off}}{N_{on} + N_{off}} \right) \right]^{1/2} \quad (6.3)$$

σ donne une information quant à la probabilité de présence d'une source. Sur une portion de carte dénuée de signal, cet estimateur doit être distribué selon une loi normale centrée réduite. La présence d'un signal se caractérise par l'apparition d'un biais vers les valeurs positives. Ce résultat est vérifié sur la figure 6.4.

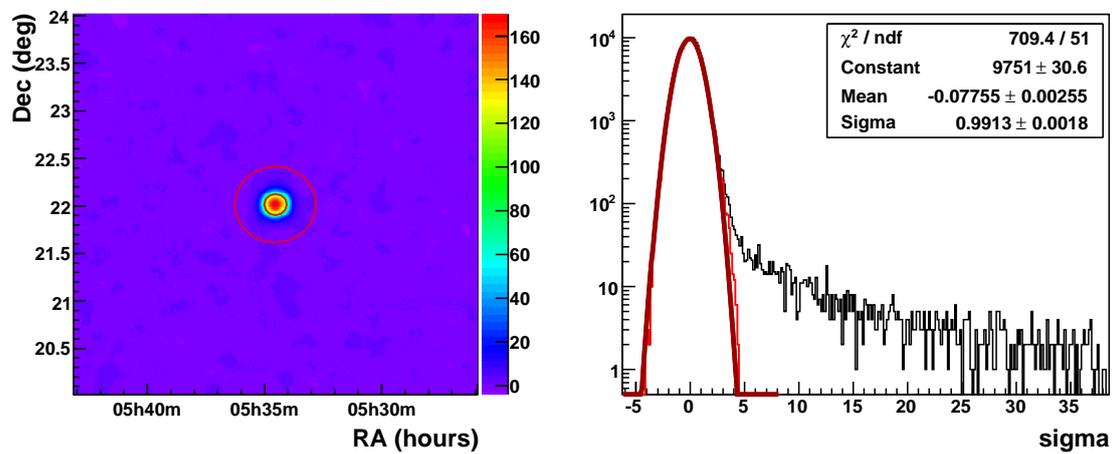


FIGURE 6.4 – À gauche : Valeurs de σ sur une portion de ciel centrée sur une source ponctuelle (le Crabe). À droite : Distribution de la valeur de σ pour différentes portions du ciel : région source contenue dans le cercle intérieur (noir) et la région hors-source au-delà du cercle extérieur (rouge).

Quatrième partie

Combinaison des variables :
la méthode X_{eff}

7

La variable X_{eff}

7.1 Introduction

Les méthodes multi-variables, basées sur l'utilisation d'estimateurs de densité de probabilité (EDP), sont de plus en plus régulièrement utilisées dans le cadre d'analyses en physique des particules. Qu'il s'agisse de réseaux de neurones, ou d'arbres de décision, l'efficacité de sélections basées sur ces estimateurs a été augmentée de manière significative. Dans ces méthodes, la détection d'un signal physique au milieu du bruit repose sur un haut niveau de connaissance des processus physiques mis en jeu et des propriétés des instruments de mesure. Les simulations Monte Carlo, utilisées pour la détermination de la densité de probabilité, doivent ressembler autant que possible à ce qui se passe en réalité. Pour cette raison, ces méthodes ne peuvent être introduites que lorsque tous les paramètres intervenant lors de l'acquisition de données sont connus. Dans le cas de l'imagerie Tcherenkov, l'étalonnage des données s'effectue uniquement par une comparaison des résultats obtenus avec des données enregistrées lors d'observations avec ceux obtenus par des simulations. Les différentes expériences (CAT, Whipple, etc) ont donc permis de développer nos connaissances dans ce domaine.

L'expérience H.E.S.S. fonctionne depuis 2003. Des milliers d'heures de données ont été enregistrées et analysées. Les résultats obtenus ont permis d'une part, de mettre en évidence la maturité des méthodes d'observation basées sur la détection du rayonnement Tcherenkov, et d'autre part, de maîtriser toutes les sources d'erreurs systématiques liées à la mesure de rayons γ par des détecteurs au sol. De plus, avec le développement de trois méthodes d'analyse indépendantes (moments réduits, modèles semi-analytique ou tri-dimensionnel), différentes propriétés des gerbes atmosphériques ont été étudiées et mesurées. Ces mesures constituent une base solide pour l'introduction et l'application d'une méthode multi-variables dans H.E.S.S. La méthode multi-variables introduite ici est appelée X_{eff} . Elle dépend des fonctions de densité de probabilité des variables de discrimination des trois méthodes d'analyse présentées dans le chapitre 5.

7.2 Complémentarité des méthodes d'analyse

Les analyses développées précédemment présentent toutes trois des avantages selon différents critères (efficacité de sélection, résolution) et dans des gammes d'énergies précises. Ces avantages se résument comme ainsi :

- la sensibilité : les trois méthodes présentent des sensibilités très similaires. Les modèles semi-analytique et tri-dimensionnel présentent une efficacité de sélection des γ environ 20% plus élevée que celle associée à la méthode des moments réduits, conduisant à une significativité du signal plus grande. L'efficacité de la sélection pour ces deux méthodes sur les événements γ est moins dépendante de l'angle entre la direction des γ incidents et la direction d'observation (angle hors-axe). En effet, contrairement à la méthode des moments réduits, il n'est pas nécessaire de posséder une image complète de la gerbe électromagnétique pour reconstruire l'événement.
- la résolution angulaire : le modèle semi-analytique présente une résolution sensiblement meilleure aux basses énergies ($\sigma \simeq 0,07^\circ$ à 400 GeV), jusqu'à 10 TeV environ, que les autres analyses ($\sigma \simeq 0,1^\circ$ pour l'analyse tri-dimensionnelle et $\sigma \simeq 0,12^\circ$ pour la méthode des moments réduits). Au contraire, aux plus hautes énergies, la résolution devient meilleure pour l'analyse tri-dimensionnelle ($\sigma \simeq 0,05^\circ$ à 20 TeV) et pour la méthode des moments réduits ($\sigma \simeq 0,07^\circ$ à la même énergie), que pour le modèle semi-analytique (seulement $\sigma \simeq 0,1^\circ$). Les corrélations entre les directions reconstruites par ces trois méthodes demeurent finalement relativement faibles, grâce à des procédures différentes, s'appuyant sur les différentes propriétés des images des gerbes électromagnétiques.
- la résolution en énergie : le modèle semi-analytique permet également une reconstruction plus précise de l'énergie avec une erreur sur la valeur mesurée de 12 à 13 % pour des événements d'énergie inférieure à 20 GeV. Sur cette même gamme d'énergie, les autres méthodes sont sensiblement moins précises (de 15 à 16% pour le modèle tri-dimensionnel et de 16 à 20% pour la méthode des moments réduits).

L'objectif est donc de développer une méthode d'analyse reprenant le meilleur de chacune des trois méthodes dans les différentes gammes d'énergie.

7.3 La méthode d'analyse combinée X_{eff}

Une possibilité d'analyse combinée a été proposée et appliquée en physique des particules pour l'analyse des données dans l'expérience ALEPH [75, 76] au LEP (Large Electron Positron), l'accélérateur du Cern (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire). Selon cette méthode, il est possible de réunir l'ensemble des variables discriminantes des différentes méthodes de reconstruction en une seule variable, appelée X_{eff} et définie par :

$$X_{eff} = \frac{\eta f_B(x_i)}{\eta f_B(x_i) + (1 - \eta) f_S(x_i)} \quad (7.1)$$

où η est un estimateur du taux d'événements engendrés par les rayons cosmiques :

$$\eta = \frac{B}{S + B} \quad (7.2)$$

et f_S et f_B représentent respectivement les distributions normalisées des γ et du fond de rayons cosmiques et dépendent bien évidemment des quatre variables discriminantes. Comme on peut

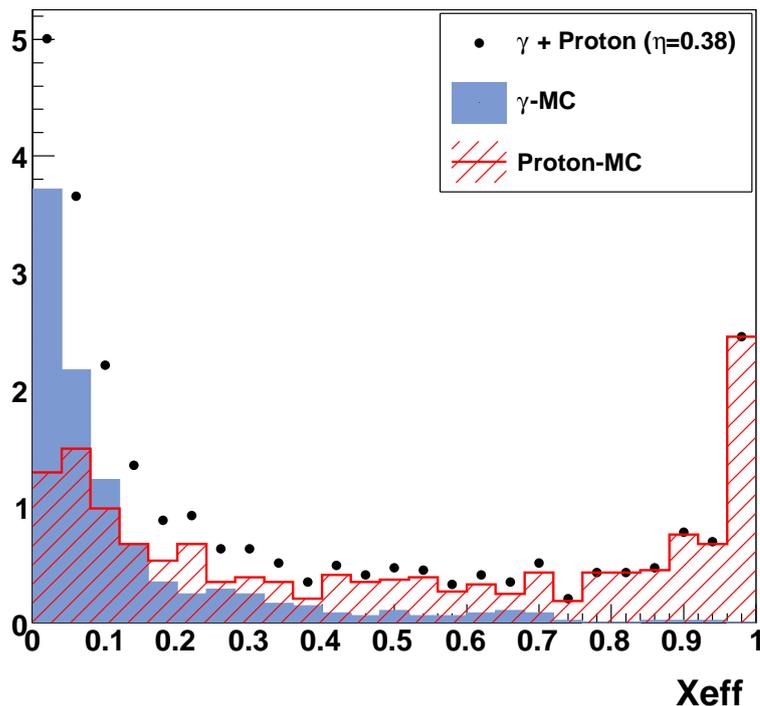


FIGURE 7.1 – Exemple de distributions de la variable X_{eff} obtenues pour des simulations avec $\eta = 0,38$.

le voir sur la figure 7.1, la variable X_{eff} doit être perçue comme une probabilité pour que l'événement considéré soit 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. On utilisera 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 tri-dimensionnel.

Avant de pouvoir appliquer une sélection en coupant sur la variable X_{eff} , les différentes composantes f_B , f_S et η doivent être définies.

7.4 Les présélections

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. Si ces présélections sont pour la plupart issues des différentes analyses présentées précédemment, d'autres proviennent de la comparaison des résultats entre ces méthodes ; elles sont donc spécifiques à l'analyse X_{eff} .

Concernant les analyses "standards", les coupures utilisées sont les suivantes :

- un nettoyage est appliqué pour la méthode des moments réduits et le modèle tridimensionnel (pour un PM donné, le seuil est à 5 photoélectrons, le seuil de la somme des voisins à 10 photoélectrons),
- une coupure sur la charge des télescopes (40, 80 ou 200 photoélectrons) réduit le nombre de télescopes utiles selon le seuil en énergie que l'on souhaite atteindre,

- reprise du modèle semi-analytique, une coupure sur la hauteur de première interaction (entre -1 et 4) est appliquée (figure 7.2).

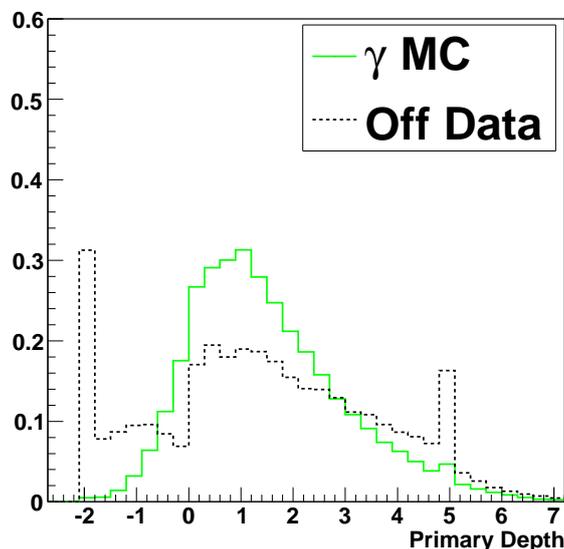


FIGURE 7.2 – Comparaison des distributions de la hauteur de première interaction pour des hadrons et des γ .

À cela s'ajoutent trois nouvelles coupures : pour améliorer la résolution angulaire, on utilise ici la compatibilité des résultats entre les reconstructions issues des trois analyses. Contrairement aux γ , les hadrons créent plusieurs pions qui, en se désintégrant, engendrent plusieurs gerbes de particules. Les images obtenues au foyer des télescopes sont de formes complexes, généralement éloignées d'une simple ellipse. La direction reconstruite devient alors fortement dépendante de la méthode utilisée. L'idée est donc d'utiliser les trois distances angulaires obtenues par comparaison deux à deux des différents résultats : $|\theta_{Model} - \theta_{Model3D}|$, $|\theta_{Model} - \theta_{Hillas}|$ et $|\theta_{Hillas} - \theta_{Model3D}|$. La figure 7.3 met en évidence la mauvaise compatibilité de la reconstruction pour les hadrons. Lors de cette présélection, les coupures sont fixées en fonction des distribu-

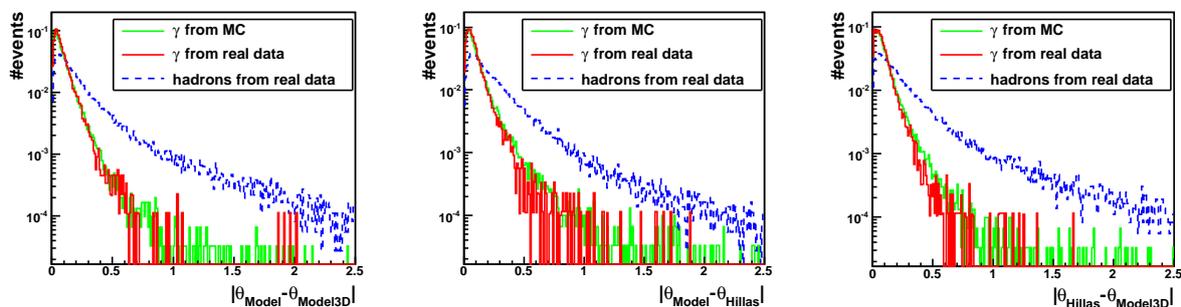


FIGURE 7.3 – Distributions des variables $|\theta_{Model} - \theta_{Model3D}|$, $|\theta_{Model} - \theta_{Hillas}|$ et $|\theta_{Hillas} - \theta_{Model3D}|$, pour des γ issus de Monte Carlo (en vert), ou de données réelles (en rouge), comparées aux distributions obtenues pour des données hors-source (en bleu).

tions obtenues pour les événements γ . La forme de ces distributions dépend en fait de nombreux

facteurs, certains intrinsèques aux photons eux-même (énergie, angle zénithal), d'autres issus de l'analyse et des nettoyages effectués préalablement. Dans le cas d'une présélection, une solution simple a été de déterminer une distribution intégrant les γ pour différents angles zénithaux (de 0° à 70°), pour différentes énergies (spectre de γ suivant une loi de puissance d'indice 2), et pour une coupure en charge par télescope de 80 photoélectrons. À partir de cette distribution, les coupures ont été fixées afin de conserver approximativement 99% des événements γ . La figure 7.4 présente l'efficacité des événements γ (en vert) et hadroniques (en rouge), pour différentes énergies et pour différentes coupures en charge. Chaque point est lui-même le résultat d'une intégration sur les angles zénithaux, et sur une des bandes d'énergies suivantes : $E < 0,3$ TeV, $0,3 < E < 0,5$ TeV, $0,5 < E < 0,8$ TeV, $0,8 < E < 2$ TeV, $2 < E < 5$ TeV et $E > 5$ TeV.

Le premier résultat observable est le taux de hadrons rejetés grâce à cette coupure : avec plus de 20% d'événements en moins à presque toutes les énergies. Le gain obtenu avec cette sélection est donc non négligeable tout particulièrement aux plus basses énergies, où la distinction entre γ et hadrons γ est la plus difficile. L'efficacité de rejet des γ dépend de l'énergie : elle varie de moins de 1% pour les énergies les plus faibles, jusqu'à 8% pour les énergies les plus élevées. Si la coupure peut sembler excessive à ces énergies, elle permet cependant de ne conserver que les événements dont la direction d'origine est a priori estimée avec plus de précision. Cela aura un rôle crucial pour l'analyse de la morphologie des sources de rayons γ .

7.4.1 Calcul des fonctions de densité de probabilité

Cette nouvelle variable discriminante définie, il convient d'étudier les fonctions de densité de probabilité associées, aussi bien pour les γ , que pour le fond hadronique. La première interrogation vient de la prise en compte de la corrélation entre les différentes variables. L'objectif final est d'utiliser les fonctions qui permettront de discriminer au mieux les deux populations d'événements. Dans le cas des γ , la figure 7.5 montre clairement que les variables ne sont pas corrélées : il sera donc possible d'utiliser le produit des fonctions de densité de probabilité associées à chacune des variables, en lieu et place d'une fonction globale dépendant des quatre paramètres. Au contraire, le fond présente de fortes corrélations. Différents tests ont donc été effectués pour évaluer le gain de la prise en compte des corrélations entre les différents paramètres. Pour cela deux types de fonctions ont été utilisées pour définir les fonctions de densité de probabilité f_B et f_S : pour tenir compte des corrélations, des distributions ont été définies sous la forme de fonctions à quatre variables ; dans l'hypothèse d'une décorrélation totale entre les variables, f_B et f_S sont simplement définies comme les produits des distributions associées à chacune des variables.

Des analyses ont alors été effectuées sur des données enregistrées par l'expérience H.E.S.S. au cours de ses activités. L'objectif est de comparer les significativités et les rapports signal sur bruit obtenus par les deux analyses. Les résultats sur le Crabe sont présentés dans la figure 7.6 : ils montrent que l'hypothèse de variables totalement décorréliées donnent des résultats comparables avec ceux obtenus sans négliger ces corrélations. L'utilisation d'une source lumineuse, au lieu d'une source faible pour laquelle l'analyse X_{eff} est développée, se justifie par l'absence de fluctuations dans l'estimation du fond, et donc dans l'estimation de la significativité et du rapport signal sur bruit.

Si l'utilisation d'une fonction globale dépendant des quatre variables discriminantes est une démarche a priori plus sûre, les résultats précédents nous incitent à utiliser le produit des distributions, et cela pour plusieurs raisons. D'une part, cela permet une plus grande souplesse lors

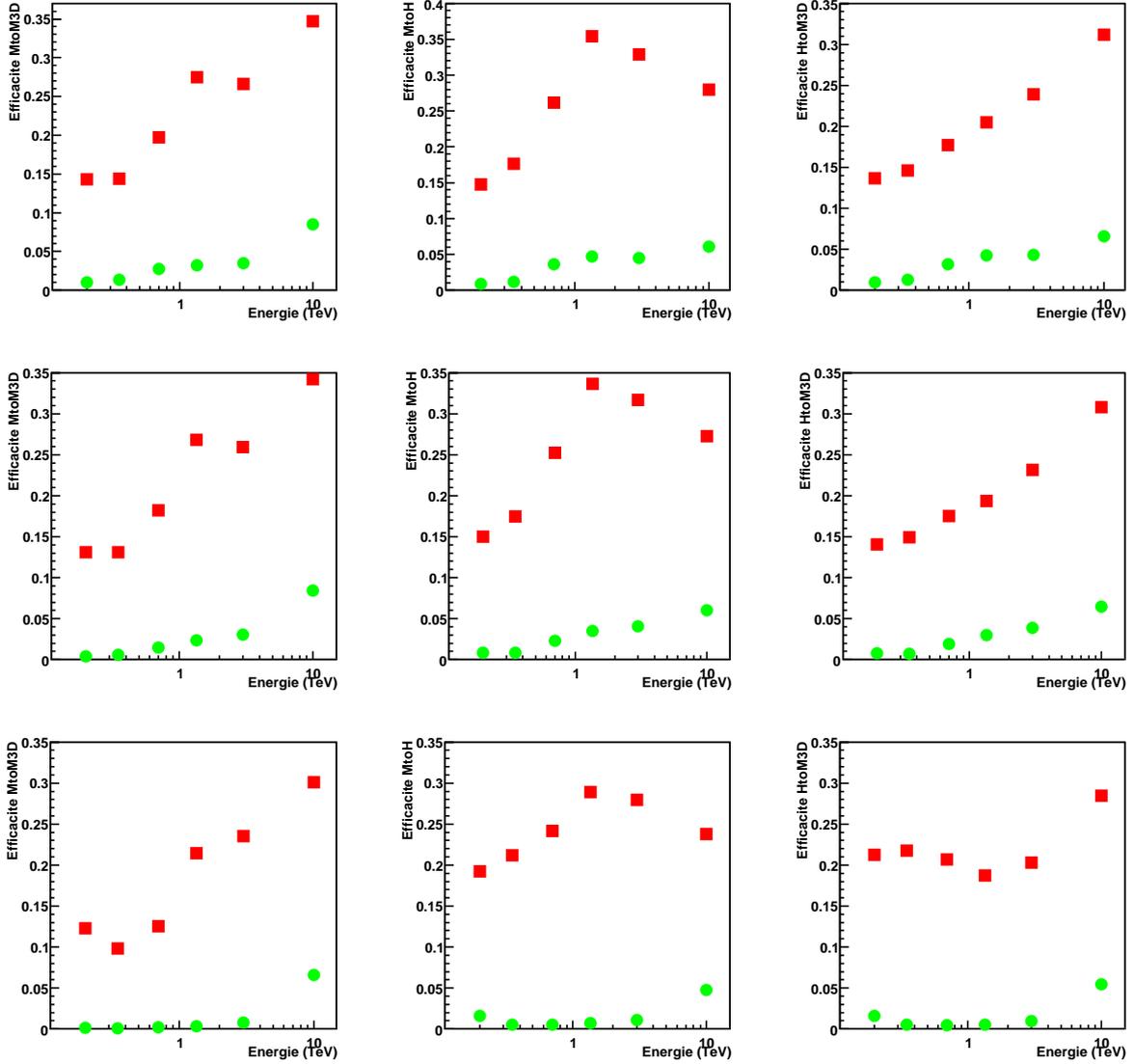


FIGURE 7.4 – Taux de rejet en fonction de l'énergie des γ (ronds verts) et des hadrons (carrés rouges) obtenus pour chaque coupure sur les variables reconstruites : *de gauche à droite* : $|\theta_{Model} - \theta_{Model3D}|$, $|\theta_{Model} - \theta_{Hillas}|$ et $|\theta_{Hillas} - \theta_{Model3D}|$, et pour différentes coupures sur la charge, *de haut en bas* : 40 pe, 80 pe et 200 pe.

de l'analyse avec la possibilité d'ajouter ou de retirer aisément une variable discriminante. Au contraire, l'utilisation d'une distribution à quatre dimensions rend des modifications ultérieures peu aisées. D'autre part, il est difficile de vérifier l'absence de fluctuations statistiques dans une distribution de plus trois dimensions.

Les distributions utilisées lors de l'analyse sont alors définies à partir de simulations pour les γ , et de données réelles, autour de sources identifiées pour le fond. Concernant ce dernier, ce choix est dicté par le souhait de comparer les distributions des événements γ à celles d'un fond de rayons cosmiques le plus réaliste possible en terme de composition. L'utilisation de simulations de protons ne permet pas de tenir compte de tous les éléments que compte les rayons cosmiques (protons, électrons, noyaux lourds).

Afin de limiter le calcul de la variable X_{eff} aux seules régions de l'espace des paramètres

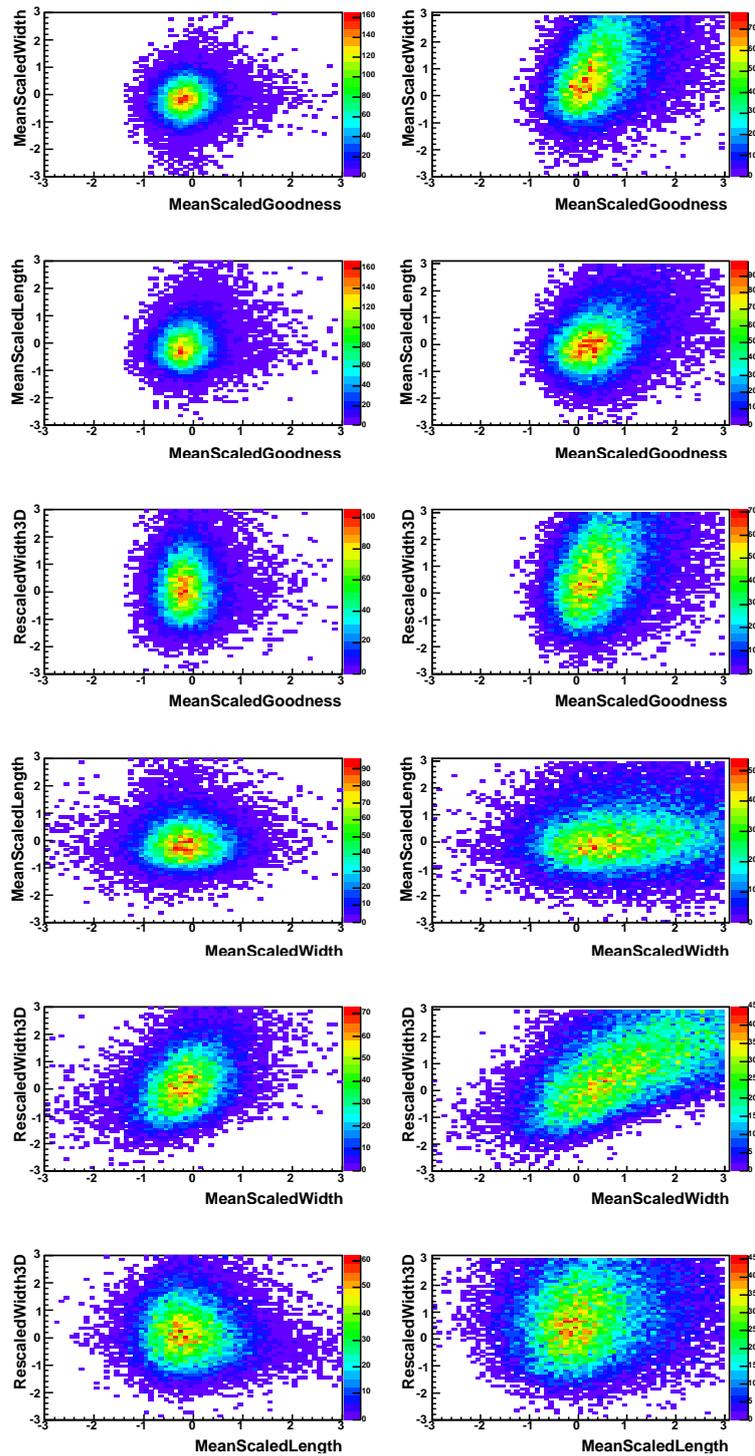


FIGURE 7.5 – Corrélations des variables discriminantes deux à deux pour les événements de types γ issus de simulations (à gauche), et les hadrons issus des observations (données hors source) (à droite).

utilisées pour les γ , une coupure, peu contraignante, est appliquée sur l'intervalle $[-3; 3]$ pour les quatre paramètres. Chaque distribution est ensuite ajustée par une fonction égale à la somme de trois gaussiennes. Ce dernier point tient au fait que les distributions ne sont qu'approximati-

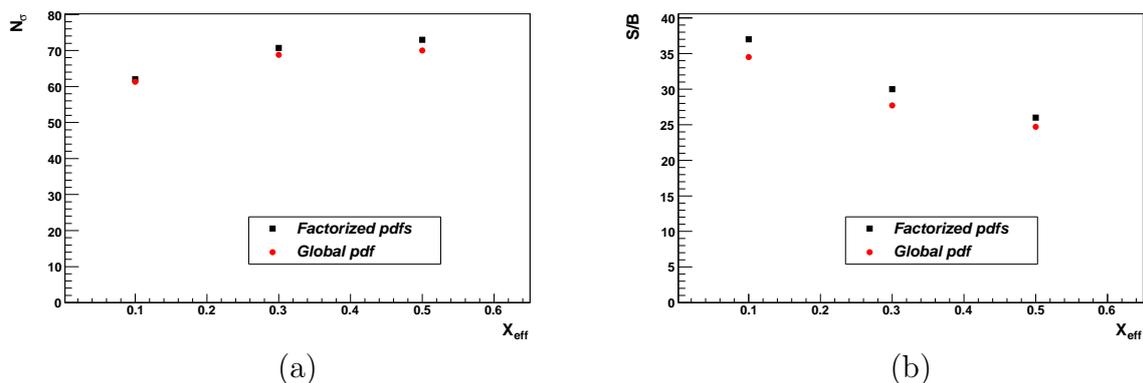


FIGURE 7.6 – Comparaison des résultats obtenus pour différentes définitions des distributions dans la variable X_{eff} : une distribution globale, qui prend en compte les corrélations entre les variables (ronds rouges) ou un produit des fonctions de distributions associées à chacune des variables (carrés noirs). La comparaison se base sur les valeurs de la significativité (a) et du rapport signal sur bruit (b).

vement gaussiennes. Les fonctions associées aux distributions sont représentées sur la figure 7.7.

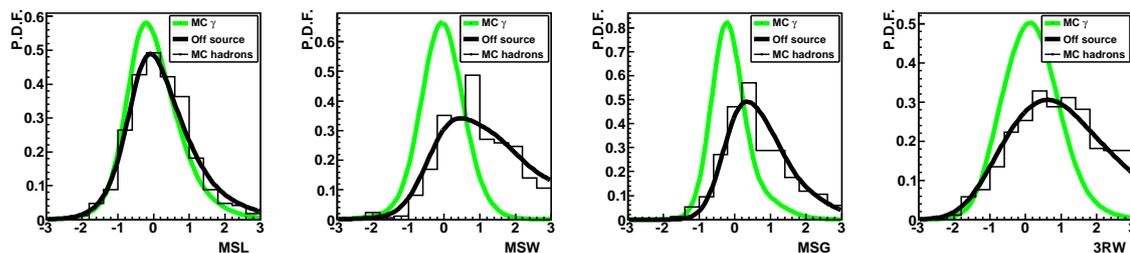


FIGURE 7.7 – Fonctions de densité de probabilité associées aux γ (en vert), et aux hadrons (en noir) pour l'analyse X_{eff} . Les fonctions calculées pour le fond sont comparées aux distributions obtenues pour des simulations Monte Carlo de protons. L'excellente coïncidence valide l'utilisation du fond mesuré lors des observations, plus riche d'un point de vue statistique.

7.5 La variable η

7.5.1 Calcul par minimisation du Likelihood

Le paramètre η pondère les distributions de γ et du fond. Il modélise ainsi la distribution de la variable X_{eff} selon la prédominance de l'une ou de l'autre population.

Afin d'estimer ce paramètre, il faut trouver la valeur de η qui maximise la fonction V égale à l'opposé du logarithme de la fonction de vraisemblance :

$$V(\eta) = -\ln \mathcal{L} = -\sum_{evts} \ln(\eta f_B(x_i) + (1 - \eta) f_S(x_i)) \quad (7.3)$$

Les événements utiles pour ce calcul sont ceux ayant passé les précoupures définies précédemment. À partir de simulations de protons et de γ , un lot d'événements, dont la contamination

η est déterminée par l'équation 7.2, est sélectionnée. La valeur de la fonction V est estimée pour différentes valeurs de η . Les résultats obtenus sur un lot, dont la contamination vaut $\eta = 0,38$, sont présentés en exemple sur la figure 7.8 : un polynôme du second degré a été ajusté sur les points. Ce polynôme atteint un minimum pour une valeur η qui maximise la fonction de vraisemblance, et qui vaut : $\eta_{min} = 0,37 \pm 0,03$. Cet exemple met en évidence la précision de la méthode d'estimation de la contamination du signal par le fond. Cette méthode a également été

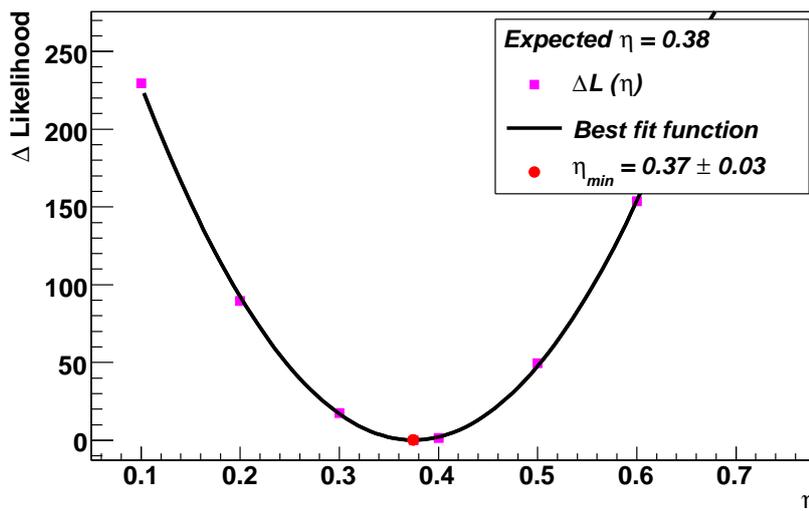


FIGURE 7.8 – Évaluation de la valeur du paramètre η par minimisation de $V = -\ln L$

| N_{on} | N_{off} | η_{th} | η_{ex} |
|----------|-----------|-------------|-----------------|
| 22215 | 2911 | 0,12 | $0,14 \pm 0,02$ |
| 17096 | 2841 | 0,14 | $0,14 \pm 0,02$ |
| 16333 | 2911 | 0,15 | $0,16 \pm 0,02$ |
| 8983 | 2911 | 0,25 | $0,25 \pm 0,03$ |
| 5797 | 2841 | 0,33 | $0,32 \pm 0,04$ |
| 2861 | 2135 | 0,43 | $0,40 \pm 0,03$ |

TABLE 7.1 – Détermination du paramètre η pour différents lots d'événements γ et hadrons, pour différentes valeurs du rapport signal sur bruit. L'erreur correspond à une déviation de 1σ

appliquée sur des lots de données simulées, associés différentes niveaux de contaminations. Les résultats obtenus sont résumés dans la table 7.1 et comparés à la valeur théorique définie par l'équation 7.2. Dans le cas de simulations Monte Carlo, cette méthode apparaît extrêmement convaincante et solide.

7.5.2 Résultats sur des données

La même méthode a été appliquée sur des données issues de l'observation de différentes sources afin de déterminer les valeurs possibles prises par η . Quatre sources et cinq lots de données ont été utilisés pour ces tests : le Crabe (listes II et III [65]), PKS 2155-304 lors du pic d'émission observé en juillet 2006 [77] et les deux nébuleuses de pulsar MSH 15-52 [78] et

| Source | η_{ex} | Coupure X_{eff} |
|-----------------|------------------|-------------------|
| Crabe liste II | $0,25 \pm 0,02$ | 0,52 |
| Crabe liste III | $0,15 \pm 0,04$ | 0,33 |
| PKS 2155-304 | $-0,08 \pm 0,09$ | 0,32 |
| MSH 15-52 | $0,64 \pm 0,01$ | 0,77 |
| G0.9+0.1 | $0,59 \pm 0,02$ | 0,68 |

TABLE 7.2 – Détermination du paramètre η pour différents lots d'événements γ et hadrons, pour différentes valeurs du rapport signal sur bruit. L'erreur correspond à une déviation de 1σ .

G0.9+0.1 [79]. Les résultats obtenus sur ces sources se trouvent dans la table 7.2. À chacune des valeurs de η est associée la position de la coupure sur la variable discriminante X_{eff} qui maximise la significativité σ telle qu'elle est décrite au chapitre précédent.

Tout d'abord, dans le cas de PKS 2155-304, qui, dans la période d'observation donnée, est une source extrêmement brillante (plus de sept fois l'intensité du Crabe), la contamination du fond devient extrêmement faible, voire négligeable. Les points obtenus à différentes valeurs de η ne peuvent plus être ajustés par une simple parabole. La valeur de η estimée par la méthode décrite précédemment est compatible avec zéro.

Dans le cas de G0.9+0.1, la source est très faible (quelques pour cent du Crabe seulement dans la gamme d'énergie étudiée par l'expérience H.E.S.S.); une contamination du signal très supérieure à 0,59 est attendue si on néglige l'effet d'une émission diffuse dans le voisinage de la source [80].

Enfin, les résultats obtenus sur les deux listes (II et III) du Crabe mettent en avant des variations systématiques sur la valeur estimée de η , causées par les conditions d'observation elles-mêmes à travers les variables discriminantes. Il convient donc d'évaluer les effets d'une erreur sur l'estimation de η sur les résultats finaux. Pour étudier cela, l'analyse d'une source a été réalisée en appliquant la sélection sur la variable X_{eff} avec différentes valeurs de η . Les données étudiées proviennent des observations d'une chandelle standard en γ de très haute énergie : le Crabe. La significativité et le rapport signal sur bruit ont été tracés en fonction de la position de la coupure dans la figure 7.9. Les points marquent pour chacune des courbes la valeur de X_{eff}^{Cut} qui maximise la significativité. D'une part il s'avère que, si la position de la coupure change avec η , le rapport signal sur bruit et la significativité associés ne varient pas. On montre ainsi que le choix de η influe uniquement sur la position de la coupure, mais pas sur la valeur des paramètres statistiques associés (rapport signal sur bruit, significativité). Le paramètre permet néanmoins de modifier la distribution associée à la variable X_{eff} en regroupant les événements vers les γ ($X_{eff} = 0$) ou vers les hadrons ($X_{eff} = 1$). D'autre part, pour une valeur de η donnée (par exemple $\eta = 0,1$) toute valeur de X_{eff} , comprise entre 0,1 et 0,8, utilisée pour la coupure, permet d'obtenir une significativité supérieure à 95% de la valeur maximale (obtenue pour $X_{eff} = 0,3$ dans cet exemple). Ces résultats ont également été vérifiés pour différentes sources de moindre intensité.

Au vu de ces résultats, et dans le but de simplifier l'analyse et réduire par conséquent le temps de calcul, des jeux de coupures peuvent être définis, en fonction notamment de l'intensité de la source. Les sources ont donc été divisées en deux classes : les sources dites "fortes", telles que le Crabe, PKS 2155-304 ou toute source d'intensité comparable, et les sources faibles d'intensité égale à quelques pour cent de celle du Crabe, comme c'est le cas pour G0.9+0.1.

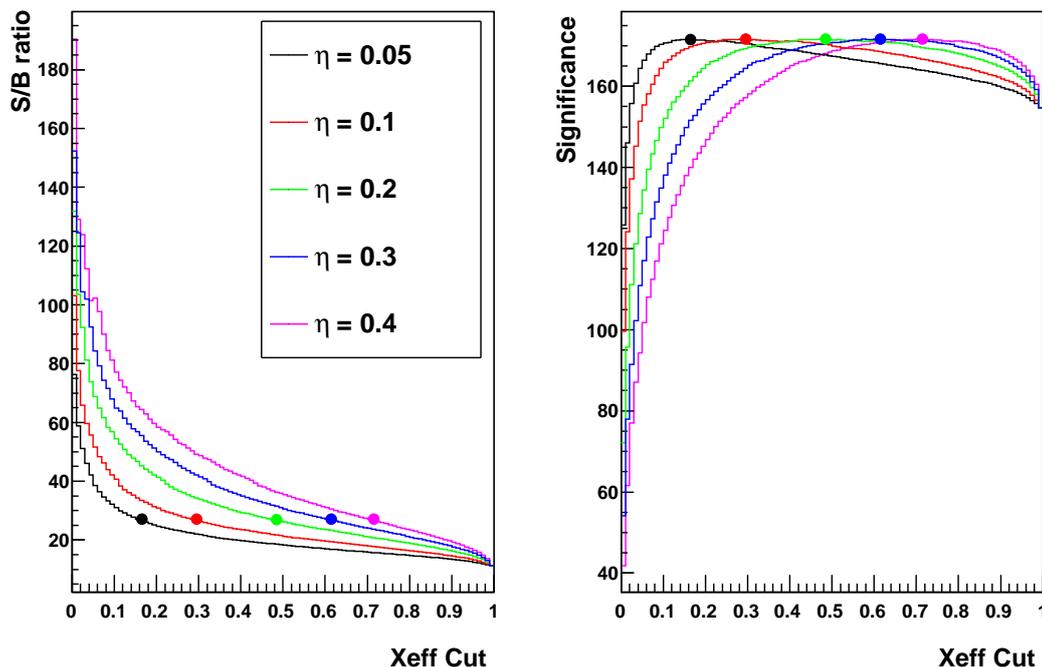


FIGURE 7.9 – Corrélation entre η et la coupure sur X_{eff} . Les points indiquent la valeur de la coupure sur X_{eff} à imposer pour que l'excès soit le plus significatif possible. On remarque que, quelle que soit la valeur de η , les valeurs de σ ("significance") et du rapport S/B associé ne varient pas.

7.6 Choix des coupures

Comme on l'a vu, les valeurs des coupures à imposer pour atteindre une significativité dépend de beaucoup de paramètres : de la source et de son intensité, de la nature du fond (présence de fond diffus dans le cas de G0.9+0.1), des lots de données analysées. Pour se prémunir de tout biais causé par des coupures différentes pour chaque source, un ensemble de jeux a été défini. Il est en effet plus sûr d'appliquer une coupure a priori. 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 . Pour simplifier l'analyse, une coupure unique, à $X_{eff} = 0,3$ a été choisie. L'application d'une sélection légère ou forte est alors déterminée par la valeur du paramètre η , lié directement à l'intensité de la source et par conséquent à la contamination du signal par le fond de rayons cosmiques.

Pour définir ces coupures, au nombre limité, plusieurs sources ont été analysées (voir dans le prochain chapitre). Un compromis a finalement été arrêté. Quatre jeux ont été définis :

- les AGNs lumineux (PKS 2155-304) : 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 pe) est donc appliquée lors du nettoyage des images pour abaisser le seuil en énergie. Une coupure légère sur X_{eff} , avec $\eta = 0,1$ est appliquée.
- les sources galactiques lumineuses (le Crabe, MSH 15-52) : l'indice spectral étant plus élevé, 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 pe.

Comme précédemment, une coupure légère est appliquée.

- les sources faibles : cette catégorie concerne une majeure partie des sources observées par H.E.S.S. Avec un flux de l'ordre de quelques pour cent de celui du Crabe à une dizaine de pour cent, une coupure plus forte est appliquée avec $\eta = 0,5$. Grâce notamment à un gain de sensibilité à basse énergie, le seuil est placé à 80 pe.
- dans le cas de recherche de nouvelles sources, on recherche généralement à 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, on choisit un seuil à 200 pe et $\eta = 0,5$.

Parmi les coupures supplémentaires, la coupure sur la distance nominale permet d'éliminer les images dont le centre est proche du bord de la caméra : il s'agit en générale d'images tronquées qui réduisent la précision de la reconstruction. Enfin la coupure sur θ_{cut}^2 est uniquement utilisée pour les sources ponctuelles. Sa valeur est liée à la taille de réponse du détecteur à une source ponctuelle. Comme on le verra ultérieurement, la résolution varie peu au dessus de 300 GeV, mais elle baisse en dessous de cette valeur. Les valeurs de ces coupures sont rappelées dans la table 7.3.

| Type de source (<i>e.g.</i>) | η | X_{eff} Cut Max. | θ_{cut}^2 ($deg.^2$) Max. | Amplitude (p.e.) Min. | Distance ($^\circ$) Max. |
|-------------------------------------|--------|--------------------|------------------------------------|-----------------------|----------------------------|
| Sursaut (<i>AGN</i>) | 0.1 | 0.3 | 0.02 | 40 | 2.0 |
| Brillante (<i>Crab, MSH-1552</i>) | 0.1 | 0.3 | 0.0125 | 80 | 2.0 |
| Faible (<i>AGN, PWN</i>) | 0.5 | 0.3 | 0.0125 | 80 | 2.0 |
| Détection (<i>J1849</i>) | 0.5 | 0.3 | 0.0125 | 200 | 2.0 |

TABLE 7.3 – Jeux de coupures utilisés pour l'analyse X_{eff} : le carré de la distance angulaire au centre de la source (θ^2), le seuil sur l'amplitude de l'image dans la caméra. Les coupures sont optimisées selon le type de source.

7.6.1 Qualité de l'analyse

Pour comprendre le gain apporté par la sélection sur X_{eff} , une étude a été réalisée pour montrer l'évolution de taux de hadrons rejetés par l'analyse en fonction de la coupure. Pour comparaison, il a été fait de même avec la méthode des moments réduits. Le résultat est résumé dans la figure 7.10 : le taux de sélection des γ est tracé en fonction de l'efficacité de rejet des hadrons. Les valeurs de ces taux sont mesurés pour différentes coupures sur la variable X_{eff} . Pour un taux de rejet du fond donné, il s'avère que plus de γ sont conservés avec cette nouvelle méthode qu'avec une sélection sur les moments réduits. À l'inverse, pour un taux de sélection des γ fixé, l'élimination du fond est plus efficace avec l'analyse X_{eff} .

Quantitativement, ce gain est net lorsqu'on étudie le facteur de qualité de l'analyse : $Q_f = \epsilon_\gamma / \sqrt{\epsilon_h}$, où ϵ_γ et ϵ_h sont les efficacités de sélection respectivement des γ et des hadrons. Les efficacités sont calculées à partir d'un ensemble d'événements après une première sélection sur le nettoyage sur les pixels (seuls les pixels collectant au moins 5 pe avec un voisin à au moins 10 pe (et inversement) sont conservés) et sur les images (les images d'amplitude supérieure à 80 pe sont conservées). Un gain important est relevé en passant de la méthode des moments réduits (notée "Hillas") et l'analyse X_{eff} . Les variations avec l'énergie et l'angle zénithal sont

présentées sur la figure 7.11. La sélection appliquée ici correspond à une coupure sur X_{eff} à 0,3 avec $\eta = 0,1$.

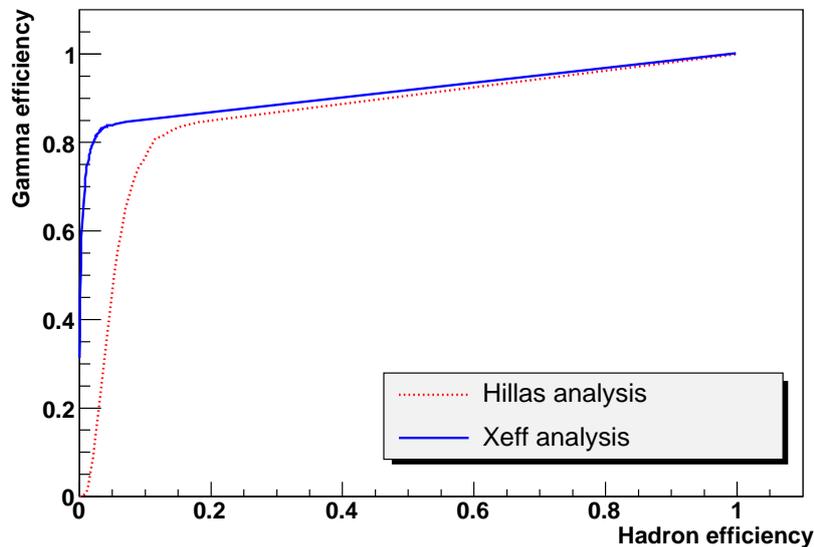


FIGURE 7.10 – Évolution de l'efficacité de sélection des γ en fonction de l'efficacité de sélection des hadrons.

7.7 Principe de la reconstruction

7.7.1 Méthode de combinaison

Reconstruire avec précision l'origine et l'énergie des γ est d'une grande importance, à la fois pour une étude détaillée de la morphologie en fonction de l'énergie, mais également pour l'analyse du spectre émis par la source dans son ensemble ou par une région particulière. L'objectif de ce travail de reconstruction des caractéristiques des événements est d'étudier le plus précisément possible l'évolution spatiale et temporelle de cette source. En effet le spectre et la morphologie des sources apportent des informations relatives au type (électrons, protons), à l'énergie des particules chargées à l'origine du rayonnement.

Grâce aux analyses présentées précédemment, trois mesures de l'énergie et de la direction ont été réalisées pour chacun des paramètres suivants : l'énergie et les deux coordonnées (altitude, azimuth) de la position d'origine du photon. Pour simplification, les coordonnées, exprimées en radian seront prises dans le repère de la caméra : le centre de la caméra correspond alors à la direction pointée par les télescopes, l'axe des abscisses et l'axe des ordonnées correspondent respectivement à l'azimut et l'altitude à partir de la position du pointé. 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 combiner les différents résultats obtenus afin de réduire les erreurs sur les trois paramètres définis précédemment.

Pour cela, une méthode générale a été développée [81] pour combiner les estimateurs d'une grandeur physique. Elle s'apparente au calcul d'une moyenne pondérée par l'inverse des carrés

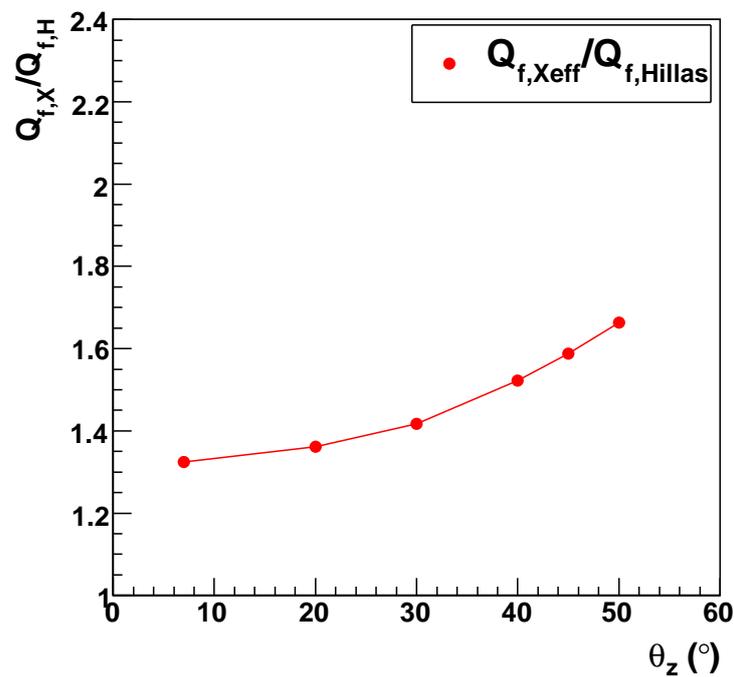
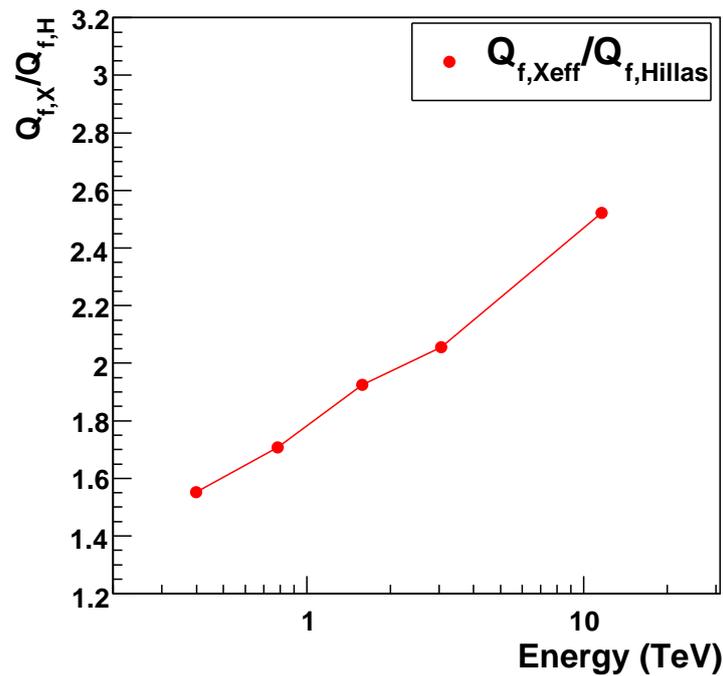


FIGURE 7.11 – Rapport des facteurs de qualité par sélection sur la variable X_{eff} ou sur les moments réduits. *En haut* : Dépendance avec l'énergie. *En bas* : Dépendance avec l'angle zénithal.

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 :

$$\hat{p} = \sum_i \alpha_i p_i \quad (7.4)$$

où les poids associés α_i vérifient la relation : $1 = \sum_i \alpha_i$. L'erreur σ sur l'estimation du paramètre est, quant à elle, définie par :

$$\sigma^2 = {}^t \boldsymbol{\alpha} \mathbf{E} \boldsymbol{\alpha} \quad (7.5)$$

où $\boldsymbol{\alpha}$, ${}^t \boldsymbol{\alpha}$ et \mathbf{E} sont respectivement le vecteur des α_i , sa transposée, et la matrice de corrélation associée à la grandeur à calculer. Cette dernière est une matrice symétrique de dimension 3, et définie selon :

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} \sigma_X^2 & \sigma_{XY} & \sigma_{XZ} \\ \sigma_{XY} & \sigma_Y^2 & \sigma_{YZ} \\ \sigma_{XZ} & \sigma_{YZ} & \sigma_Z^2 \end{bmatrix} \quad (7.6)$$

7.7.2 Calcul des poids

Ainsi qu'il a déjà été dit, l'idée générale est de réduire les erreurs, ou d'augmenter la précision, sur les paramètres que sont l'énergie et les coordonnées de la direction reconstruite. Il suffit donc de trouver les paramètres α_i qui minimise σ et par conséquent σ^2 (σ étant bien évidemment positif). Il est possible (voir annexe A) de déterminer analytiquement les valeurs des α_i conduisant à ce résultat. Les éléments de la matrice de corrélation sont établis à partir de simulations de sources ponctuelles à différentes énergies s'étalant de 50 GeV à 80 TeV par pas de 0.2 en échelle logarithmique décimale. Les termes diagonaux sont pris égaux au carré de la moyenne quadratique de distributions obtenues pour chaque reconstruction ; les termes non-diagonaux sont définis comme les facteurs de corrélation entre les variables. Un exemple de ces distributions est présenté en figure 7.12. Des figures analogues pour la direction de reconstruction se trouvent en annexe A.

Une fois les paramètres α_i déterminés pour chaque grandeur à reconstruire et pour chaque énergie, il suffit d'appliquer l'équation 7.4 pour en déduire la valeur finale. Cependant quelques points méritent d'être éclaircis. Tout d'abord, les poids α_i ne sont déterminés que pour des énergies fixes. Entre ces valeurs, les poids sont simplement déduits par interpolation linéaire. Le second point est non moins important : à quelle énergie se placer ? Contrairement aux simulations, l'énergie des γ n'est pas connue exactement : seules des estimations issues de trois reconstructions peuvent être utilisées. Sachant qu'une valeur de α_i élevée caractérise une bonne résolution, et inversement, qu'une valeur proche de zéro indique une mauvaise résolution, une solution consiste à comparer la valeur des poids entre eux : pour chaque reconstruction, la valeur paramètre α_i associé à l'énergie reconstruite est déterminée. L'énergie associée à la valeur la plus élevée est utilisée comme référence pour la détermination finale des α_i .

7.8 Résultats de la reconstruction

Les résolutions angulaires et énergétiques obtenues pour cette reconstruction, ainsi que les biais associés, sont présentés sur la figure 7.13. Les hauteurs des points sont définies par la résolution et le biais des reconstructions de γ simulés à des énergies données. Les énergies sont échelonnées entre 125 GeV et 80 TeV par pas de 0,2 en échelle logarithmique.

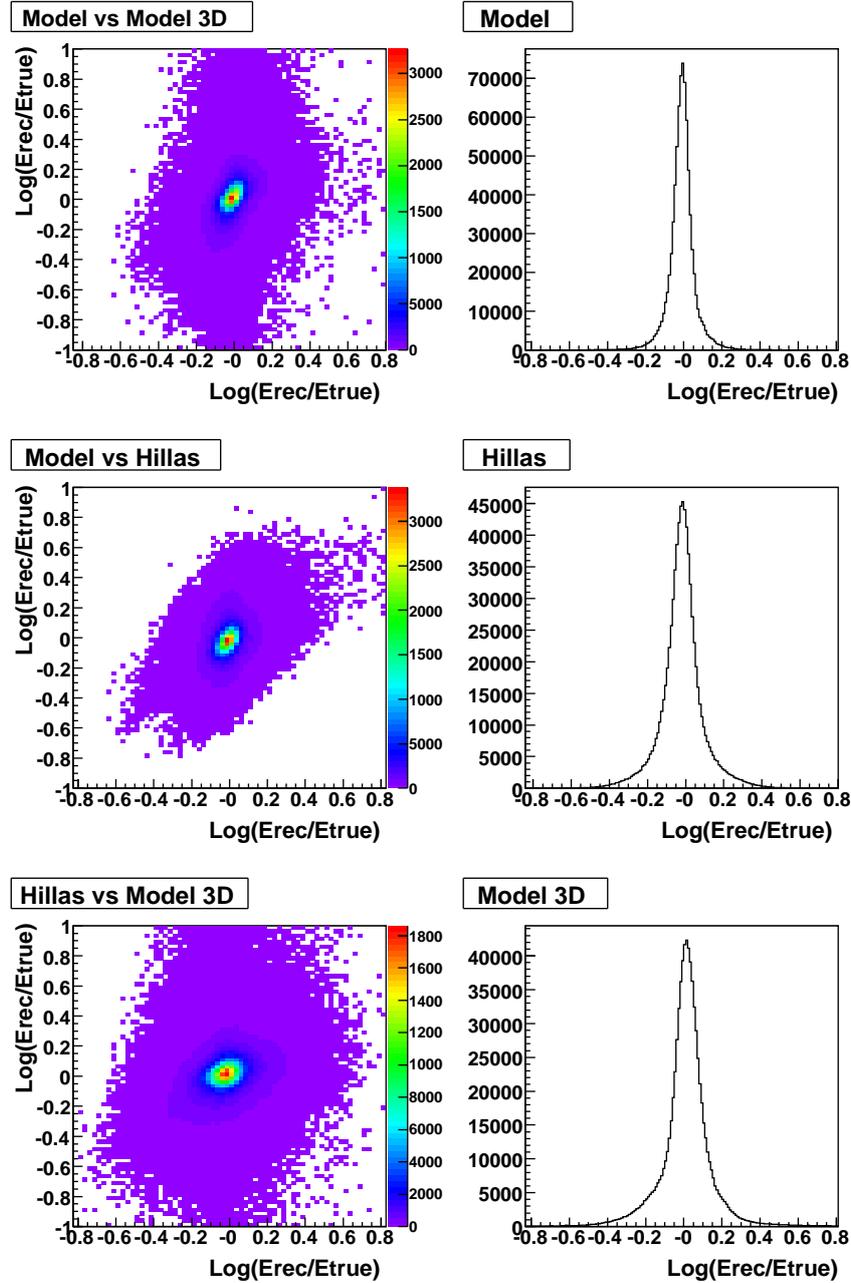


FIGURE 7.12 – Distributions mono et bidimensionnelles en énergie obtenues avec les trois reconstructions, à partir de γ simulés à 1,25 TeV.

Pour une comparaison équitable entre les différentes reconstructions, la même sélection a été appliquée : une coupure sur la variable X_{eff} à 0,3 avec $\eta = 0, 1$, un seuil en charge à 80 pe. Aucune coupure n'a été appliquée sur la distance angulaire à la source θ^2 .

Au vu des courbes obtenues, la méthode de reconstruction fonctionne correctement : pour chaque énergie, la courbe suit la meilleure reconstruction. La résolution angulaire est proche de $0,05^\circ$ sur la quasi-totalité du domaine observée par H.E.S.S. De plus, à cette bonne résolution est associé un biais particulièrement faible, inférieur à $0,001^\circ$ sur ce même domaine d'énergie.

Pour la reconstruction de l'énergie, la résolution est très bonne, 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.

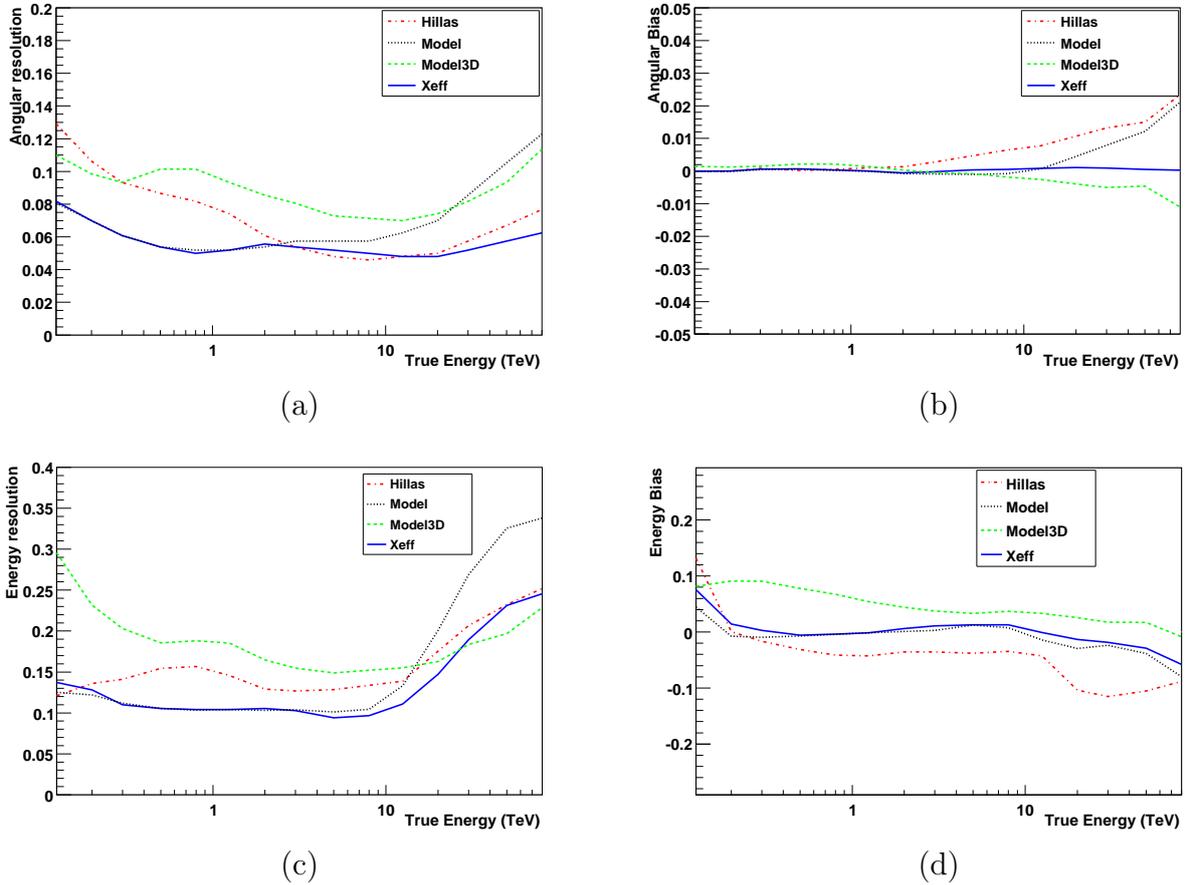


FIGURE 7.13 – (a) - Résolution et (b) - biais angulaires associés à la reconstruction X_{eff} , et comparés aux résultats obtenus pour d'autres reconstruction, avec une sélection sur la variable X_{eff} . (a) - Résolution et (b) - biais en énergie associés à la reconstruction X_{eff} .

7.9 Analyse spectrale

7.9.1 Détermination du spectre

7.9.1.1 Principes

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 $0,1^\circ$, n_e intervalles de largeur 0,2 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 :

$$N_{i_z, i_\theta, i_e, i_\mu}^{Obs} = N_{i_z, i_\theta, i_e, i_\mu}^{On} - \alpha_{i_z, i_\theta, i_e, i_\mu} N_{i_z, i_\theta, i_e, i_\mu}^{Off} \quad (7.7)$$

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 :

$$N_{i_z, i_\theta, i_e, i_\mu}^{Th} = t_{On}^{i_z, i_\theta, i_\mu} \times \int_{\tilde{E}_{i_e}^{min}}^{\tilde{E}_{i_e}^{max}} d\tilde{E} \int_0^\infty dE \frac{dN}{dE} A(\theta_{i_z}, \theta_{i_\theta}, \mu_{i_\mu}) P(\theta_{i_z}, \theta_{i_\theta}, \mu_{i_\mu}, E, \tilde{E}) \quad (7.8)$$

où $t_{On}^{i_z, i_\theta, i_\mu}$ 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 et dN/dE la forme spectrale testée. Enfin les fonctions $A(\theta_{i_z}, \theta_{i_\theta}, \mu_{i_\mu})$ 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 simulation Monte Carlo.

Un ajustement des valeurs $N_{i_z, i_\theta, i_e, i_\mu}^{Th}$ sur $N_{i_z, i_\theta, i_e, i_\mu}^{Obs}$ pour l'ensemble des éléments de la table permet de déterminer au final les paramètres de la forme spectrale.

7.9.1.2 Calcul des surfaces efficaces

La connaissance de la réponse du détecteur est un maillon essentiel pour la reconstruction spectral. Elle permet de relier l'excès observé au flux qui en est à l'origine. Comme il a déjà été dit, sa valeur dépend de nombreux paramètres liés aux conditions d'observation (angle zénithal, angle hors axe, efficacité optique) mais également à la sélection appliquée sur les événements. Ainsi, pour l'analyse X_{eff} , la valeur de cette fonction a été calculée en tout point de l'espace des paramètres.

Pour cela, des simulations Monte Carlo de γ à différentes énergies sont passées à travers la chaîne d'analyse. Le taux d'événements sélectionnés est enregistré, puis multiplié par la surface efficace théorique du détecteur (égale à la surface au sol) pour donner la réponse du détecteur $A(\theta_{i_z}, \theta_{i_\theta}, \mu_{i_\mu})$. Ce processus est réalisé pour un grand nombre de simulations à énergie fixe et pour un angle zénithal, pour un angle hors-axe et pour une efficacité optique donnés. En les faisant varier un à un, on obtient une couverture complète de l'espace des paramètres. Les valeurs intermédiaires sont alors interpolées pour plus de précision.

Des exemples de la valeur prise par la surface efficace sont présentés sur la figure 7.14. La dépendance avec l'angle zénithal et l'énergie y est mise en évidence. Pour réduire les erreurs systématiques aux basses énergies, un seuil est défini comme l'énergie minimale en deçà de laquelle la surface efficace est inférieure à 20% de sa valeur maximale. On s'aperçoit que ce

seuil dépend fortement d'un paramètre comme l'angle zénithal, passant de 170 GeV proche du zénith jusqu'à plus de 1 TeV lorsqu'on se rapproche de l'horizon.

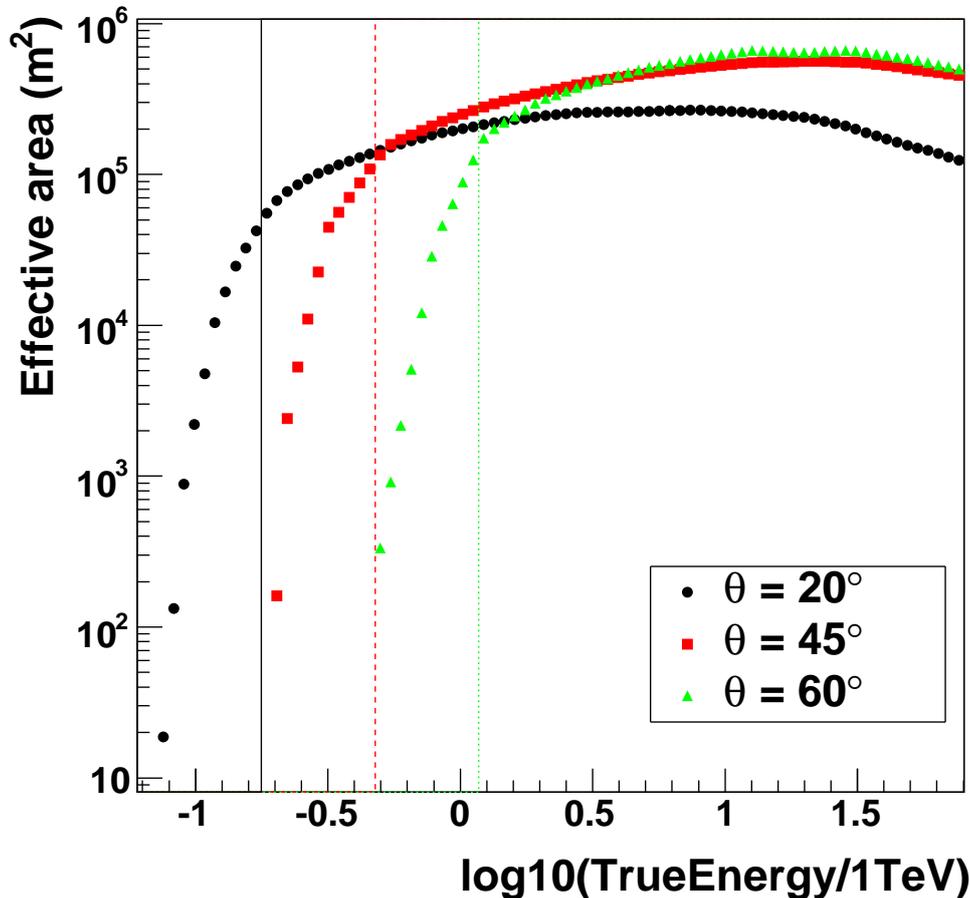


FIGURE 7.14 – Surface efficace du détecteur avec l'analyse X_{eff} en fonction de l'énergie à différents angles zénithaux.

7.9.1.3 Reconstruction de l'énergie vraie

De la même manière, la densité de probabilité est établie à partir de simulations Monte Carlo envoyées dans la chaîne d'analyse. À chaque énergie fixe, 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 (7.8) sont désormais connus, permettant de débiter l'analyse spectrale proprement dite.

7.9.2 Résultats de l'analyse X_{eff}

Pour évaluer le comportement de l'analyse X_{eff} vis-à-vis de la reconstruction spectrale, des simulations de γ suivant des lois de puissance d'indices variant entre 2 et 3,4 (correspondant à la plage dans laquelle sont généralement mesurés les indices dans H.E.S.S. : de 2 environ pour les nébuleuses de pulsars à près de 3,5 pour les noyaux actifs de galaxies).

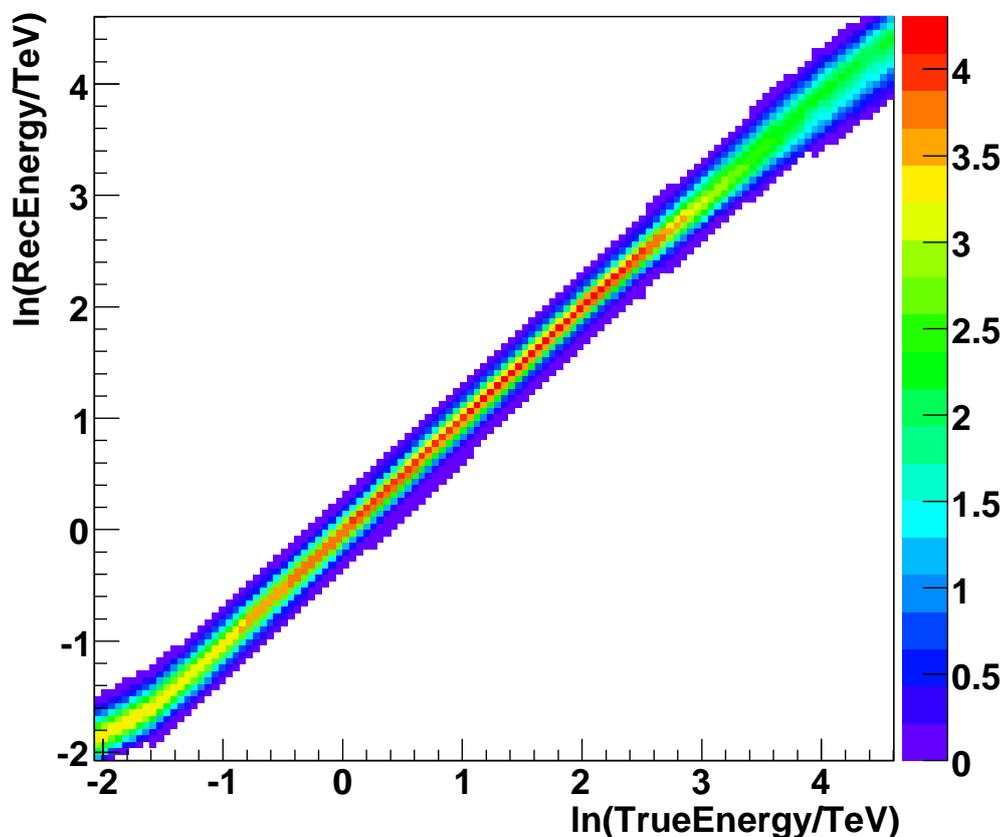


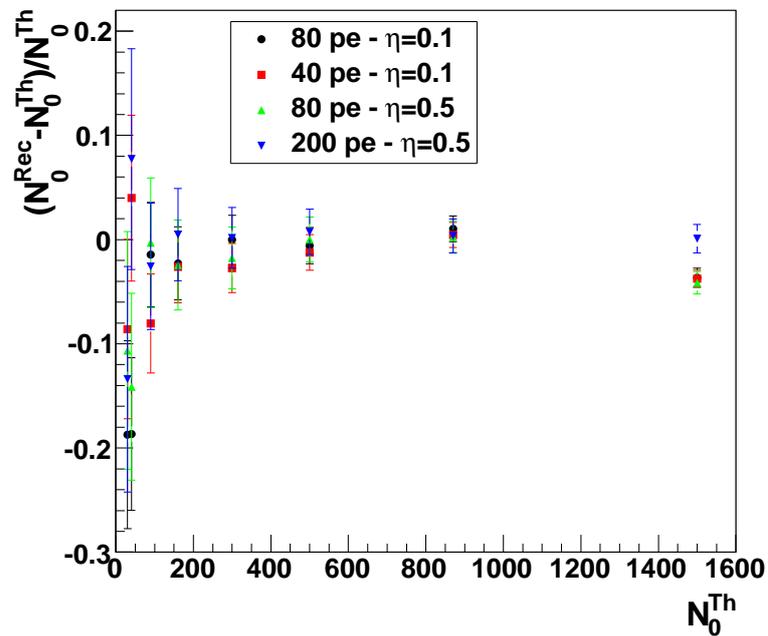
FIGURE 7.15 – Densité de probabilité de reconstruire à une énergie \tilde{E} (axe des ordonnées) un événement γ d'énergie E (axe des abscisses). Ce graphique est obtenu pour une observation au zénith d'une source au centre de la caméra et une efficacité optique égale à 0,7.

Ces données sont d'abord analysées pour les différents jeux de coupures introduits précédemment. Après détermination du spectre, une fonction en loi de puissance $dN/dE = N_0 E^{-\Gamma}$ est ajustée sur les données. Les comparaisons entre les valeurs des paramètres N_0 et Γ simulés et les valeurs reconstruites sont exposées dans deux graphiques en figure 7.16. La reconstruction des paramètres s'avère de bonne qualité, indépendamment des coupures utilisées et de l'indice spectral simulé. Le biais moyen n'est que de 1% pour Γ , avec un écart maximal de 5%. Pour N_0 , le biais est de l'ordre de 3%, l'écart maximal n'excédant pas 15%. Compte-tenu des erreurs statistiques, les mesures de ces paramètres sont compatibles avec les valeurs simulées.

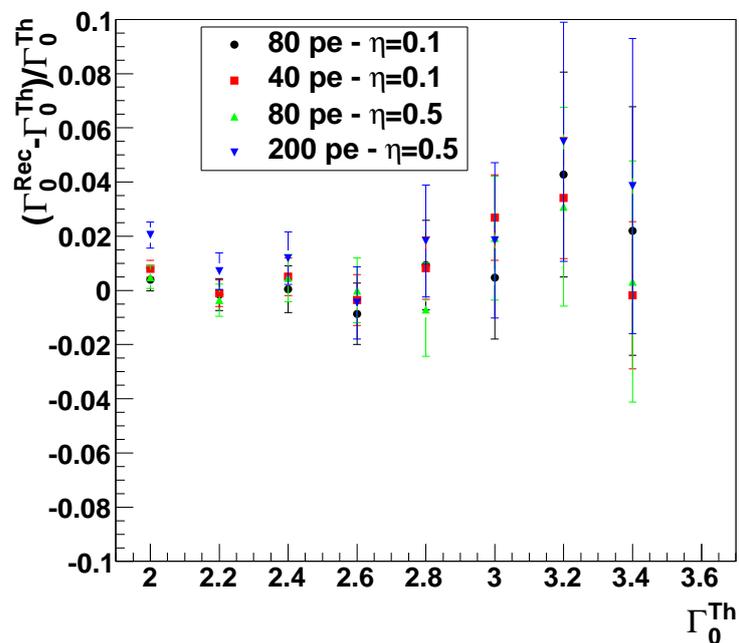
Cependant, cette étude ne prend pas en compte toutes les sources d'erreurs systématiques (analyse de données simulées à partir de Monte Carlo, météorologie, variation du comportement du détecteur). Leur importance, indépendante de la méthode d'analyse, a été déterminée au préalable par F. A. Aharonian et al. [65]. Elles sont également résumées dans la table 7.4.

7.9.3 Conclusions

Dans le cadre d'études sur des données simulées, l'analyse X_{eff} a permis des avancées intéressantes dans différents domaines. Tout d'abord, la sélection s'est trouvée nettement améliorée



(a)



(b)

FIGURE 7.16 – Erreurs systématiques sur la reconstruction spectrale : des spectres de γ d'indices compris entre 2 et 3,4 ont été simulés. (a) et (b) représentent respectivement les valeurs reconstruites du flux à 1 TeV et de l'indice spectral en fonction des valeurs théoriques, pour les différents jeux de coupures. Le biais moyen est de 1% pour l'indice spectral et de 3% pour le flux.

| Uncertainty | Flux | Index |
|------------------------|-------|--------|
| MC Shower interactions | 1% | |
| MC Atmospheric sim. | 10% | |
| Broken pixels | 5% | |
| Live time | 1% | |
| Selection cuts | 8% | 0.08 |
| Background est. | 1% | 0.01 |
| Run-by-run variability | 15% - | |
| Data set variability | | - 0.05 |
| Total | 20% | 0.09 |

TABLE 7.4 – Résumé des différentes contributions aux erreurs sur l’estimation du flux dans H.E.S.S. [65].

grâce à une meilleure discrimination entre événements γ et hadrons issus du fond de rayons cosmiques. Cette sélection s’appuie sur l’utilisation des différentes sources d’informations disponibles : elle est donc sensible à toutes les propriétés qui permettent de distinguer les γ des hadrons.

La reconstruction a également pu être améliorée. Appliquant également ce principe consistant à utiliser toutes les sources d’informations disponibles, la résolution angulaire a pu être réduite à $0,05^\circ$ pour des événements d’énergie supérieure à 500 GeV, avec un biais proche de zéro sur l’ensemble du domaine observable par H.E.S.S. Concernant l’énergie, la résolution atteint 10% de la valeur mesurée jusqu’à une dizaine de téraélectronvolts, pour un biais inférieur à 5%. Au-delà, la taille de l’image de la gerbe devient plus grande que celle de la caméra : l’énergie n’est donc plus reconstruite correctement, quelle que soit la méthode d’analyse.

Il reste désormais à appliquer cette méthode sur des données observées pour vérifier d’une part la compatibilité des résultats obtenus avec les différentes méthodes, et d’autre part, pour mesurer le gain réel obtenu.

7.10 Validation de la méthode

7.10.1 Introduction

Afin de tester la méthode décrite dans les chapitres précédents, une liste de différentes sources a été établie en vue d’une analyse comparative. Ces sources ont toutes été observées par l’expérience H.E.S.S. ; les résultats obtenus ont donné lieu à des publications.

Les conditions d’observations et par conséquent la qualité des résultats obtenus dépendent fortement du type de sources et de leur position dans le ciel. Deux principales catégories ont été définies : les sources galactiques et extra-galactiques. Ces dernières se composent essentiellement de noyaux actifs de galaxies, détectés en dehors du plan galactique. Les sources galactiques, au contraire, ont toutes été observées dans le plan galactique, correspondant à une latitude inférieure à 10° en valeur absolue dans le système de coordonnées galactiques. Différents types de sources sont contenus dans cette catégorie : nébuleuses de pulsar, restes de supernovae, trous noirs au centre des galaxies, et différentes morphologies ponctuelles, ou étendues.

Quelques sources, représentant un panel les différentes catégories, ont donc été sélectionnées afin de comparer les résultats d’analyse. Les comparaisons portent à la fois sur les résultats

statistiques obtenus lors de l'analyse, mais également sur la consistance des résultats de l'analyse spectrale lorsque cela était possible. L'analyse dite "Hillas" souvent utilisée pour la comparaison, correspond à la méthode des moments réduits décrite précédemment, et pour laquelle trois jeux de coupures ("standard", "loose" et "hard") ont été définis [65].

7.10.2 Sources galactiques

7.10.2.1 Analyse du Crabe

Observable à toutes les longueurs d'onde, des ondes radio jusqu'aux rayons γ de très hautes énergies, la nébuleuse du Crabe est considérée comme une chandelle standard en astrophysique. Elle est en effet brillante dans tous les domaines du spectre électromagnétique. Il s'agit d'une nébuleuse de pulsar, dont la naissance remonte précisément à l'année 1054, correspondant à la date d'observation de la supernova qui en est à l'origine. La collaboration H.E.S.S. a publié une analyse du Crabe basée sur différentes observations entre 2004 et 2005 dans le domaine des γ aux très hautes énergies. Deux listes d'acquisitions à quatre télescopes (listes II et III) de respectivement 5,7 h et 10,6 h ont été éditées après une sélection sur la qualité [65]. Ces deux lots de données ont été analysés avec la méthode X_{eff} avec des valeurs de paramètres de coupure adaptés pour des sources brillantes ($X_{eff}^{Cut} = 0, 3$, $\eta = 0, 1$, seuil à 80 pe) et ponctuelles ($\theta^2 = 0, 0125$). Les résultats comparatifs des analyses sur ces deux listes sont présentés dans la table 7.5. Dans ce cas, un gain sensible est obtenu de 20 à 30% sur la valeur σ et d'un facteur compris entre 3 et 5 pour le rapport signal sur bruit. Après sélection des données, le spectre

| Analyse | N_{ON} | $N_{OFF}(\alpha)$ | γ | σ | S/B |
|------------------------------------|----------|-------------------|----------|----------|-------|
| Hillas liste II (standard) | 4759 | 1579(0,2) | 1667 | 53,2 | 5,3 |
| X_{eff} liste II (brillante) | 1771 | 325(0,2) | 1706 | 68,3 | 26,3 |
| Hillas liste III (standard) | 4759 | 2417(0,2) | 4283 | 94,2 | 8,9 |
| X_{eff} liste III (brillante) | 5013 | 902(0,2) | 4833 | 115,1 | 26,8 |

TABLE 7.5 – Résultats statistiques issus de l'analyse du Crabe

de la source a été reconstruit puis ajusté par une fonction en loi de puissance avec coupure exponentielle pour chacun des deux lots de données. Les valeurs des paramètres sont rangées dans la table 7.6. Le flux intégré reconstruit avec la méthode X_{eff} est compatible avec les résultats obtenus avec la méthode des moments réduits : les différences sont contenues dans les barres d'erreur. Si la forme des spectres présente une coupure exponentielle à une énergie plus élevée, les paramètres sont stables, d'un jeu de données à l'autre pour l'analyse X_{eff} .

7.10.2.2 Trois exemples de nébuleuses

Les nébuleuses forment une population très variée du point de vue de l'âge, des dimensions ou de la morphologie. Trois exemples sont analysés dans ce paragraphe. Il s'agit de Vela X, MSH 15-52 et G0.9+01. Déjà observés par H.E.S.S. [78, 79, 82], ils feront également l'objet d'une étude plus approfondie dans cette thèse. Ces trois objets présentent différentes caractéristiques

| Analyse | N_0 $\times 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$ | Γ | E_{cut} TeV | $\Phi(> 1 \text{ TeV})$ $\times 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ |
|------------------------------------|---|-----------------|------------------|---|
| Hillas liste II (standard) | $4,36 \pm 0,16$ | $2,30 \pm 0,06$ | $8,4 \pm 1,2$ | $2,48 \pm 0,16$ |
| X_{eff} liste II (brillante) | $4,57 \pm 0,17$ | $2,51 \pm 0,07$ | $16,5 \pm 5,8$ | $2,61 \pm 0,14$ |
| Hillas liste III (standard) | $3,84 \pm 0,09$ | $2,41 \pm 0,04$ | $15,1 \pm 2,8$ | $2,31 \pm 0,10$ |
| X_{eff} liste III (brillante) | $4,01 \pm 0,09$ | $2,52 \pm 0,04$ | $19,4 \pm 5,3$ | $2,32 \pm 0,08$ |

TABLE 7.6 – Spectres issus de l'analyse du Crabe

des sources galactiques observées aux très hautes énergies : ponctuelle et très faible avec un fond diffus important (G0.9+01), intense (MSH 15-52) ou très étendue (Vela X).

Les sources G0.9+01 et Vela X étant considérées comme des sources faibles, une sélection avec $X_{eff} = 0,3$ et $\eta = 0,5$ a été appliquée avec un seuil à 200 pe. Pour comparaison, une analyse avec un seuil plus bas (80 pe) a également été réalisée. Pour G0.9+01, considérée comme ponctuelle, une coupure sur θ^2 à une valeur de 0,0125 a été appliquée. Elle est de 0,64 pour Vela X. MSH 1552 au contraire est une source particulièrement brillante. Une analyse sur une région de rayon $0,3^\circ$ autour du pulsar a donc été étudiée après sélection ($X_{eff} = 0,3$, $\eta = 0,1$ et un seuil à 80 pe). Les résultats de la sélection sont présentés dans les tables 7.7, 7.8 et 7.9. Pour ces trois sources, des gains sensibles de la significativité entre 25 et 50% et surtout du rapport signal sur bruit d'un facteur 2 à 3 ont été obtenus. Ces gains se font en partie au détriment du nombre d'événements γ détectés (moins de 30%) mais il permet en revanche d'étendre la gamme d'énergies étudiées, comme c'est le cas pour Vela X.

| Analyse | N_{ON} | $N_{OFF}(\alpha)$ | γ | σ | S/B |
|--------------------------|----------|-------------------|----------|----------|-------|
| Hillas (hard) | 1069 | 10801(0,065) | 368 | 13 | 0,5 |
| X_{eff} (détection) | 348 | 1715(0,071) | 225 | 16 | 1,8 |

TABLE 7.7 – Résultats statistiques issus de l'analyse de G0.9+01

| Analyse | N_{ON} | $N_{OFF}(\alpha)$ | γ | σ | S/B |
|--------------------------|----------|-------------------|----------|----------|-------|
| Hillas (standard) | 3706 | 10154(0,065) | 1469 | 25 | 1,0 |
| X_{eff} (brillante) | 2069 | 6249(0,071) | 1371 | 39 | 2,0 |

TABLE 7.8 – Résultats statistiques issus de l'analyse de MSH 15-52

Les résultats de l'analyse spectrale appliquée dans le cas d'une sélection sur X_{eff} sont compatibles avec ceux publiés. Deux fonctions en loi de puissance s'ajustent correctement sur les spectres de G0.9+01 et de MSH 15-52. Une coupure exponentielle a été ajoutée dans le cas de Vela X.

| Analyse | N_{ON} | $N_{OFF}(\alpha)$ | γ | σ | S/B |
|---------------------------|----------|-------------------|----------|----------|-------|
| Hillas (hard) | 9610 | 7879(0,94) | 2152 | 16,7 | 0,29 |
| X_{eff} (détection) | 3505 | 2230(0,9) | 1515 | 22 | 0,76 |
| X_{eff} -80 pe (faible) | 8789 | 8006(0,9) | 1945 | 13,5 | 0,27 |

TABLE 7.9 – Résultats statistiques issus de l’analyse de Vela X

| Analyse | N_0 $\times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ | Γ | $\Phi(> 200 \text{ GeV})$ $\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
|-----------------------|--|-----------------|---|
| Hillas (standard) | $8,4 \pm 0,7$ | $2,40 \pm 0,11$ | $5,7 \pm 0,7$ |
| Hillas (hard) | $8,9 \pm 1.1$ | $2,29 \pm 0,14$ | $5,5 \pm 0,8$ |
| X_{eff} (faible) | $10,2 \pm 0,7$ | $2,28 \pm 0,08$ | $6,3 \pm 0,5$ |
| X_{eff} (détection) | $9,7 \pm 0,8$ | $2,37 \pm 0,11$ | $6,4 \pm 0,9$ |

TABLE 7.10 – Spectres issus de l’analyse de G0.9+01

| Analyse | N_0 $\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ | Γ | $\Phi(> 1 \text{ TeV})$ $\times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
|-----------------------|--|-----------------|---|
| Hillas (standard) | $5,7 \pm 0,2$ | $2,27 \pm 0,03$ | |
| X_{eff} (brillante) | $6,2 \pm 0,2$ | $2,31 \pm 0,03$ | $2,93 \pm 0,13$ |

TABLE 7.11 – Spectres issus de l’analyse de MSH 15-52

| Analyse | E_{MIN} GeV | E_{MIN} TeV | Γ | E_{cut} TeV | $\Phi(> 1 \text{ TeV})$ $\times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
|-----------------------|------------------|------------------|-----------------|------------------|---|
| Hillas | 550 | 65 | $1,45 \pm 0,09$ | $13,8 \pm 2,3$ | $1,28 \pm 0,17$ |
| X_{eff} (détection) | 250 | 20 | $1,46 \pm 0,07$ | $13,6 \pm 2,9$ | $1,71 \pm 0,14$ |

TABLE 7.12 – Spectres issus de l’analyse de Vela X

7.10.3 Sources extra-galactiques

7.10.3.1 Analyse de H 2356-309

Avec un décalage vers le rouge de $z = 0,165$, le BL Lac H 2356-309 est un des noyaux actifs de galaxies les plus distants parmi ceux observés aux très hautes énergies. Environ 40 heures de données ont été enregistrées avec le détecteur H.E.S.S., un excès a été découvert en provenance de cette source. Durant la période d’observation, aucune variation du flux n’a pu être mise en évidence [83], même si le flux est inférieur à celui mesuré auparavant par BeppoSAX, suggérant que les données ont été enregistrées durant une période de faible activité. Comme tout AGN, l’indice spectral mesuré pour H 2356-309 est élevé (supérieur à 3). Les événements détectés se trouvent essentiellement à basse énergie. La source étant faible (seulement 10σ après 40 heures

d'observation), la sélection X_{eff} adaptée à ce type de source est donc utilisée : le seuil sur l'amplitude dans la caméra est fixé à 80 pe et $\eta = 0,5$. La coupure sur X_{eff} est fixée à 0,3. Les résultats de cette sélection se trouvent dans la table 7.13 et sont comparés avec les résultats publiés. Des gains d'un facteur 2 sont obtenus sur la significativité σ et sur le rapport signal sur bruit. Dans ce cas, le nombre de γ est également supérieur à ceux obtenus pour les deux autres analyses.

| Analyse | N_{ON} | $N_{OFF}(\alpha)$ | γ | σ | S/B |
|----------------------|----------|-------------------|----------|----------|-------|
| Hillas (standard) | 3776 | 35280(0,09) | 591 | 9,7 | 0,4 |
| Modèle 3D (standard) | 1706 | 13784(0,09) | 453 | 11,6 | 0,4 |
| X_{eff} (faible) | 1213 | 6593 | 618 | 22,2 | 1,0 |

TABLE 7.13 – Résultats statistiques issus de l'analyse de H 2356-309

À partir des événements sélectionnés, un spectre est calculé et ajusté par une loi de puissance. La table 7.14 résume les résultats obtenus. Les valeurs de la normalisation et de l'indice spectral sont compatibles entre elles, avec un écart inférieur ou égal à l'erreur statistique. Concernant le flux intégré, sa valeur est sensiblement supérieure à celles obtenues pour les autres analyses. En tenant compte des erreurs systématiques de l'ordre de 20%, ces différences restent acceptables.

| Analyse | N_0 $\times 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$ | Γ | $\Phi(> 200 \text{ GeV})$ $\times 10^{-12} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ |
|----------------------|---|-----------------|---|
| Hillas (standard) | $3,07 \pm 0,75$ | $3,06 \pm 0,21$ | $4,1 \pm 0,4$ |
| Modèle 3D (standard) | $3,0 \pm 0,8$ | $3,09 \pm 0,24$ | $4,1 \pm 0,5$ |
| X_{eff} (faible) | $3,54 \pm 0,44$ | $3,21 \pm 0,12$ | $5,6 \pm 0,5$ |

TABLE 7.14 – Spectre issu de l'analyse de H 2356-309

7.10.3.2 Analyse de 1 ES 0347-121

Le blazar 1 ES 0347-121 fait également partie de la famille des AGNs. On suppose que le jet formé autour de ce type de sources a son axe proche de la direction d'observation. Désormais observés au TeV [84], la première détection de cette source est le résultat d'observations en X. Le décalage vers le rouge pour cette source vaut $z = 0,139$. Les observations en optique et en radio ont permis de définir précisément le type de blazar : un BL Lac. Aux très hautes énergies, un peu plus de 25 heures ont été nécessaires pour s'assurer de la présence d'un excès significatif (10σ) autour de cette source.

Avec les mêmes raisons que pour la source précédente, la sélection X_{eff} appliquée est celle optimisée pour les sources faibles, à savoir un seuil sur l'amplitude dans la caméra fixé à 80 pe, $\eta = 0,5$ et la coupure sur X_{eff} égale à 0,3. Les résultats de la table 7.15 montrent de nouveau un gain sur la significativité (+50%) et sur le rapport S/B (facteur 2), tout en conservant près des 90% des γ .

Les résultats de l'analyse spectrale montrent une bonne compatibilité entre les deux analyses, pour l'indice spectral comme pour le flux intégré.

| Analyse | N_{ON} | $N_{OFF}(\alpha)$ | γ | σ | S/B |
|--------------------|----------|-------------------|----------|----------|-------|
| Hillas (standard) | 1167 | 9241(0,09) | 327 | 10,1 | 0,4 |
| X_{eff} (faible) | 553 | 3067(0,09) | 290 | 14,7 | 1,1 |

TABLE 7.15 – Résultats statistiques issus de l’analyse de 1 ES 0347-121

| Analyse | N_0 $\times 10^{-13} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$ | Γ | $\Phi(> 250 \text{ GeV})$ $\times 10^{-12} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ |
|-----------------------|---|-----------------|---|
| Hillas (standard) | $4,52 \pm 0,85$ | $3,10 \pm 0,23$ | $3,9 \pm 1,1$ |
| X_{eff} (faible) | $3,23 \pm 0,5$ | $3,29 \pm 0,17$ | $3,4 \pm 0,9$ |

TABLE 7.16 – Spectres issus de l’analyse de 1 ES 0347-121

7.10.4 Conclusion

Pour un ensemble de sources, représentant un panel des objets observés par H.E.S.S. (sources étendues, ponctuelles, faibles ou brillantes) des analyses ont été effectuées en utilisant l’ensemble des coupures définies précédemment. Ces analyses ont permis, sur l’ensemble des sources, de mettre en évidence un gain sensible dans la qualité de la sélection compris entre 25% et 100% pour la significativité (selon les sources), et atteignant un facteur 3 pour le rapport S/B . La preuve d’une amélioration dans la reconstruction de la direction des événements a été apportée. Enfin, les analyses spectrales ont également donné des résultats satisfaisants, compatibles avec les résultats publiés.

Cinquième partie

L'étude des nébuleuses de pulsar

8

Les nébuleuses de pulsars

8.1 Présentation

Les observations de H.E.S.S. du ciel dans le plan galactique ont montré qu'une classe importante de sources de rayons γ non thermiques est formée par les nébuleuses de pulsars ou plérions (du grec $\pi\lambda\eta\rho\rho\eta\sigma$ (pleres) qui signifie plein, rempli). Ce sont des objets diffus, de forme et d'extension variables selon la gamme d'énergies considérées (d'où le terme de "nébuleuse"), observables à presque toutes les énergies, des ondes radio jusqu'au γ de très hautes énergies.

Comme moteur pour l'accélération des particules, on trouve un pulsar, une étoile à neutron en rotation rapide (période de l'ordre de quelques millisecondes à quelques secondes) née suite à l'explosion d'une étoile massive (supernova). Grâce au champ magnétique intense qu'il engendre, le pulsar est à l'origine d'un vent de particules chargées. Ces particules en interagissant avec l'environnement (matière, champ magnétique, photons) émettent, par processus Compton-inverse, synchrotron ou hadronique, un rayonnement électromagnétique sur une large gamme d'énergies.

De nombreuses observations ont permis de mettre en évidence un certain nombre de propriétés communes à l'ensemble de ces sources, reprises dans Gaensler et al. [85] et de Jager et al. [86]. Détectées à l'origine en radio, les nébuleuses de pulsars présentent trois caractéristiques principales dans cette gamme d'énergies, expliquées dans Weiler et al. [87] et la bibliographie associée. D'un point de vue de la morphologie, elles se présentent comme des objets remplissant le centre des restes de supernovae, sans forme bien définie. Le spectre en énergie est plat et admet une distribution en loi de puissance : $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ d'indice α compris entre 0 et 0,3. Enfin, la nébuleuse présente un champ magnétique interne organisé, responsable d'émissions radio de hautes fréquences, incluant une proportion importante du flux sous forme de rayonnement polarisé rectilignement [88].

Avec le développement des observatoires spatiaux dans le domaine des rayons X (Chandra et XMM-Newton), la définition des nébuleuses de pulsars a pu être étendue à une description de la morphologie plus détaillée : autour du pulsar, un tore dans le plan équatorial et deux jets fortement collimatés de part et d'autre de l'équateur et alignés avec l'axe de rotation du pulsar ont été mis en évidence sur un grand nombre de pulsars, bien que la forme varie

sensiblement selon les conditions (déplacement supersonique du pulsar, effet Doppler), comme il apparaît dans Kargaltsev et al. [89]. Au centre du tore, une région moins lumineuse, de rayon caractéristique R_s compris entre $\sim 10^{17}$ cm, et $\sim 10^{18}$ cm, correspond probablement à la distance à laquelle se forme le vent du pulsar [90]. Dans ce domaine d'énergie, la distribution des photons en fonction de l'énergie de la nébuleuse au voisinage de R_s se présente sous la forme d'une distribution en loi de puissance ($F_E \propto E^{-\alpha}$, exprimée en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{keV}^{-1}$) avec un indice spectral α compris entre $\sim 1,5$ et ~ 2 . Ce résultat a pour origine une re-accélération des particules au-delà du cylindre de lumière (voir définition section suivante). Lorsque l'on s'éloigne du pulsar, les électrons perdent peu à peu leur énergie sous forme de rayonnement synchrotron observable des ondes radio jusqu'aux rayons X. Ceci se traduit par un adoucissement du spectre, l'indice variant alors entre ~ 2 et $\sim 2,5$.

Les électrons responsables des observations précédentes sont également susceptibles d'émettre par diffusion Compton-inverse sur des photons issus du fond diffus cosmologique, ou d'origine stellaire. Avec l'essor des télescopes spatiaux (EGRET, Fermi) et au sol (H.E.S.S., MAGIC, VERITAS) de nombreuses nébuleuses ont pu être étudiées [91] à [95]. Des propriétés communes à une partie des nébuleuses sont venues compléter la définition. Ainsi un champ magnétique faible (en moyenne sur l'ensemble de la nébuleuse) est requis : les pertes des électrons de très haute énergie par effet synchrotron doivent être suffisamment faibles pour permettre une observation de la nébuleuse au TeV. De même, une expansion rapide de la nébuleuse assure une chute de l'intensité du champ magnétique à quelques microgauss, limitant par conséquent les pertes par effet synchrotron.

8.2 Un moteur : le pulsar

8.2.1 Origine

Pour des étoiles de masses supérieures à $9 M_\odot$ [96], la fin de vie se passe de manière violente. La fusion s'arrêtant, faute de combustible, les couches externes s'effondrent jusqu'à atteindre le cœur solide de l'étoile. Elles rebondissent alors à sa surface et sont brutalement éjectées libérant une énergie considérable, de l'ordre de $\sim 10^{50}$ erg, soit environ autant que la galaxie qui l'abrite. Ce phénomène est appelé supernova. Le reste de la supernova s'observe généralement sous forme d'une coquille.

Au centre, le cœur continue de s'effondrer, jusqu'à atteindre une densité critique pour laquelle les protons et les électrons composant les atomes réagissent pour former des neutrons. Contenues dans un rayon de quelques kilomètres seulement les étoiles à neutrons sont des objets très massifs, à cause de leur densité, de l'ordre de $7 \times 10^{17} \text{ kg.m}^{-3}$. La conservation du moment cinétique implique des périodes de rotation extrêmement courtes, pouvant atteindre la milliseconde. De même, la conservation du flux magnétique impose des champs très élevés, de l'ordre de 10^{12} G, pouvant même atteindre des valeurs supérieures à 10^{15} G dans le cas des magnetars.

Le champ électromagnétique étant fortement dominant à proximité du pulsar, des particules chargées sont susceptibles d'être arrachées de sa surface, puis accélérées par les forces de Lorentz. Ce champ est également si élevé que des paires électron-positon sont spontanément créées. Toutes ces particules viennent alimenter le vent soufflé par le pulsar.

En 2008, près de 1800 pulsars sont connus [97, 98], de différents types : millisecondes, binaires, jeunes pulsars, etc. Ils se distinguent par un ensemble de paramètres, décrits dans la

section suivante.

8.2.2 Les paramètres caractéristiques

La nébuleuse et l'émission pulsée sont directement alimentées par la dissipation de l'énergie de rotation du pulsar. Celle-ci a pour expression :

$$\dot{E} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} I \Omega^2 \right) = I \Omega \dot{\Omega} = 4\pi^2 I \frac{\dot{P}}{P^3} \quad (8.1)$$

où I est le moment d'inertie du pulsar, Ω , sa vitesse angulaire et P sa période. Bien que la luminosité de rotation \dot{E} dépende de la masse du pulsar à travers le moment d'inertie, l'importance de ce paramètre est toute relative. En effet, D. R. Lorimer et al. [99] montrent que, quel que soit le type de pulsar, la masse varie relativement peu, entre 1 et 3 M_{\odot} . Ainsi pour une masse moyenne de $1,5M_{\odot}$ et un rayon de 10 kilomètres, le moment d'inertie vaut approximativement 10^{45} g.cm². En utilisant ces données, les valeurs de P et \dot{P} sont précisément mesurées par des observations en radio de la pulsation de l'étoile à neutrons (augmentation périodique du flux lorsque l'axe magnétique du pulsar est aligné avec la ligne de visée). La figure 8.1 représente la distribution des pulsars en fonction de leur période et de leur dérivée première de la période. Deux groupes se distinguent clairement : pour le plus important, la période moyenne vaut environ 0,1 seconde, pour une dérivée de l'ordre de 10^{-15} s.s⁻¹ ; le second présente des périodes de l'ordre de la milliseconde et une variation très faible (10^{-18} s.s⁻¹). Cette deuxième catégorie rassemble en fait la quasi-totalité des pulsars binaires [99]. L'âge d'un pulsar est également un paramètre important. En effet, connaître cet âge, c'est également connaître l'âge de la nébuleuse et sa vitesse d'évolution. Cela permet également d'affiner les modèles de simulation de l'évolution des nébuleuses de pulsars. L'âge se déduit, en partant de certaines hypothèses, de l'évolution de la vitesse de rotation du pulsar. Pour simplification, la variation de la période peut s'exprimer selon $\dot{\Omega} = -k\Omega^b$, où k est une constante de temps et b est l'indice de freinage. Dans le cas d'un modèle de dipôle magnétique pur, la valeur de b est égale à 3. Cependant différentes mesures donnent des valeurs comprises entre 2 et 3 [100] à [104]. Dans le cas extrême qu'est le pulsar de Vela X, PSR B0833-45, un indice d'une valeur de 1,4 a été mesuré [105]. En effet, dans le cas d'un dipôle magnétique, les pertes sont uniquement dues au rayonnement électromagnétique engendré par le pulsar, mais le modèle ne tient pas compte des déperditions d'énergie nécessaires pour alimenter le vent de la nébuleuse. On déduit l'âge τ du pulsar [106] à partir de de la paramétrisation de la variation de la période :

$$\tau = \frac{P}{(b-1)\dot{P}} \left[1 - \left(\frac{P_0}{P} \right)^{b-1} \right] \quad (8.2)$$

où P_0 est la période originelle du pulsar. Dans le cas d'une étoile à neutrons âgée ($P_0 \ll P$) et d'un dipôle magnétique pur, l'équation se ramène à $\tau_c = \frac{P}{2\dot{P}}$. Ces deux conditions étant rarement rencontrées (voir précédemment et J. M. Migliazzo [107]), τ_c apporte seulement une indication approximative de l'âge réel de la source.

Reprenant les mêmes approximations et en posant $\tau_0 = P_0 / ((b-1)\dot{P}_0)$, l'échelle de temps après laquelle la période initiale a été multipliée par un facteur 2, Pacini et al. [108] ont donné un modèle de l'évolution temporelle de la luminosité de rotation :

$$\dot{E} = \dot{E}_0 \left(1 + \frac{t}{\tau_0} \right)^{-\frac{b+1}{b-1}} \quad (8.3)$$

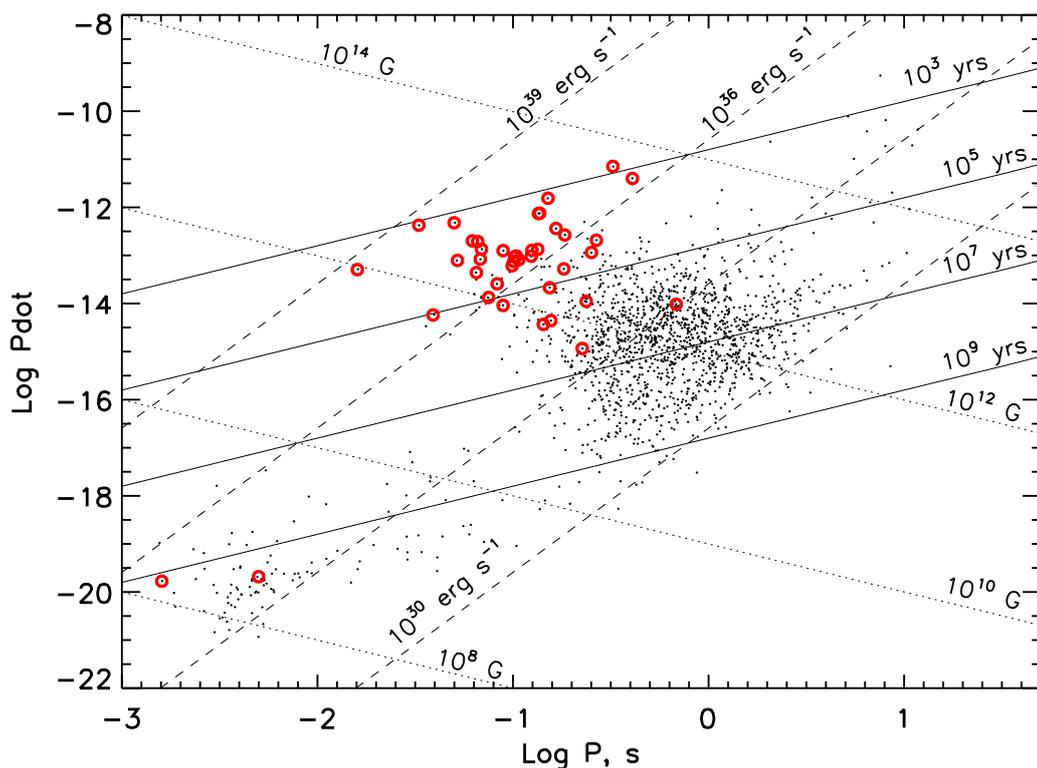


FIGURE 8.1 – Corrélation entre la période des pulsars [109] et la dérivée en temps de cette même période. Les cercles rouges marquent les pulsars pour lesquels une nébuleuse a été observée en rayons X. L'image est issue de O. Kargaltsev et al. [89].

et celle de la période du pulsar :

$$P = P_0 \left(1 + \frac{t}{\tau_0} \right)^{\frac{1}{b-1}} \quad (8.4)$$

la luminosité de rotation et la période valant respectivement \dot{E}_0 et P_0 à l'origine. Ainsi, lorsque le pulsar est encore très jeune, \dot{E} et P sont à peu près constants, égaux à leur valeur d'origine. Au contraire, lorsque $t \gg \tau_0$, ces deux paramètres évoluent respectivement selon $t^{-(b+1)/(b-1)}$ et $t^{1/(b-1)}$.

Des observations ont également révélé des accélérations ponctuelles et brutales dans la rotation du pulsar. Il s'ensuit alors une décélération pour revenir à une évolution plus normale. Ces événements, appelés "glitches" en anglais, surviennent régulièrement au cours de l'évolution du pulsar, avec une fréquence variant selon les sources [105]. Malgré ces variations, l'évolution moyenne des paramètres du pulsar vérifie approximativement les hypothèses faites précédemment.

8.2.3 Un champ magnétique à l'origine de l'accélération des rayons cosmiques

Avec une intensité du champ magnétique de l'ordre de 10^{12} G, le voisinage des pulsars s'avère être une excellente région pour l'accélération des particules. En effet, un pulsar peut être vu comme un dipôle magnétique en rotation. Un schéma montrant le pulsar et la région

Dans un premier temps, les restes de la supernova se développent librement dans le milieu interstellaire. Le champ magnétique intense engendré par la rotation du pulsar est à l'origine d'un vent de particules chargées qui viennent remplir la région à l'intérieur du vestige de supernova. Cette région est délimitée lors des observations par la nébuleuse du pulsar. À l'intérieur du vestige, la densité des éjecta décroît rapidement, proportionnellement à t^3 ; la nébuleuse se développe donc dans un milieu peu dense et sa taille augmente rapidement. Cette croissance supersonique provoque une onde de choc à la frontière avec les éjecta. Dans le cas d'une nébuleuse symétrique, des simulations [114] donnent pour le rayon de la nébuleuse l'expression suivante :

$$R_{PWN} = 1,1 \text{ pc} \left(\frac{\dot{E}_0}{10^{38} \text{ erg.s}^{-1}} \right)^{1/3} \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{3/10} \left(\frac{M_{ej}}{10 M_\odot} \right)^{-1/2} \left(\frac{t}{10^3 \text{ a}} \right)^{6/5} \quad (8.5)$$

où M_{ej} et E_{SN} sont respectivement la masse éjectée et l'énergie cinétique libérée lors de la supernova. La durée de cette phase dépend bien évidemment de la taille atteinte par le reste de supernova, et donc de la densité du milieu interstellaire dans lequel la coquille se développe.

Lors d'une seconde phase, les couches externes du reste de supernova sont ralenties lors de l'expansion dans le milieu interstellaire. Les couches les plus internes les rattrapent et un choc en retour se produit, qui se propage vers le centre du vestige de supernova, balayant dans un premier temps les éjecta (figure 8.3-(a)). Ce moment marque le début de la phase dite de "Sedov-Taylor". Ce scénario a déjà été envisagé il y a environ 50 ans [115]. Le temps caractéristique de cette phase, t_{Sedov} , est défini comme le temps nécessaire pour que le choc en retour revienne jusqu'à la position du pulsar. Il s'exprime comme suit [116] :

$$t_{Sedov} = 7 \times 10^3 \text{ an} \left(\frac{M_{ej}}{10 M_\odot} \right)^{5/6} \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{-1/2} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \quad (8.6)$$

où n_0 est la densité en particules dans le milieu ambiant. En réalité, le choc en retour vient compresser la nébuleuse et n'atteint pas le centre. La figure 8.3-(b) montre la distribution radiale de la densité de matière. Le rayon R_1 marque la position du choc créé par l'interaction des couches externes avec le milieu interstellaire. Un choc en retour, situé en R_2 est également créé. Une hausse locale de la densité créée par le choc en retour, se distingue nettement. Un troisième choc est observable, à un rayon R_p , à la frontière entre la nébuleuse de pulsar et le milieu ambiant qui évolue librement vers le choc en retour. Enfin, R_t est une transition fine entre une partie interne à densité constante et une partie externe dans laquelle la densité décroît selon une loi de puissance jusqu'à R_2 ; elle est due à la modélisation des éjecta dans la coquille [117]. La phase "Sedov-Taylor" s'étend sur la période durant laquelle la nébuleuse et le choc en retour interagissent entre eux. Des instabilités de Rayleigh-Taylor, dues à la différence de pression entre la nébuleuse (où la pression est moins élevée) et les éjecta qu'elle repousse, s'accompagnent de la formation de structures en filament dans la nébuleuse (voir sur la figure 8.4). Ces résultats sont également validés dans le cadre de simulations magnétohydrodynamiques [118]. La rencontre entre la nébuleuse en expansion et ces filaments est à l'origine d'une augmentation de la densité et de l'intensité du champ magnétique dans ces filaments. Ceci est confirmé par la correspondance entre les émissions par effet synchrotron en radio et en rayons X [119]. En réponse à l'augmentation de pression, la taille de la nébuleuse croît brutalement.

Une dernière phase de relaxation voit, au-delà de quelques dizaines de milliers d'années, la nébuleuse se refroidir progressivement. Dans la plupart des cas, le pulsar, à l'origine de cette évolution, s'est déplacé en dehors de la nébuleuse qu'il n'alimente plus, voire du reste de

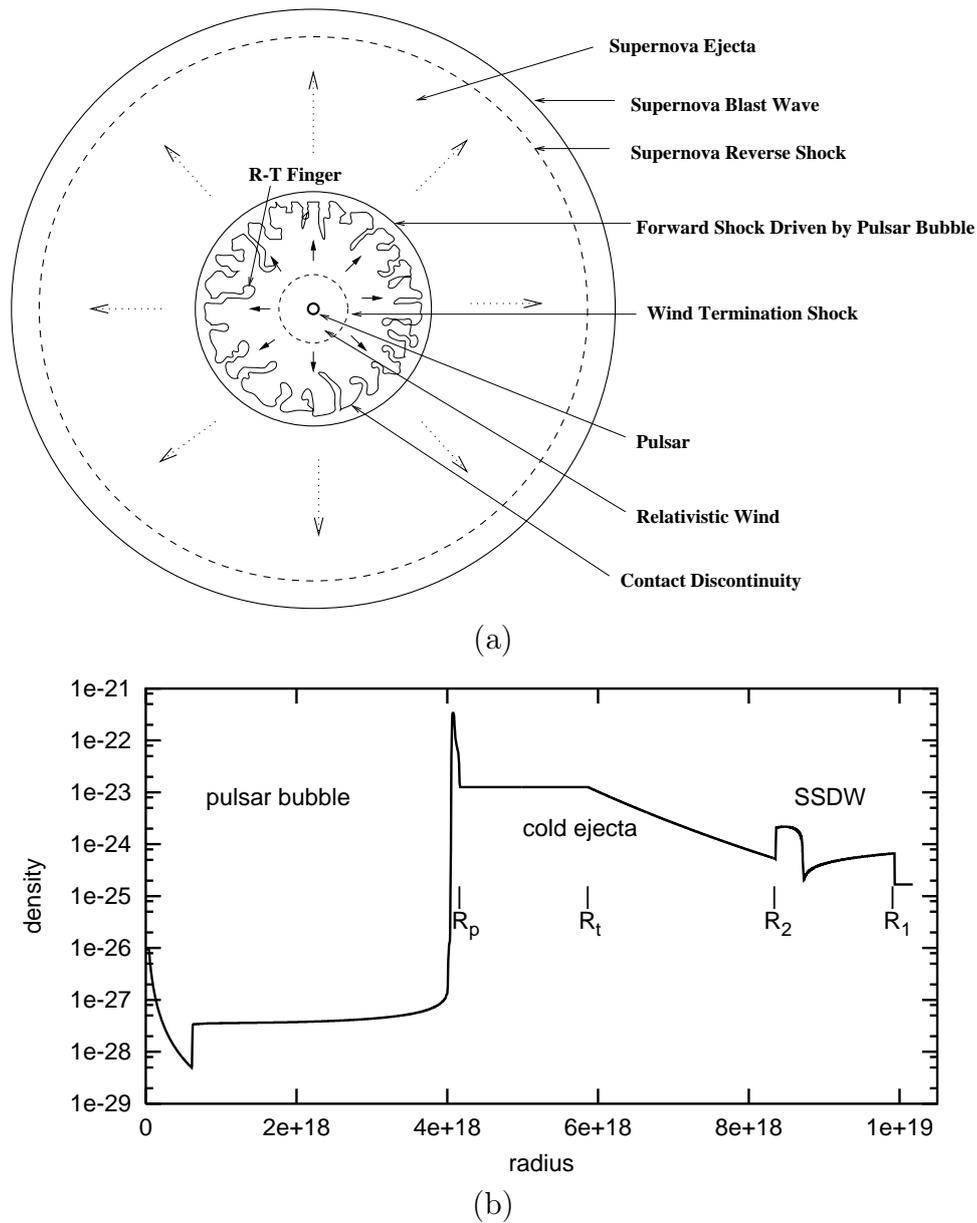


FIGURE 8.3 – (a) - Schéma montrant les différentes composantes dans la phase de Sedov-Taylor des nébuleuses de pulsar [120]. (b) - Distribution radiale de la densité dans la nébuleuses obtenue par simulation unidimensionnelle [117], durant la phase de Sedov-Taylor.

supernova. Le mouvement initial du pulsar s'explique par l'explosion asymétrique de l'étoile en fin de vie, propulsant l'étoile à neutrons restante dans une direction donnée.

8.3.1.2 Asymétrie des nébuleuses

Le paragraphe précédent présentait des résultats obtenus dans le cas d'une nébuleuse parfaitement symétrique. Or il s'avère que cette symétrie est rarement observée : le décalage entre le pulsar et la nébuleuse est plutôt la règle, tout particulièrement dans le domaine des γ de très haute énergie [78, 82, 95, 121]. Deux phénomènes permettent d'expliquer ces observations.

Comme il a déjà été dit précédemment, le pulsar a généralement une vitesse initiale acquise

lors de l'explosion de l'étoile en fin de vie. Ces vitesses sont généralement de l'ordre de quelques centaines de kilomètres par seconde mais elles prennent régulièrement des valeurs supérieures à mille kilomètres par seconde. Les plus rapides de ces objets s'écartent ainsi de leur position de naissance sortant même de la coquille formée par les restes de la supernova. Durant la période de transition, le pulsar est parfois relié à la nébuleuse créée aux premiers instants (durant la première phase, lorsque l'expansion est rapide) par un mince filament [122]. D'autres phénomènes expliqueraient également la vitesse du pulsar : une asymétrie entre les moments dipolaire et quadrupolaire provoquant une accélération le long de l'axe magnétique [123], ou une oscillation des neutrinos dans l'étoile à neutrons à l'origine d'une anisotropie lors de l'éjection de ces mêmes neutrinos [124].

Une autre explication concerne l'inhomogénéité du milieu interstellaire. En effet, lorsque le gradient de densité de matière dans le milieu environnant la supernova n'est pas nul, la coquille ne progresse pas avec la même vitesse dans toutes les directions. La première conséquence est que le choc en retour n'apparaît pas au même moment, rompant avec la symétrie sphérique utilisée dans les simulations précédentes. Dans ces conditions, la surpression, conséquence de la jonction entre le choc en retour et la surface de la nébuleuse, n'est présente que d'un seul côté du pulsar. La nébuleuse est alors poussée par cette onde de choc dans une direction opposée à celle du gradient de densité.

Des simulations à deux dimensions [117] ont été réalisées, avec une transition rapide entre les régions de haute et de basse densité. Les résultats, présentés figure 8.4, mettent en évidence le développement asymétrique de la nébuleuse (en rouge). Ces résultats sont également confirmés par l'observation : des nébuleuses telles que Vela X [82] ou HESS J1825-137 [95] et la figure 8.6-(a)) présentent une asymétrie que le déplacement du pulsar seul ne peut expliquer.

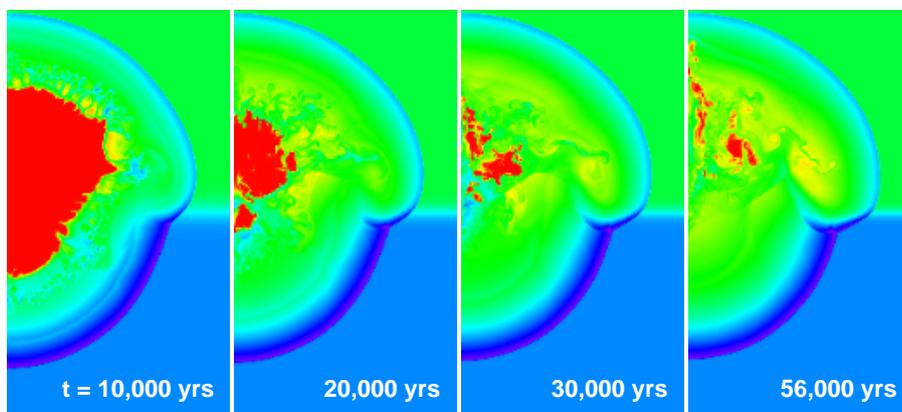


FIGURE 8.4 – Simulation de l'évolution d'une nébuleuse de pulsar dans un milieu inhomogène [117]. Les régions de hautes densité sont représentées en bleu et violet. La réflexion de l'onde de choc sur le milieu interstellaire plus dense en bas, repousse la nébuleuse vers des zones de densité plus faible.

8.3.2 Distribution spectrale : l'exemple du Crabe

Considérant les mécanismes mis en jeu lors de la formation puis l'expansion des nébuleuses de pulsar, les processus d'émission intervenant dans ces sources sont supposés être essentiellement d'origine électronique. Des ondes radio (10^{-6} eV) jusqu'aux rayons γ de haute énergie ($10^{8.5}$ eV), l'émission est dominée par l'émission synchrotron des électrons accélérés dans la

nébuleuse. Aux très hautes énergies les observations sont expliquées par l'émission Compton-inverse sur des photons de basse énergie (CMB, infrarouge, synchrotron, émission stellaire). À cela s'ajoutent le rayonnement thermique (susceptible de s'étendre des infrarouges aux rayons X, mais généralement limité aux infrarouges) et le rayonnement non continu (raies associées aux éléments chimiques).

Le rayonnement aux très hautes énergies peut s'expliquer également par une contribution hadronique [125, 126]. Dans cette hypothèse, la fraction du flux produit par des processus Compton-inverse est négligeable devant le flux issu de la désintégration des pions neutres. Les contreparties à plus basse énergie, du domaine radio aux rayons X, gardent une origine électronique : les électrons primaires accélérés dans la nébuleuse, et les électrons secondaires issus de la désintégration des pions chargés π^\pm . Pour distinguer la vérité entre ces deux modèles, deux méthodes sont envisagées. La première consiste à déterminer la distribution en énergie des photons de haute et de très haute énergie (entre une dizaine de gigaélectronvolts et une centaine de téraélectronvolts). L'ajustement de cette distribution par les courbes théoriques obtenues à partir de populations d'électrons ou de nucléons permet de rejeter un des deux modèles. Une autre solution repose sur la détection des neutrinos. En effet, les interactions entre nucléons créent des pions neutres π^0 mais également des pions chargés π^\pm qui se désintègrent en électrons (e^+ , e^-) et en neutrinos (ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_e , $\bar{\nu}_e$). La détection de neutrino en provenance d'une nébuleuse de pulsar serait la preuve directe de l'existence de processus hadroniques dans ce type de source.

Le meilleur exemple d'étude à différentes longueurs d'onde est la nébuleuse du Crabe. Issue d'une supernova observée en 1054, cette source est une des plus connues et une des plus étudiées. En effet, grâce à son exceptionnelle luminosité, elle a pu être étudiée dans toutes les gammes d'énergies. Grâce à cela, l'origine purement électronique du rayonnement non-thermique a été mise en évidence pour cette source (voir figure 8.5).

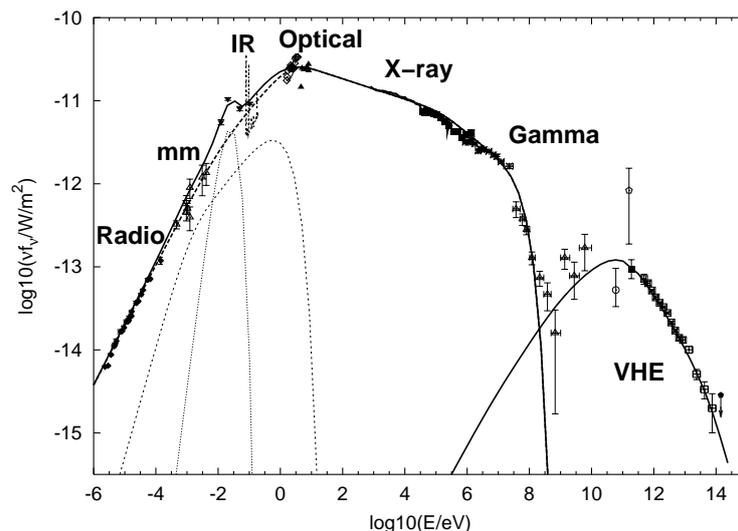


FIGURE 8.5 – Distribution spectrale en énergie de la nébuleuse du Crabe, observée depuis les ondes radio jusqu'au TeV. Ce résultat a été obtenu par D. Horns et al. [127] à partir des observations les plus récentes (voir la bibliographie associée).

8.3.3 Refroidissement des électrons

Les électrons sont accélérés une première fois au voisinage du pulsar sous l'effet de l'intense champ magnétique créé par le pulsar. Puis dans la nébuleuse, les électrons sont de nouveau accélérés dans l'onde de choc formée à l'intérieur des éjecta. Leur présence est mise en évidence par un rayonnement, sous forme d'émissions par effets synchrotron et Compton-inverse, associé à une perte progressive de leur énergie. Deux effets de ce refroidissement sont généralement observés. Le premier est visible lors de l'étude de la morphologie des sources à différentes énergies. On considère que les régions les plus éloignées sont remplies par les particules les plus âgées et donc ayant perdu le plus d'énergie. Or la vitesse de refroidissement est d'autant plus importante que l'énergie des particules est grande. En conséquence, l'indice spectral dépend, dans ce modèle, de la distance au pulsar (ou à sa position d'origine). Cet effet est très nettement observable au TeV pour la source HESS J1825-137, figure 8.6. L'indice spectral varie dans ce cas entre les régions proches du pulsar et les bords de la nébuleuse. Cet effet est également

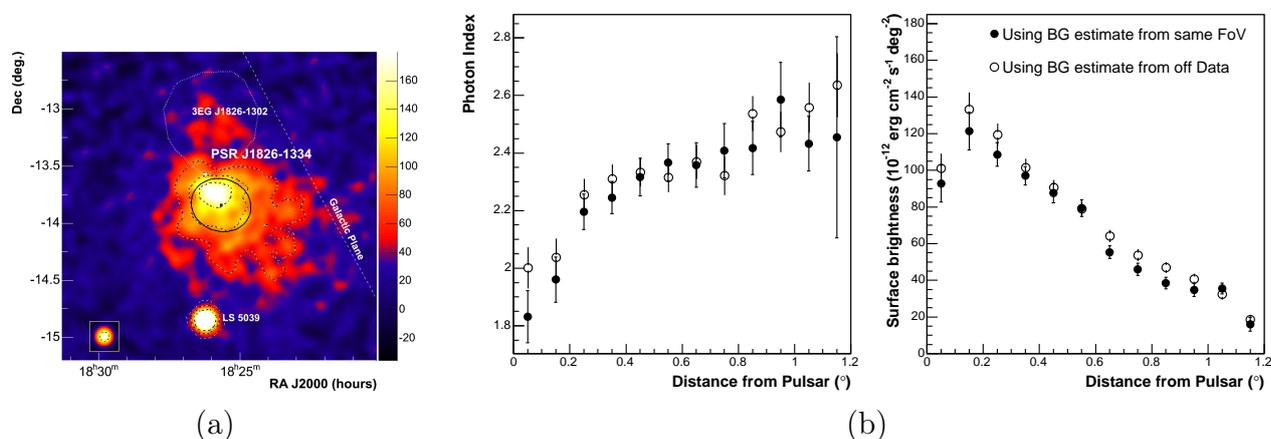


FIGURE 8.6 – (a) - Carte d'excès de la région de HESS J1825-137 [95]. (b) - Effet du refroidissement des électrons sur le spectre γ de cette même source. Une augmentation sensible de l'indice spectral est observé traduisant un adoucissement du spectre électronique.

observé à plus basse énergie aux rayons X dans une région plus réduite autour de la nébuleuse (~ 3 arcmin), ou en radio.

Un autre modification est également attendue dans la forme du spectre : les électrons les plus énergétiques se refroidissant plus rapidement, une cassure dans le spectre est attendue. Le refroidissement des particules n'est en fait pas l'unique cause possible d'un spectre brisé : comme il a déjà été dit, l'accélération des électrons dans deux régions distinctes de la nébuleuse, avec des caractéristiques physiques différentes, est susceptible de causer le même résultat. Seuls des modèles adéquats décrivant le fonctionnement du pulsar et l'évolution de la nébuleuse, couplés à des observations précises et à différentes longueurs d'onde, permettent de distinguer les deux origines.

9

Vela X

9.1 Présentation de la source

9.1.1 Les caractéristiques

Vela X est une nébuleuse de pulsar, située au cœur d'un complexe plus vaste dans la constellation des Voiles, au cœur même d'un vestige de supernova (figure 9.1-a). Le vestige, dont l'âge est estimé à 12000 ans environ, s'étend sur environ 8° dans le ciel. Suite à des observations en radio (figure 9.2) et en X (figure 9.1-b), plusieurs sources ont été mises en évidence : les vestiges de supernovae Vela Junior, également nommé RX J0852.0-4622, et Puppis-A (ou SNR G260.4-03.4), les filaments Vela Y et Vela Z, et enfin la nébuleuse Vela X et le pulsar associé PSR B0833-45.

La région de Vela X s'étend en radio [128] sur 2° en déclinaison et 3° en ascension droite (dans le système de coordonnées J2000). Le centre approximatif de la nébuleuse ne coïncide pas avec la position du pulsar : ce dernier est nettement décalé vers le nord, avec pour coordonnées : $\alpha=8^{\text{h}}35^{\text{m}}20^{\text{s}}$ et $\delta=-45^\circ10'35''$. Il est à noter que le pulsar lui-même n'émet pas dans le domaine radio sub-métrique. La détection de la pulsation se fait à plus basse fréquence, dans le domaine métrique. Des observations ont permis de déterminer les principales caractéristiques de ce pulsar : une période en radio de 89.3 millisecondes [129], une courbe de lumière présentant deux pics étroits, visibles également en γ entre 0.1 et 10 GeV [130], une variation de l'énergie de la période de $1,274 \cdot 10^{-13} \text{s} \cdot \text{s}^{-1}$. L'énergie rayonnée par le pulsar ayant pour origine la diminution du moment cinétique, la puissance émise vaut actuellement $7 \times 10^{36} \text{ ergs} \cdot \text{s}^{-1}$, implique un âge de 11000 ans [131]. Cependant, l'indice de freinage mesuré par Lyne et al. [105] laisse à penser que cet âge pourrait être plus élevé (jusqu'à 30000 ans). La distance du pulsar est estimée à 294_{-76}^{+50} parsecs par une méthode de parallaxe avec le télescope spatial Hubble [132]. Cette même méthode a mis également en évidence un déplacement du pulsar dans le plan du ciel : $\mu_\alpha \cos(\delta) = -45.0 \text{ mas an}^{-1}$ en ascension droite et $\mu_\delta = -25.8 \text{ mas an}^{-1}$ en déclinaison.

La nébuleuse a fait elle-même l'objet d'une étude détaillée, en radio d'abord, puis étendue à toutes les longueurs d'onde jusqu'aux γ dans le domaine des très hautes énergies.

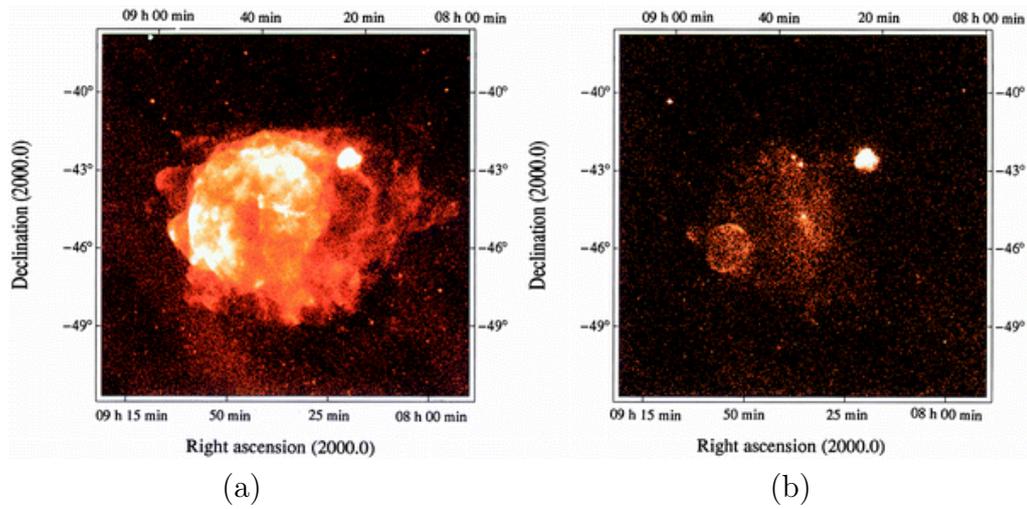


FIGURE 9.1 – Observations de la région des Voiles en X avec le télescope ROSAT. À gauche : image obtenue pour des photons d'énergie comprise entre 0,1 et 1,3 keV. À droite : la même région pour des photons d'énergie supérieure à 1,3 keV. Les sources Vela Junior (à gauche sur l'image), Puppis-A en haut à droite et le pulsar de Vela au centre apparaissent. Ces images ont été produite par B. Aschenbach [133].

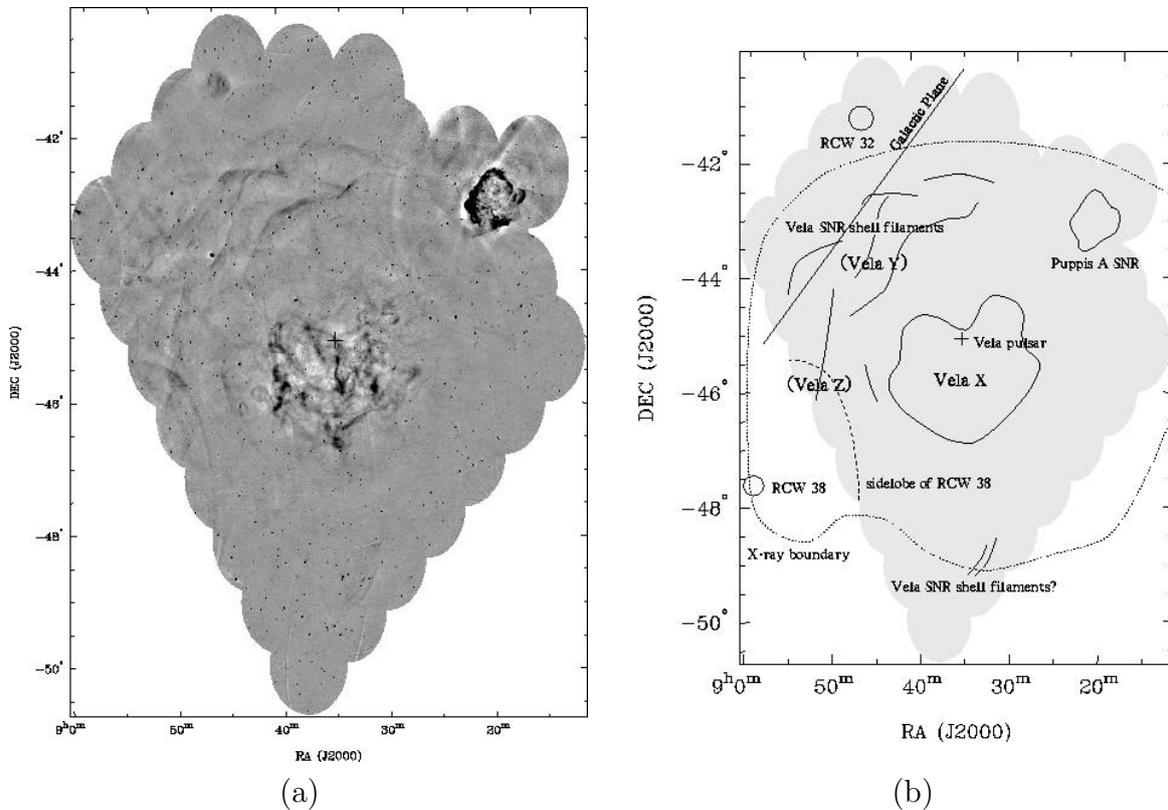


FIGURE 9.2 – Observation de la région des Voiles en radio avec l'observatoire MOST [134]. La figure de droite identifie les différentes sources visibles à ces fréquences.

9.1.2 Observations en radio

La région autour de Vela X fait apparaître en radio des structures filamenteuses identifiables sur la figure 9.2-(a), résultant d'instabilités du champ magnétique compressant localement la matière [134]. L'émission s'étend dans ce domaine sur une région de 2° en déclinaison et 3° en ascension droite.

Dès 1958, les trois sources Vela X, Y et Z ont été distinguées par des observations en radio à 85 MHz [135]. Si les deux dernières ont clairement été reliées au vestige de supernova, un doute est resté concernant Vela X initialement associée avec le pulsar PSR B0833-45 [136]. En effet, les observations en radio à 2,7 GHz et 8,4 GHz suggèrent que l'indice spectral d'une loi de puissance est presque constant (Γ varie entre -0,8 et -0,4) sur l'ensemble des filaments [128, 137], contrairement à ce qui est attendu pour une nébuleuse de pulsar : un durcissement du spectre lorsque l'on s'éloigne de la source.

Cependant les détections plus récentes [138, 139] ont montré la présence d'une émission radio au voisinage du pulsar, contenue dans une région d'environ 12 arcmin, d'indice spectral plus élevé que celui obtenu dans les filaments. Par conséquent, ces résultats confirment l'existence d'une nébuleuse autour du pulsar. Les structures filamenteuses présentes sur la figure 9.2-(a) et l'asymétrie par rapport à la position du pulsar (voir figure 9.2-(b)) laissent toutefois planer un mystère sur l'évolution de cette source. Dans l'hypothèse d'une expansion dans un milieu inhomogène [140], une onde de choc déplacerait la nébuleuse vers les régions de moindre densité. Ce résultat a été démontré par simulation [117].

9.1.3 Observations en rayons X

Les observations en rayons X ont mis en évidence deux aspects complémentaires des nébuleuses de pulsars, selon les champs de vues étudiés. Avec une résolution d'une finesse inégalée ($\sim 0,5$ arcsec), l'observatoire spatial Chandra a détecté une structure (voir figure 9.3-(a)) d'environ 2 arcmin de diamètre autour du pulsar, entre 0,2 et 10 keV. Elle est formée par deux jets alignés avec l'axe de rotation du pulsar qui coïncident avec la direction de son déplacement, et par deux disques dans des plans perpendiculaires à ce même axe. Cette morphologie, déjà observée pour la nébuleuse du Crabe [141], est caractéristique des nébuleuses de pulsar vues en X.

À une toute autre échelle, les observations faites par ROSAT (pour Röntgen Satellite) entre 0,7 et 2,4 keV [142] montrent une forte émission en provenance de la région autour du pulsar mais également un jet de 45 arcmin de long qui s'étend vers le sud (voir la figure 9.3-(b) qui montre l'émission en X jusqu'à 1° de la position du pulsar), et en coïncidence avec les émissions radio. La présence de particules accélérées à l'origine du rayonnement X tendrait à montrer que l'énergie rotationnelle perdue par le pulsar est supérieure à celle estimée à partir des observations de Chandra.

Il se pourrait donc que l'émission en X soit essentiellement due au rayonnement thermique d'un plasma chaud. Des observations complémentaires avec le satellite ASCA entre 1 et 7 keV viennent confirmer ce résultat [143]. Les données sont en effet bien ajustées dans le cadre d'un modèle spectral à deux composantes : à basse énergie, l'émission s'explique par la présence d'un plasma chaud à 0,29 keV ; à haute énergie, une seconde composante thermique à 3,74 keV ou une distribution en loi de puissance d'indice $\sim 2,1$ expliquent toutes deux les flux observés à ces énergies. De ces deux hypothèses, et avec de nouvelles données enregistrées par XMM, la dernière semble privilégiée [144].

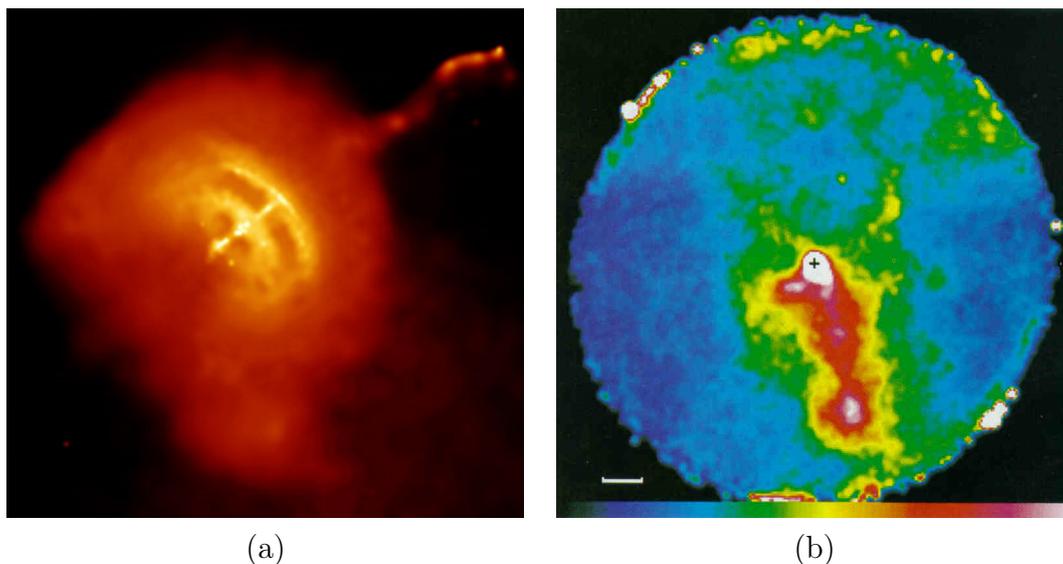


FIGURE 9.3 – Observation de la région du pulsar de Vela en rayons X. À gauche : avec l’observatoire Chandra entre 0,2 et 10 keV. Le côté de l’image vaut 3,5 arcmin. Crédit : NASA/PSU/G.Pavlov et al. À droite : avec l’observatoire ROSAT entre 0,7 et 2,4 keV, jusqu’à 1° de la position du pulsar. Image tirée de Markwardt et al. [142].

Un point également intéressant concerne le vieillissement des particules : des observations sur BeppoSAX et XMM-Newton entre 3 et 10 keV [145] ont mis en évidence une variation de l’indice spectral lorsqu’on s’éloigne du pulsar : entre $1,50 \pm 0,02$ à une distance de $0,5'$ à $1,66 \pm 0,01$ à $15'$.

9.1.4 Observations en γ

Vela X a finalement été observée aux γ de très haute énergie. Détectée pour la première fois par l’expérience CANGAROO [146] mettant en avant un décalage entre l’émission γ et la position du pulsar, une analyse plus approfondie en a été faite grâce à l’expérience H.E.S.S. [82]. À partir de 16 heures d’observation environ, une première preuve directe d’un rayonnement non thermique en provenance du cocon est finalement apportée. Deux autres résultats importants ont été dévoilés. Premièrement, la figure 9.4-(a) montre qu’il existe une émission γ d’origine non thermique, contenue dans une région de $0,8^\circ$ de rayon, la plus grande extension constatée à ces énergies, fortement corrélée au rayonnement X détecté par ROSAT. Deuxièmement, la distribution en énergie présente un pic, visible sur la figure 9.4-(b), lié à la diffusion Compton-inverse des électrons accélérés par le pulsar. Cette caractéristique, observée pour la première fois, est due à des électrons non-thermiques dont l’énergie est distribuée selon une loi de puissance d’indice spectral $\Gamma = 2$ avec une cassure à 67 TeV pour une énergie totale de l’ordre de 10^{45} ergs. La distribution en énergie de l’émission synchrotron en X associée à ce spectre d’électrons, est tracée pour différente valeur du champ magnétique. Bien que ces courbes ne soient pas ajustées sur les données observées en rayons X, la comparaison apporte une estimation de la force du champ magnétique dans la nébuleuse, de l’ordre de quelques microgauss.

À partir de ces mêmes résultats, une autre hypothèse a été émise quant à l’origine du rayonnement γ . Horns et al. [126] ont envisagé l’intervention de processus hadroniques : la formation de π^0 se désintégrant rapidement en deux γ . La distribution en électrons est établie à

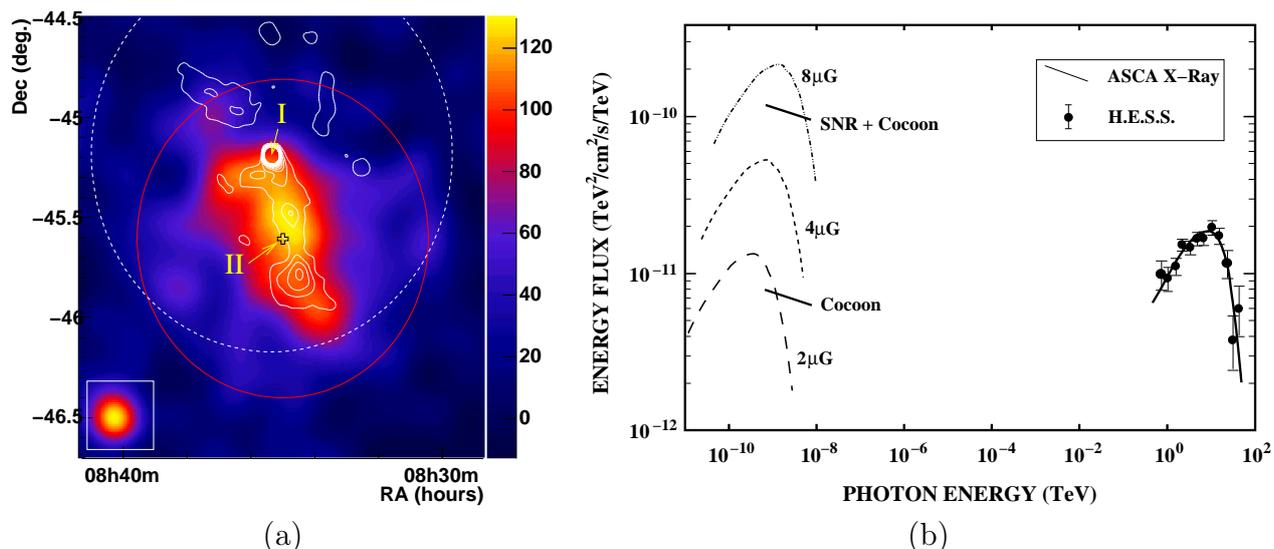


FIGURE 9.4 – Résultats des observations de la nébuleuse Vela X avec l’expérience H.E.S.S. À gauche : Carte d’excès de Vela X. La position I indique la position du pulsar, la position II, le centre de gravité de l’émission γ . Les contours représentent l’émission en X vue par ROSAT. À droite : Distribution en énergie obtenue à partir des résultats de H.E.S.S. et d’ASCA.

partir du spectre mesuré en rayons X dans l’hypothèse d’un champ magnétique de $10 \mu\text{G}$. Or il s’avère que dans ces conditions, l’émission d’origine électronique est trop faible pour expliquer le flux mesuré dans la gamme du téraélectronvolt. La solution de ce problème passe donc par l’ajout d’une composante hadronique.

À plus basse énergie, de l’ordre du gigaélectronvolt, l’observation de la nébuleuse est rendue difficile par l’émission du pulsar, une des sources les plus intenses observées par les télescopes EGRET et Fermi [147]. En revanche, une solution consiste à observer la nébuleuse entre deux pics d’intensité, intervalle durant lequel l’émission en provenance du pulsar est faible [130]. Malgré la faible sensibilité de Fermi dans cette gamme d’énergie, les premiers résultats sont désormais très attendus.

9.2 De nouvelles observations avec H.E.S.S.

9.2.1 Les objectifs

Suite aux observations dans le domaine des γ de très haute énergie, et à la comparaison avec les résultats à d’autres longueurs d’onde, de nouvelles questions, sont soulevées, parmi lesquelles :

- la détermination de l’extension de Vela X dans ce domaine d’énergie : en radio, Vela X s’étend sur une région d’une surface de $2^\circ \times 3^\circ$. Au contraire en X et en γ , l’émission apparaît concentrée dans une région de $0,8^\circ$ autour du centre de gravité (voir figure 9.4-(a)). Il s’agit donc d’étudier jusqu’où, et dans quelle direction s’étend la nébuleuse.
- L’apport de contraintes supplémentaires sur les modèles de distribution spectrale, incluant la distinction entre des origines électroniques ou hadroniques, grâce à un abaissement du seuil en énergie en appliquant la méthode d’analyse multi-variables X_{eff} .
- l’évolution de la nébuleuse et de sa morphologie : le vieillissement des particules à l’origine

de l'émission peut se traduire par une dépendance de la morphologie avec l'énergie des γ comme cela a déjà été observé à plus basse énergie.

Pour parvenir à de tels résultats, plusieurs points ont dû être améliorés :

- la capacité à étudier une vaste région du ciel couvrant l'intégralité de la région de Vela X : une méthode de soustraction du fond, qui utilise les observations issues d'autres portions du ciel, a donc été développée,
- la réjection du fond, nettement améliorée par l'analyse X_{eff} , permettant également une diminution du seuil en énergie,
- la détermination de la morphologie aux très hautes énergies, liée à la précision de la reconstruction de la direction et de l'énergie des γ : la combinaison des informations provenant des différentes reconstructions est un outil performant dans ce cadre.
- le temps d'observation : de nouvelles données ont été enregistrées depuis 2005.

Les analyses, et les résultats obtenus sont détaillés dans la partie suivante.

9.2.2 Description des observations

9.2.2.1 Observations de 2004 à 2007

L'extension exacte de Vela X étant initialement inconnue, l'ensemble des données a été acquis en pointant les télescopes à proximité du pulsar. Or le diamètre de la source est tel que la région à analyser recouvre le centre de la caméra. Comme il a déjà été dit précédemment, une telle configuration empêche de prendre les événements hors-source dans le champ de vue de la caméra : l'utilisation de la méthode de soustraction alternant données On et les données Off s'impose. Les observations les plus récentes ont été effectuées avec un angle hors-axe plus élevé (supérieur à $0,8^\circ$). Parmi l'ensemble des données disponibles, seules les acquisitions à 4 télescopes et ayant satisfait les critères de qualités ont été retenues. Il en a été de même dans le choix des données Off. Cette sélection est d'autant plus importante que la région de Vela X n'est observable qu'en début et en fin d'année, coïncidant parfois avec la période des pluies en Namibie.

Le temps d'observation est finalement réduit à 37 heures. La répartition année par année est résumée dans la table 9.1. La figure 9.5-(a) montre la distribution des pointés des observations effectuées avant 2007.

| Année | Temps d'observation |
|-------|---------------------|
| 2004 | 12,9 h |
| 2005 | 6,1 h |
| 2007 | 18,0 h |
| total | 37 h |

TABLE 9.1 – Temps d'observation de Vela X avant 2008.

9.2.2.2 Observations de 2008 à 2009

Afin d'étudier les erreurs systématiques liées à la soustraction du fond, Vela X a été observée en utilisant différents pointés, décalés d'un angle hors-axe supérieur à $1,2^\circ$, et répartis autour de la source. Ce choix a également pour objectif de confirmer un éventuel excès dans une région externe au-de $0,8^\circ$ du centre de gravité de l'émission γ . Pour limiter les effets de l'efficacité

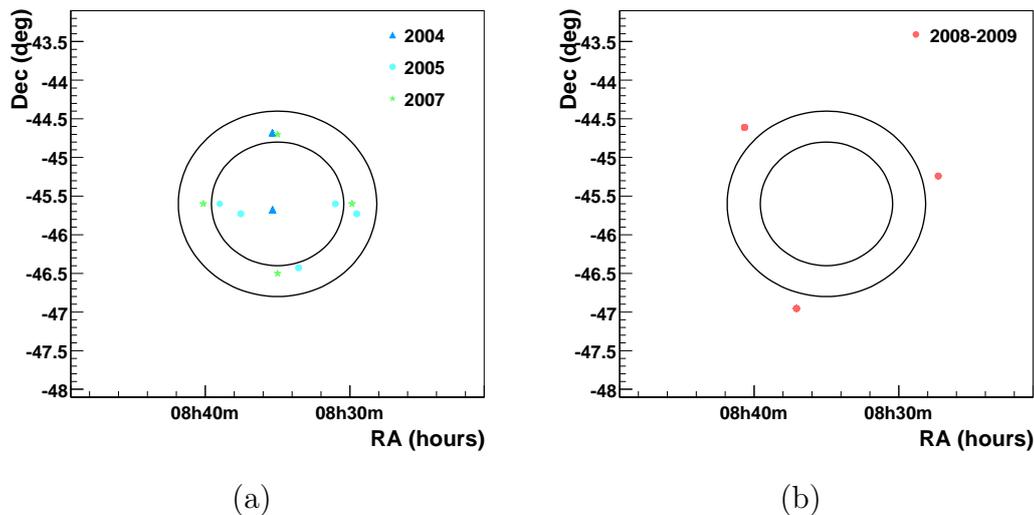


FIGURE 9.5 – Pointés des observations pour la région de Vela X. Les cercles indiquent les régions analysées : $0,8^\circ$ pour la région interne, $1,2^\circ$ pour la région étendue. À gauche : entre 2004 et 2007. À droite : entre 2008 et 2009.

de détection des γ qui diminue avec l'écart entre la direction du photon et l'axe optique du télescope, les pointés sont également répartis tout autour, ainsi qu'il apparaît sur la figure 9.5-(b). Après sélection des données sur les critères de qualité, l'analyse portera sur 18,3 heures d'observation, réparties sur deux ans comme le résume la table 9.2. Le temps d'observation total s'élève donc à 55 heures.

| Année | Temps d'observation |
|-------|---------------------|
| 2008 | 10,6 h |
| 2009 | 7,7 h |
| total | 18,3 h |

TABLE 9.2 – Temps d'observation de Vela X après 2008.

9.2.3 Méthode d'analyse

9.2.3.1 Sélection des données

Caractérisée par une bonne discrimination du fond, ainsi qu'une reconstruction précise, l'analyse X_{eff} présentée dans les chapitres précédents a été utilisée ici. Du fait de la faiblesse de la source, une sélection stricte a été imposée avec une valeur de η égale à 0,5 et une coupure à 0,3 sur la variable X_{eff} . Pour se prémunir des erreurs systématiques liées à la mesure et à l'analyse des données, différents croisements ont été effectués. D'une part, deux seuils sur la charge, 80 et 200 pe, ont été utilisés pour chacune des analyses dont les résultats sont présentés ici. D'autre part, une analyse complètement indépendante a été réalisée : elle applique la méthode des moments réduits pour la sélection et la reconstruction des événements. La comparaison des résultats obtenus par ces deux méthodes d'analyses est présentée en annexe B.

9.2.3.2 Soustraction du fond

Deux méthodes ont été appliquées lors des différentes analyses. Pour une étude sur l'ensemble des données, les pointés utilisés lors des premières observations nous obligent à utiliser la méthode alternant les acquisitions On et Off. La méthode utilisée pour des données hors-source associées aux observations de Vela X a été décrite et validée au chapitre 6. Les comparaisons entre On et Off des paramètres utilisés pour la sélection des données hors-source sont présentées sur la figure 9.6. La droite en noire représente la fonction $y = x$.

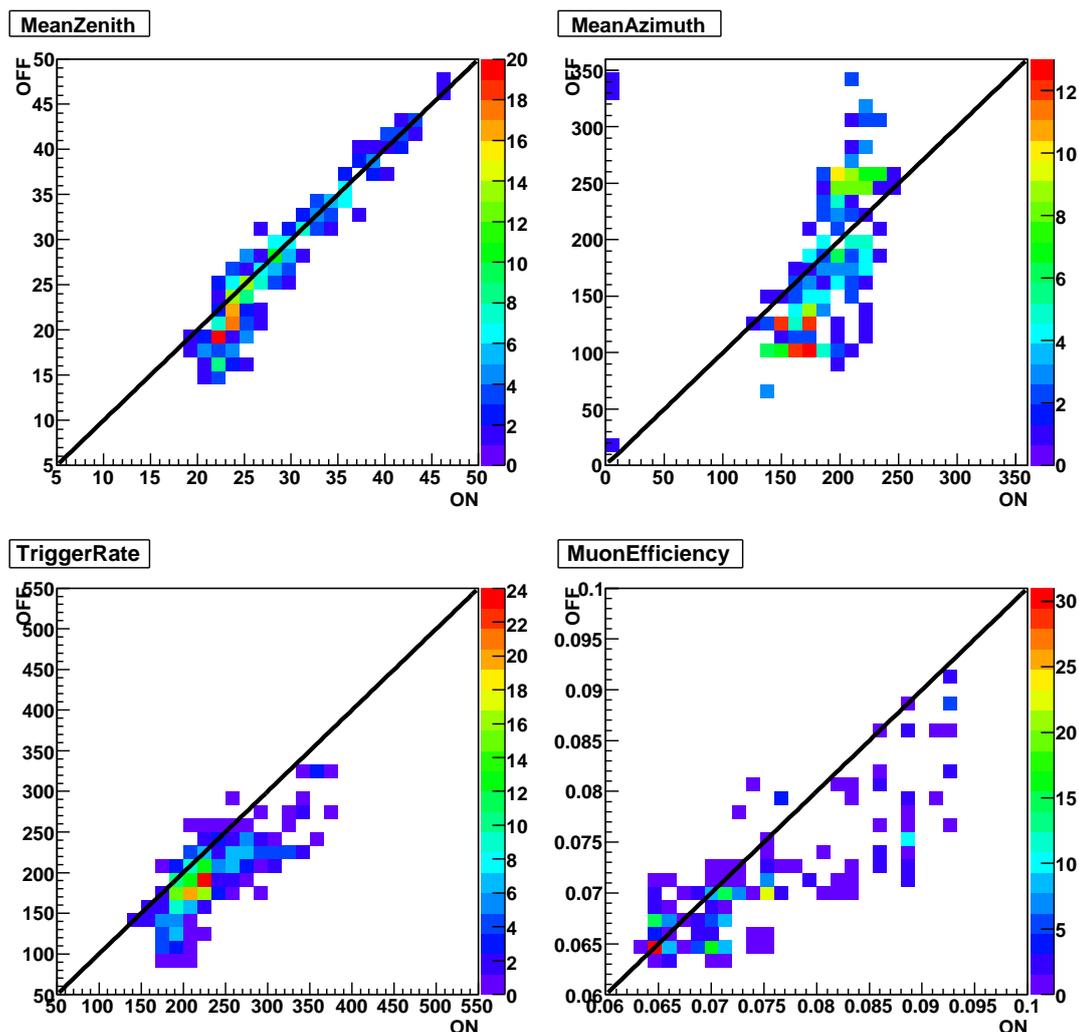


FIGURE 9.6 – Comparaison des données On et Off pour les données de Vela X. La comparaison se base sur l'angle zénithal moyen, l'azimut moyen, le taux de déclenchement moyen et l'efficacité optique.

Pour évaluer les erreurs systématiques, dues à la soustraction du fond, introduites dans le calcul du flux, une autre méthode a également été employée, uniquement sur les observations entre 2008 et 2009 : la méthode de l'anneau complet. La réduction des erreurs systématiques sur la détermination du spectre, obtenue grâce à cette méthode, permet de l'utiliser comme étalon pour valider les résultats obtenus avec la méthode alternée. Les résultats comparatifs sont présentés au paragraphe 9.3.3.

9.3 L'extension de la source

9.3.1 Les régions d'analyse

Lors de la précédente analyse décrite dans Aharonian et al. [82], la distribution de l'excès a été observée, non pas centrée sur le pulsar, mais sur un point plus au sud dont les coordonnées dans le système J2000 sont : $\alpha = 8^{\text{h}}35\text{m}$ et $\delta = -45^{\circ}36'$. Toutes les analyses sur la région complète de Vela X seront centrées sur ce point.

Une première analyse est effectuée sur une région de Vela X élargie jusqu'à $1,2^{\circ}$ du centre de gravité défini précédemment. Les résultats statistiques d'une sélection sur la variable X_{eff} à 80 pe sont présentés dans la table 9.3. Le nombre d'événements sélectionnés dans les régions source (N_{On}) et hors-source (N_{Off}) y est donné. Le nombre N_{γ} de γ , et les valeurs du paramètre σ et du rapport S/B s'y trouvent également. Une analyse à 200 pe donne des résultats statistiques sensiblement meilleurs, mais au détriment du nombre de γ détectés.

| Région | Charge (pe) | N_{On} | N_{Off} | N_{γ} | σ | Rapport S/B |
|--------|-------------|-----------------|------------------|--------------|----------|-------------|
| Total | 80 | 39794 | 32242 | 7611 | 28,4 | 0,2 |
| Total | 200 | 12212 | 7036 | 5157 | 37,3 | 0,7 |

TABLE 9.3 – Résultats de l'analyse alternant On et Off de Vela X sur une région étendue jusqu'à $1,2^{\circ}$. N_{On} , N_{Off} et N_{γ} correspondent aux nombres d'événements dans les régions source, hors-source et au nombre de γ . σ représente la significativité.

À partir des événements γ sélectionnés parmi les données On et Off, une carte représentée figure 9.7-(a) donne l'excès observé en fonction de la direction reconstruite. Elle est établie selon la méthode présentée au chapitre 6. Pour lisser les fluctuations de la carte, l'excès est intégré sur un cercle de $0,1^{\circ}$ autour de la position considérée. Lors de l'analyse, une carte donnant le temps d'exposition multiplié par la surface efficace du détecteur (figure 9.7-(b)) en fonction de la direction est également calculée. Le rapport entre excès et temps d'exposition donne le flux mesuré par le détecteur. La carte est également lissée en utilisant cette fois une convolution avec une fonction, soit une simple gaussienne de demi-largeur égale à $0,12^{\circ}$, soit une fonction représentant la réponse du détecteur à une source ponctuelle. Cette dernière fonction s'apparente à une somme de deux gaussiennes. Dans le cas de l'analyse X_{eff} et étant donné les conditions d'observations de Vela X (azimut, angle zénithal), 68% des photons émis par une source ponctuelle sont reconstruits dans un cercle de rayon $0,072^{\circ}$ autour du centre de la source. Dans le cas de Vela X, la faible luminosité de la source conduit à utiliser une fonction gaussienne plus large afin de réduire les fluctuations statistiques dans la morphologie.

Ces cartes mettent en évidence une émission au-delà de $0,8^{\circ}$, rayon utilisé dans une étude antérieure de Vela X [82].

À partir d'une carte du flux de Vela X, corrigée par la durée d'exposition (qui varie selon la région considérée), un profil radial est calculé autour du centre de gravité de l'émission γ , en calculant la moyenne du flux sur des cercles concentriques. Trois régions sont définies dans la figure 9.8 : le cocon, contenu dans un cercle de rayon $0,8^{\circ}$, autour du centre de gravité déjà défini, une région au-delà de $1,2^{\circ}$ dans laquelle un flux γ est compatible avec zéro, validant ainsi la méthode de soustraction, et enfin une région dite externe, entre $0,8^{\circ}$ et $1,2^{\circ}$, présentant un flux γ significatif ($\sigma > 5$).

Cette approche montre que l'émission de Vela X aux très hautes énergies est beaucoup plus étendue que ce qui avait été observé jusqu'à présent, faisant de Vela X la source de γ de

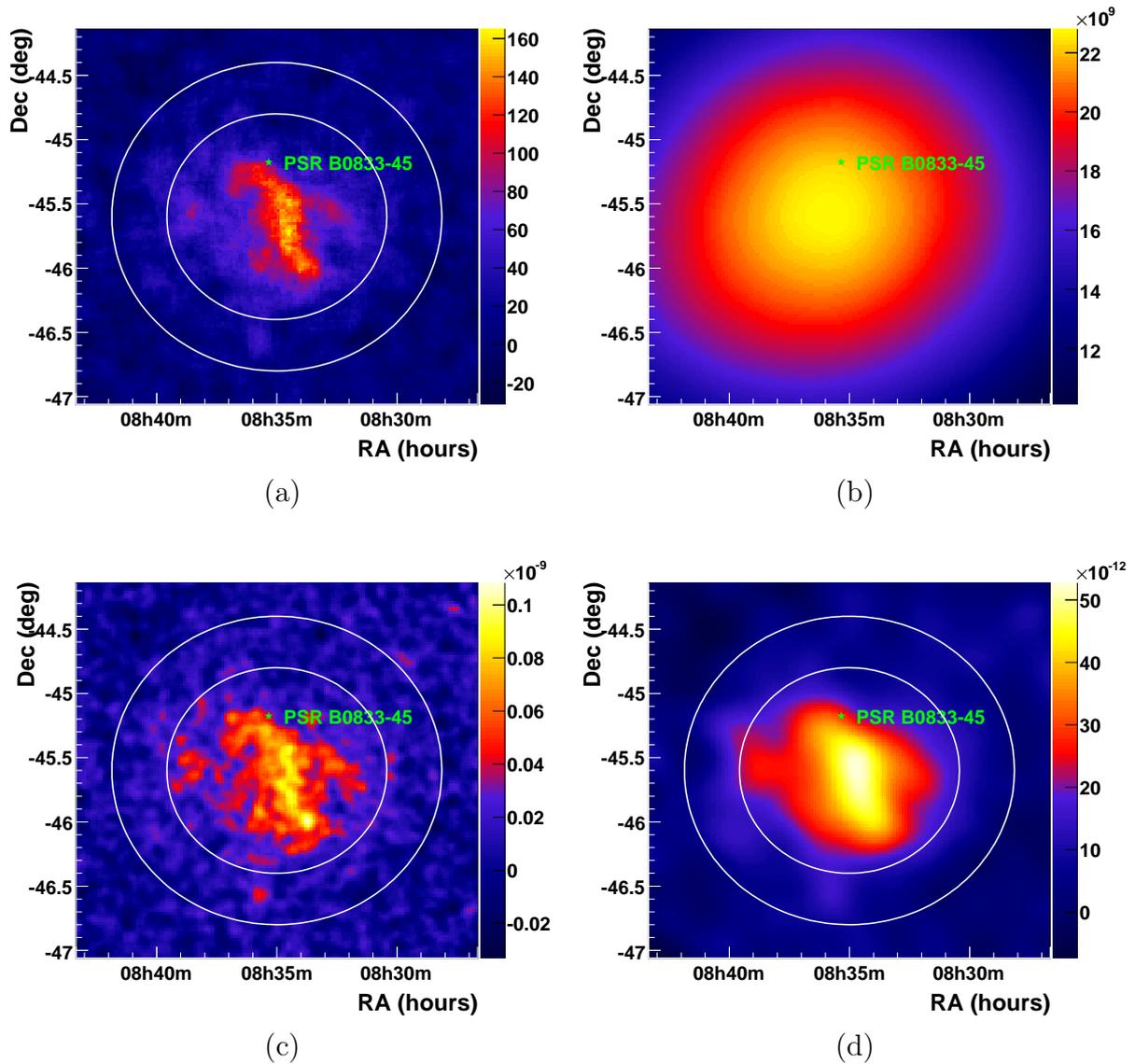


FIGURE 9.7 – Cartes de la région de Vela X : (a) Excès (b) Temps d'exposition multiplié par la surface du détecteur en chaque point de la carte (exprimée en $\text{m}^2.\text{s}$), (c) Carte de flux différentiel à 1 TeV après convolution avec la réponse du détecteur, de demi-largeur $0,072^\circ$ (d) Carte identique mais convoluée par une gaussienne de demi-largeur $0,12^\circ$.

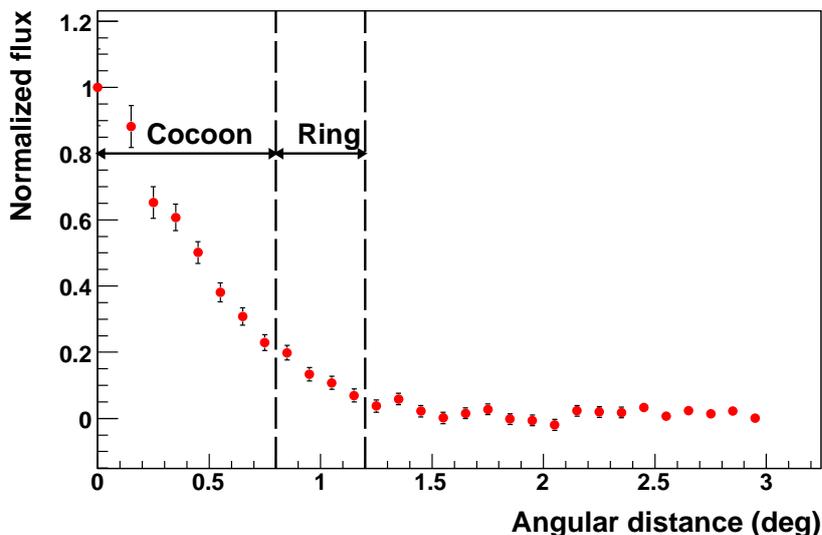


FIGURE 9.8 – Profil radial de l'émission γ autour de Vela X. Le premier trait vertical indique la limite du cocon tel qu'il est défini dans Aharonian et al. [82]. Le second délimite l'anneau externe au-delà duquel un excès supérieur à 3σ n'a pu être découvert.

très haute énergie la plus étendue. Une telle extension semble également en accord avec les observations en radio à différentes fréquences [134][128].

9.3.2 Résultats statistiques de l'analyse

Une analyse a été réalisée sur différentes régions (cocon, région externe, région complète) pour deux coupures en charge. Une coupure à 200 photoélectrons augmente sensiblement la significativité et le rapport signal sur bruit. En revanche, ce gain est accompagné du rejet d'un nombre conséquent de γ ainsi qu'une augmentation du seuil en énergie. Les résultats des différentes analyses sont présentés dans la table 9.4. L'information principale est la détection

| Région | Charge (pe) | N_{On} | N_{Off} | N_{γ} | σ | Rapport S/B |
|----------------|-------------|-----------------|------------------|--------------|----------|---------------|
| Cocon | 80 | 21444 | 16075 | 5414 | 28,0 | 0,3 |
| Cocon | 200 | 7303 | 3481 | 3835 | 37,4 | 1,1 |
| Région externe | 80 | 18202 | 16110 | 2106 | 11,4 | 0,1 |
| Région externe | 200 | 4909 | 3555 | 1341 | 14,6 | 0,4 |

TABLE 9.4 – Résultats de l'analyse X_{eff} de Vela X pour le cocon et la région externe, avec une estimation du fond réalisée en alternant données On et Off. N_{On} , N_{Off} et N_{γ} correspondent aux nombres d'événements des régions source, hors-source et au nombre de γ . σ représente la significativité. Le rapport S/B est égal au taux d'événements considérés comme dans γ parmi les événements ayant passé les sélections.

d'une émission γ de très haute énergie dans la région externe : avec une significativité de 11,4 à 80 photoélectrons et 14,6 à 200 photoélectrons, cet excès vient confirmer la valeur de l'extension de Vela X attendue d'après la figure 9.8.

Pour des vérifications ultérieures, une analyse identique, à l'exception de la méthode de soustraction, a été appliquée aux données enregistrées après 2008. Les résultats statistiques obtenus dans les trois régions sont résumés dans la table 9.5. Avec des erreurs systématiques moindres, ces analyses viennent confirmer les excès détectés précédemment. Même avec un temps d'observation fortement réduit, la méthode X_{eff} montre tout son intérêt puisque un excès significatif (supérieur à 5σ) est observé dans la région externe.

| Région | Charge | N_{On} | N_{Off} | N_γ | σ | Rapport S/B |
|----------------|--------|----------|-----------|------------|----------|-------------|
| Cocon | 80 | 2538 | 4282 | 764 | 14,1 | 0,4 |
| Cocon | 200 | 940 | 1049 | 507 | 16,9 | 1,2 |
| Région externe | 80 | 2368 | 2535 | 278 | 4,3 | 0,1 |
| Région externe | 200 | 650 | 593 | 164 | 5,1 | 0,3 |
| Total | 80 | 4906 | 4640 | 1067,4 | 12,0 | 0,3 |
| Total | 200 | 1590 | 1070 | 706 | 15,0 | 0,8 |

TABLE 9.5 – Résultats de l'analyse de Vela X avec la méthode de l'anneau complet.

9.3.3 La reconstruction du spectre

Après la sélection des événements γ , le spectre de Vela X est étudié. Les résultats précédents, publiés dans Aharonian et al. [82], donnent une distribution spectrale sous forme d'une fonction en loi de puissance avec une coupure exponentielle qui s'exprime selon : $d\Phi(E)dE = N_0 E^{-\Gamma} \exp(-E/E_{CutOff})$. Les paramètres associés sont : $\Gamma = 1,49 \pm 0,5$ pour l'indice, $E_{CutOff} = 13,8 \pm 2,3$ TeV pour la valeur de l'énergie à laquelle apparaît cette coupure pour un flux intégré au dessus de 1 TeV égal à $\Phi(1 > \text{TeV}) = (1,28 \pm 0,17) \times 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Il apparaît cependant que la soustraction du fond est une source d'erreurs systématiques à basse énergie. Le seuil en énergie est généralement différent d'une acquisition à l'autre. Alors que dans des conditions idéales d'observation, il était à l'origine autour de 200 GeV pour des observations à 70° en altitude (20° du zénith), les variations d'efficacité optique, liées à la baisse de la réflectivité des miroirs au cours du temps, le seuil est aujourd'hui proche de 400 GeV. De plus les observations de Vela X ont été prises au cours du temps à différents angles zénithaux, variant entre 20° et 45° (voir la figure 9.6). Pour ces dernières, le seuil atteint même des valeurs supérieures à 700 GeV.

Pour se prémunir de l'influence du seuil en énergie, les spectres ont été calculés pour différents seuils en énergie : 500 GeV, 750 GeV et 1 TeV.

Les résultats sont présentés dans les tables 9.6, 9.7 et 9.8. Les courbes obtenues avec une soustraction alternée, un seuil en charge à 80 pe pour le cocon et la région complète, et à 200 pe pour la partie externe, et un seuil en énergie de 750 GeV ont également été tracées (figures 9.9 et 9.10).

Le premier point remarquable est la bonne stabilité des résultats, quel que soit le seuil appliqué en énergie ou en charge, les valeurs sont effet cohérentes entre elles aux barres d'erreur près. Cette stabilité est également confirmée entre les différentes méthodes de soustraction du fond : même sans considérer l'erreur systématique sur le flux due à un fond diffus de γ , les paramètres des spectres obtenus pour le cocon ou la région complète de Vela X sont bien compatibles entre eux. En revanche, la faible quantité de données enregistrées depuis 2008 ne permet pas une détermination précise du spectre dans la région externe avec la méthode de

soustraction de l'anneau complet (voir table 9.7 les données sont ajustées par une simple loi de puissance).

Pour comparer les résultats de l'analyse spectrale dans la région de Vela X, une unique configuration est sélectionnée. Pour la région centrale ou la région complète, la stabilité des résultats et le nombre élevé d'événements obtenus grâce à l'analyse X_{eff} nous autorise à utiliser des seuils à 80 pe et à 0,75 TeV. Pour la région externe, la faible statistique incite à prendre un seuil en charge plus élevé, à 200 pe. Ainsi les paramètres des spectres retenus sont : $N_0 = (12,3 \pm 0,71) \times 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$, $\Gamma = 1,42 \pm 0,06$, $E_{CutOff} = 15,3 \pm 2,0$ TeV pour le cocon central, $N_0 = (3,9 \pm 0,8) \times 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$, $\Gamma = 1,42 \pm 0,22$, $E_{CutOff} = 13,2 \pm 5,3$ TeV pour la partie externe, et enfin $N_0 = (15,53 \pm 0,95) \times 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$, $\Gamma = 1,39 \pm 0,06$, $E_{CutOff} = 15,4 \pm 2,0$ TeV pour la région de $1,2^\circ$ de rayon autour du centre de gravité.

En premier lieu, on remarque que les résultats pour le cocon sont en bon accord avec ceux obtenus lors des précédentes observations : la valeur du flux intégré, bien que légèrement supérieure à celle obtenue en 2005, est compatible si l'on tient compte des erreurs systématiques, qui sont de l'ordre de 20 %. Un autre point important est la coïncidence entre la forme, définie par les paramètres Γ et E_{CutOff} , des spectres obtenus pour le cocon et la région externe. Ce résultat laisse penser que les émissions de γ issues de deux portions du ciel ont la même origine. En revanche il est difficile d'estimer le flux en deçà de 0,75 TeV, en raison de la méthode de soustraction par alternance des données On et Off, ou du faible temps d'observation en 2008 et 2009. Par conséquent, aucun indice supplémentaire ne peut être obtenu quant à l'origine hadronique ou électronique des émissions dans la région de Vela X.

| Configuration | χ^2/NdL | Γ | E_{CutOff} (TeV) | N_0 | $\Phi_{>1\text{TeV}}$ |
|---------------|---------------------|-----------|-----------------------|------------|-----------------------|
| OO-80-0,5 | 38,1/22 | 1,36±0,06 | 13,9±1,6 | 11,62±0,6 | 1,6±0,13 |
| OO-80-0,75 | 32,5/20 | 1,42±0,06 | 15,3±2,0 | 12,3±0,71 | 1,63±0,15 |
| OO-80-1 | 30,9/19 | 1,47±0,07 | 16,2±2,4 | 13,06±0,85 | 1,66±0,18 |
| OO-200-0,5 | 32/22 | 1,42±0,06 | 14,6±1,8 | 12,31±0,67 | 1,62±0,14 |
| OO-200-0,75 | 28,9/19 | 1,45±0,07 | 15,1±2,7 | 12,77±0,83 | 1,63±0,17 |
| OO-200-1 | 27,5/19 | 1,51±0,07 | 16,7±2,6 | 13,46±0,9 | 1,67±0,26 |
| A-80-0,5 | 36/20 | 1,29±0,12 | 11,8±2,7 | 8,27±0,94 | 1,41±0,22 |
| A-80-0,75 | 34,1/18 | 1,33±0,13 | 12,7±3,2 | 9,55±1,13 | 1,42±0,26 |
| A-80-1 | 22,6/16 | 1,59±0,15 | 19,9±7,9 | 12,41±1,87 | 1,56±0,35 |
| A-200-0,5 | 31,7/19 | 1,53±0,11 | 21,9±6,7 | 10,49±1,11 | 1,42±0,23 |
| A-200-0,75 | 34,8/17 | 1,52±0,13 | 21,2±7,0 | 10,88±1,35 | 1,41±0,29 |
| A-200-1 | 23,6/7 | 1,6±0,13 | 23,9±9,0 | 12,01±1,51 | 1,46±0,3 |

TABLE 9.6 – Résultats de l'ajustement par une loi de puissance avec coupure exponentielle du spectre intégré sur la région du cocon sur différentes bandes en énergies et différentes coupures. Concernant la configuration : "OO" et "A" pour la soustraction, respectivement par la méthode On et Off alternés et par la méthode de l'anneau, 80/200 pour la valeur de la coupure en charge, 0,5/0,75/1 pour la valeur du seuil en énergie (en TeV). E_{CutOff} , N_0 et $\Phi_{>1\text{TeV}}$ sont respectivement exprimé en TeV, en $10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$ et en $10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

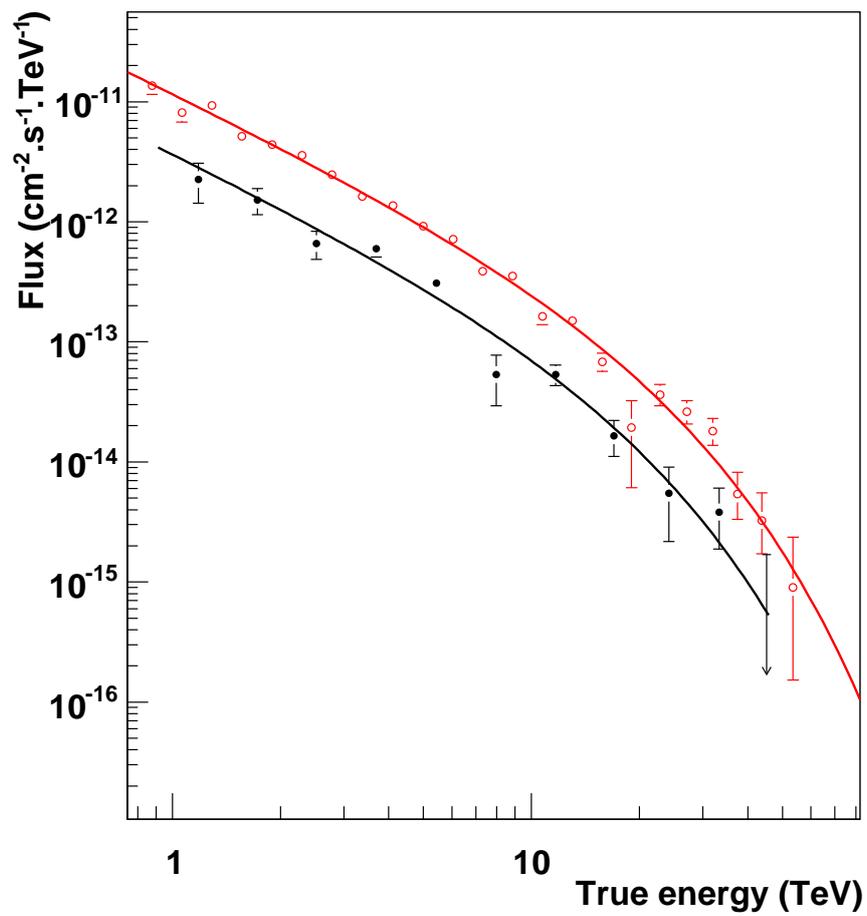


FIGURE 9.9 – Spectres obtenus par l’ajustement d’une fonction en loi de puissance avec une coupure exponentielle sur les données issues de la région externe (en noir) et du cocon (en rouge).

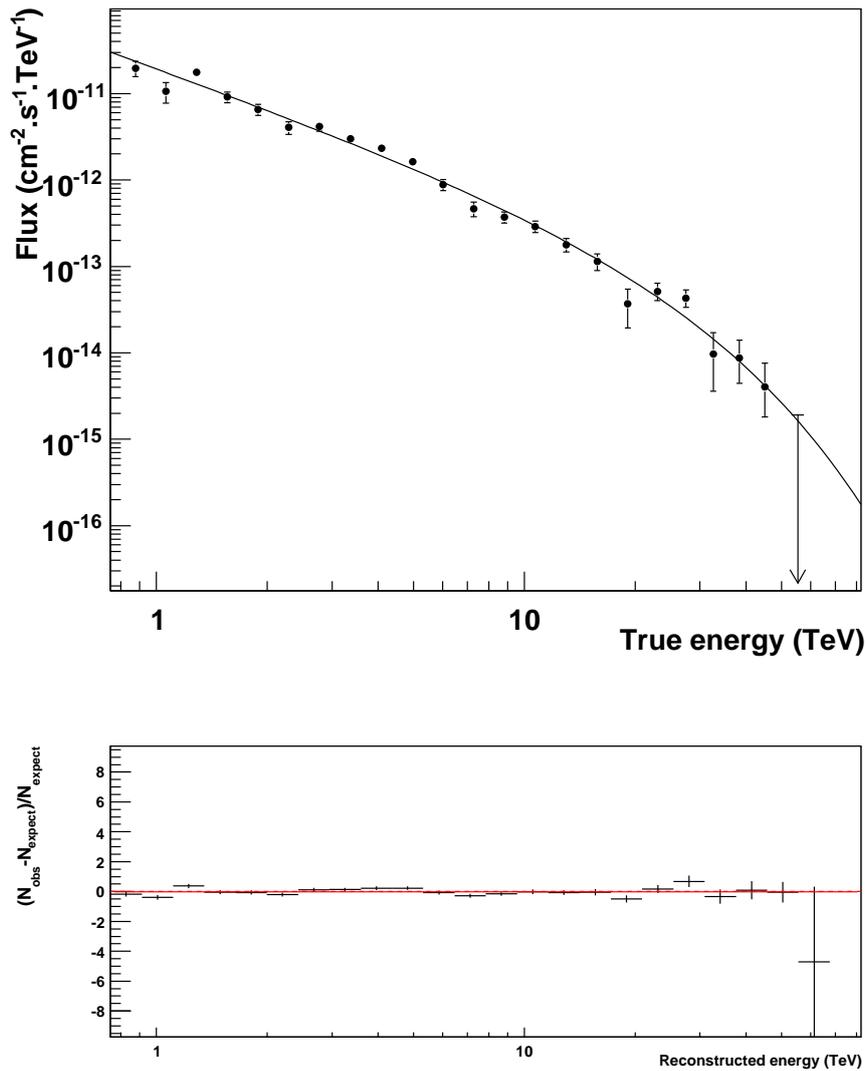


FIGURE 9.10 – Spectre de Vela X intégré sur la région de rayon $1,2^\circ$, ajusté à partir de 750 GeV. Dans la figure du bas sont tracés les résidus par rapport à la loi de puissance avec coupure exponentielle qui s'ajuste le mieux aux points du spectre.

| Configuration | χ^2/NdL | Γ | E_{CutOff} (TeV) | N_0 | $\Phi_{>1\text{TeV}}$ |
|---------------|---------------------|-----------|------------------------------|-----------|-----------------------|
| OO-80-0,5 | 59,8/22 | 1,14±0,2 | 9,5±2,7 | 3,28±0,58 | ±0,49±0,14 |
| OO-80-0,75 | 49,6/20 | 1,25±0,2 | 11,0±3,5 | 3,55±0,66 | 0,5± 0,15 |
| OO-80-1 | 48,8/18 | 1,28±0,26 | 11,3±4,4 | 3,66±0,91 | 0,51±0,2 |
| OO-200-0,5 | 46,8/21 | 1,29±0,2 | 10,4±3,5 | 3,62±0,62 | 0,49±0,13 |
| OO-200-0,75 | 36,7/18 | 1,42±0,22 | 13,2±5,3 | 3,92±0,75 | 0,5 ±0,15 |
| OO-200-1 | 34,3/18 | 1,54±0,21 | 17,1±8,0 | 4,25±0,81 | 0,51±0,16 |
| A-80-0,5 | 50,5/20 | 1,89±0,13 | | 4,01±0,79 | 0,45±0,14 |
| A-80-0,75 | 39,7/18 | 2,05±0,13 | | 5,66±1,03 | 0,54±0,16 |
| A-80-1 | 30,3/17 | 2,02±0,13 | | 5,59±1,22 | 0,55±0,18 |
| A-200-0,5 | 27,1/19 | 2,01±0,15 | | 4,13±0,86 | 0,41±0,14 |
| A-200-0,75 | 22,9/17 | 2,02±0,17 | | 4,3 1,01± | 0,42±0,16 |
| A-200-1 | 20,5/16 | 4,73±1,22 | | 2,02±0,18 | 0,47±0,19 |

TABLE 9.7 – Résultats de l’ajustement par une loi de puissance avec coupure exponentielle du spectre intégré sur la région externe sur différentes bandes en énergies et différentes coupures. E_{CutOff} , N_0 et $\Phi_{>1\text{TeV}}$ sont respectivement exprimé en TeV, en $10^{-12}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1}$ et en $10^{-11}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

| Configuration | χ^2/NdL | Γ | E_{CutOff} (TeV) | N_0 | $\Phi_{>1\text{TeV}}$ |
|---------------|---------------------|-----------|------------------------------|------------|-----------------------|
| OO-80-0,5 | 38,8/22 | 1,32±0,06 | 14,0±1,6 | 14,6±0,82 | 2,1±0,19 |
| OO-80-0,75 | 37,0/20 | 1,39±0,06 | 15,4±2,0 | 15,53±0,95 | 2,14±0,21 |
| OO-80-1 | 35,6/19 | 1,45±0,07 | 16,6±2,3 | 16,89±1,15 | 2,21±0,24 |
| OO-200-0,5 | 57,4/22 | 1,43±0,06 | 14,1±1,7 | 16,24±0,89 | 2,09±0,18 |
| OO-200-0,75 | 44,6/19 | 1,48±0,07 | 15,0±2,1 | 17,1±1,1 | 2,12±0,22 |
| OO-200-1 | 37,9/19 | 1,51±0,07 | 15,8±2,3 | 17,6±1,18 | 2,14±0,23 |
| A-80-0,5 | 50,0/21 | 1,28±0,12 | 10,2±2,2 | 14,26±1,34 | 1,93±0,3 |
| A-80-0,75 | 45,6/19 | 1,41±0,12 | 12,9±0,1 | 15,61±1,58 | 1,98±0,33 |
| A-80-1 | 25,4/17 | 1,76±0,14 | 28,2±14,6 | 20,81±0,14 | 2,22±0,44 |
| A-200-0,5 | 34,1/20 | 1,43±0,13 | 14,0±4,1 | 14,35±1,42 | 1,84±0,3 |
| A-200-0,75 | 31,8/18 | 1,42±0,14 | 13,8±4,2 | 14,19±1,59 | 1,83±0,34 |
| A-200-1 | 24,5/17 | 1,56±0,14 | 18,2±6,1 | 15,75±1,94 | 1,9±0,38 |

TABLE 9.8 – Résultats de l’ajustement par une loi de puissance avec coupure exponentielle du spectre intégré sur la région entière sur différentes bandes en énergies et différentes coupures. E_{CutOff} , N_0 et $\Phi_{>1\text{TeV}}$ sont respectivement exprimé en TeV, en $10^{-11}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1}$ et en $10^{-11}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

9.4 Morphologie d’une nébuleuse de pulsar

9.4.1 Les objectifs

Dans le cas d’une émission γ d’origine électronique, une variation de l’extension de la source est attendue. En effet, sous l’effet du champ magnétique, les électrons, en s’éloignant du pulsar, perdent peu à peu leur énergie sous forme de rayonnement synchrotron. Du point de vue des observations, ce phénomène se caractérise par des dimensions différentes selon les énergies

considérées. Déjà observé dans cette gamme d'énergie sur HESS J1825-137 dans Aharonian et al. [95], un résultat analogue pourrait être obtenu avec Vela X : malgré sa faible luminosité, son extension permet de s'affranchir d'une éventuelle corrélation entre les résultats obtenus dans deux parties distinctes de la source.

Pour cette étude, deux méthodes seront employées. Dans la première approche, la carte sera divisée en multiples régions, qui seront analysées individuellement. Dans la seconde approche, les γ isolés lors de la sélection seront partagés en deux tranches selon leur énergie. Les cartes ainsi obtenues seront analysées séparément puis comparées entre elles. L'objectif ici est de mesurer quantitativement, s'il est détectable, un éventuel vieillissement des électrons.

9.4.2 Morphologie au TeV

9.4.2.1 Définition des régions

Accélérés par le pulsar, les électrons perdent peu à peu leur énergie par émissions synchrotron ou Compton-inverse lorsqu'ils s'éloignent de leur région d'origine. Le taux de décroissance de l'énergie d'un électron varie en fonction son énergie. Par conséquent, on s'attend à observer un durcissement du spectre. Dans le cas d'une distribution sous la forme d'une loi de puissance $dN(E)/dE \propto E^{-\Gamma}$, une augmentation de la valeur de Γ avec la distance au pulsar est attendue. Ce résultat a déjà été observé au TeV pour la nébuleuse de pulsar HESS J1825-137 [95]. Il est également vérifié pour l'émission radio des filaments de Vela X [138, 139].

Afin de tenir compte du déplacement du pulsar au cours du temps, la position prise comme origine correspond, non pas à la position actuelle du pulsar, mais à l'emplacement approximatif de sa naissance. Celui-ci est estimé à partir de l'âge du pulsar (~ 11000 ans) et de sa vitesse de déplacement [132] supposée constante. La position d'origine a donc pour coordonnées : $\alpha = 8^{\text{h}}36^{\text{m}}00^{\text{s}}$ et $\delta = -45^{\circ}15'00''$. Elle est distante de la position actuelle d'environ $0,16^{\circ}$. Vela X est finalement découpée en plusieurs régions. Les régions analysées sont des segments d'anneaux centrés autour de la position initiale dans l'hypothèse où la nébuleuse se développe radialement. La taille de ces régions est déterminée pour avoir une significativité équivalente dans toutes les régions. Les cinq régions sont représentées sur la figure 9.11 (les cercles en pointillés sont circonscrits aux différentes régions et définissent la position centrale utilisée pour l'analyse).

9.4.2.2 Résultats

Pour chacune des régions définies précédemment, une analyse est effectuée avec une méthode de soustraction alternant On et Off. Un spectre est finalement obtenu. Celui-ci est alors ajusté par une loi de puissance de la forme $f(E) = N_0 E^{-\Gamma}$ sur une gamme en énergie réduite. En effet le nombre d'événements dans chaque région est trop faible pour obtenir des valeurs précises des paramètres spectraux pour des distributions plus complexes (incluant une coupure exponentielle par exemple). Or, on a vu précédemment qu'une coupure à une énergie $E_{\text{CutOff}} \sim 15$ TeV apparaît effectivement dans le spectre mesuré pour la région du cocon. Pour limiter les effets de cette coupure sur la valeur de l'indice spectral, l'ajustement n'est réalisé que pour des énergies inférieures à 10 TeV. À basse énergie, la méthode de soustraction en alternant des acquisitions On et Off est à l'origine de fluctuations dans la valeur du flux, et par conséquent à des fluctuations de l'indice spectral. Pour ces raisons, l'ajustement du spectre est limité à la gamme d'énergies entre 0,8 et 10 TeV. Les résultats de ces ajustements sont présentés dans les figures 9.12 à 9.16.

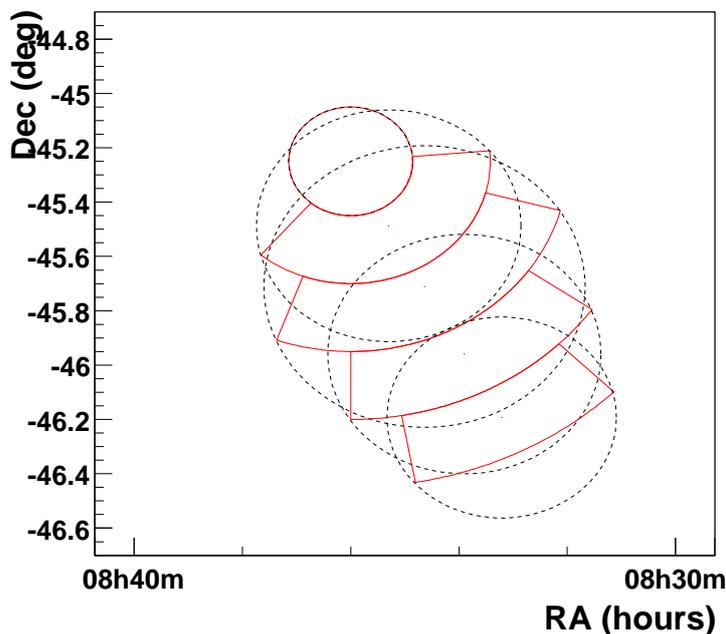


FIGURE 9.11 – Définition des différentes régions utilisées pour mesurer la dépendance du spectre avec la distance à la position originelle du pulsar, située au centre du cercle rouge.

La variation de l'indice spectral en fonction de la distance angulaire à la position d'origine du pulsar est présentée sur la figure 9.17. Aucune variation progressive de l'indice spectral n'est observé. Des ajustements par des polynômes d'ordre 0 et 1 donnent des résultats globalement équivalents : les points rouges sont aussi bien ajustés par une constante égale à $1,62 \pm 0,06$ pour un χ^2 par degré de liberté égal à 2,5, que par une droite de pente $0,3 \pm 0,2$ et d'ordonnée à l'origine $1,4 \pm 0,1$ pour un χ^2 par degré de liberté égal à 2,4. Un point important doit néanmoins être souligné : l'indice spectral dans la région contenant la position initial du pulsar présente une valeur particulièrement basse ($\sim 1,1 \pm 0,2$) comparée aux valeurs dans les autres régions $\sim 1,7$. Cet écart correspond à plus de trois fois l'incertitude sur la mesure de l'indice spectral dans cette région. La présence du pulsar dans cette région, pourrait expliquer cette différence dans les valeurs des d'indices. Cependant, la résolution et surtout la sensibilité de H.E.S.S. ne nous permettent pas de confirmer une telle hypothèse. Des observatoires futures, tels que CTA ou AGIS, pourront certainement apporter une plus grande précision, grâce à une sensibilité accrue et une meilleure résolution.

9.4.3 Dépendance avec l'énergie

Afin d'étudier plus en détail la morphologie de Vela X, et plus particulièrement sa dépendance avec l'énergie, l'excès d'événements a été divisé en deux lots, identiquement significatifs, mais d'énergies différentes. D'après la figure 9.18, la valeur de l'énergie qui assure ce partage équitable est 7 TeV. Les courbes tracées représentent la significativité sur l'ensemble des données sélectionnées au dessus de la coupure (courbe rouge), et en dessous de la coupure (courbe bleue). Les deux tranches en énergie sont alors les suivantes : les événements d'énergie comprise entre 0,75 et 7 TeV et ceux d'énergie supérieure à 7 TeV. Le seuil en énergie de 0,75 TeV est

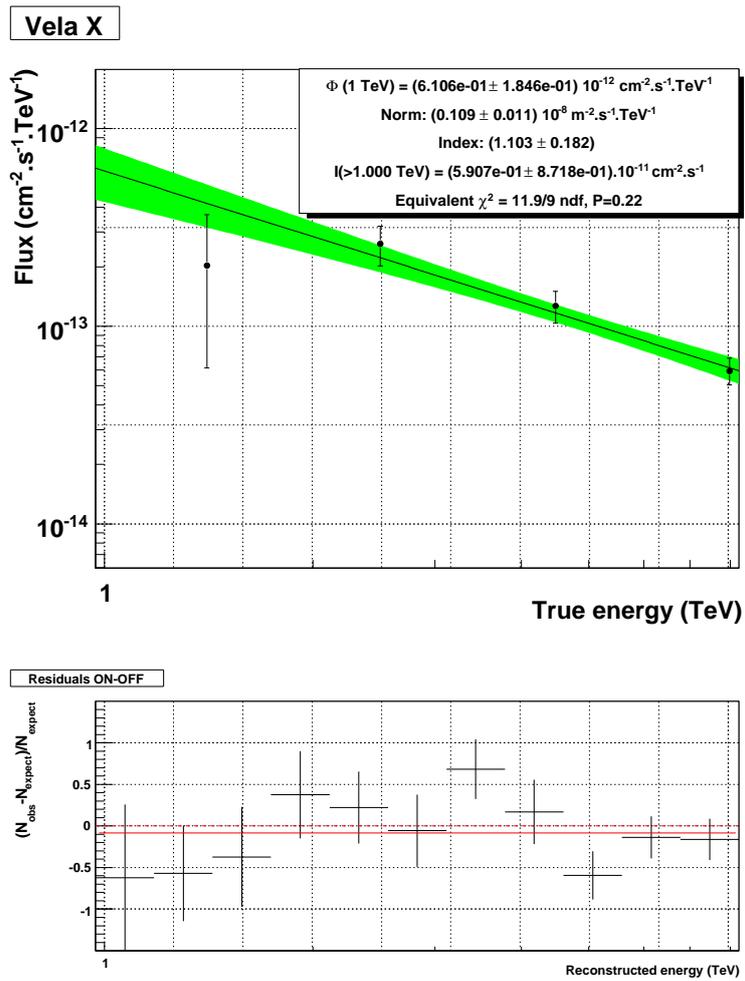


FIGURE 9.12 – Spectre de la région autour du pulsar

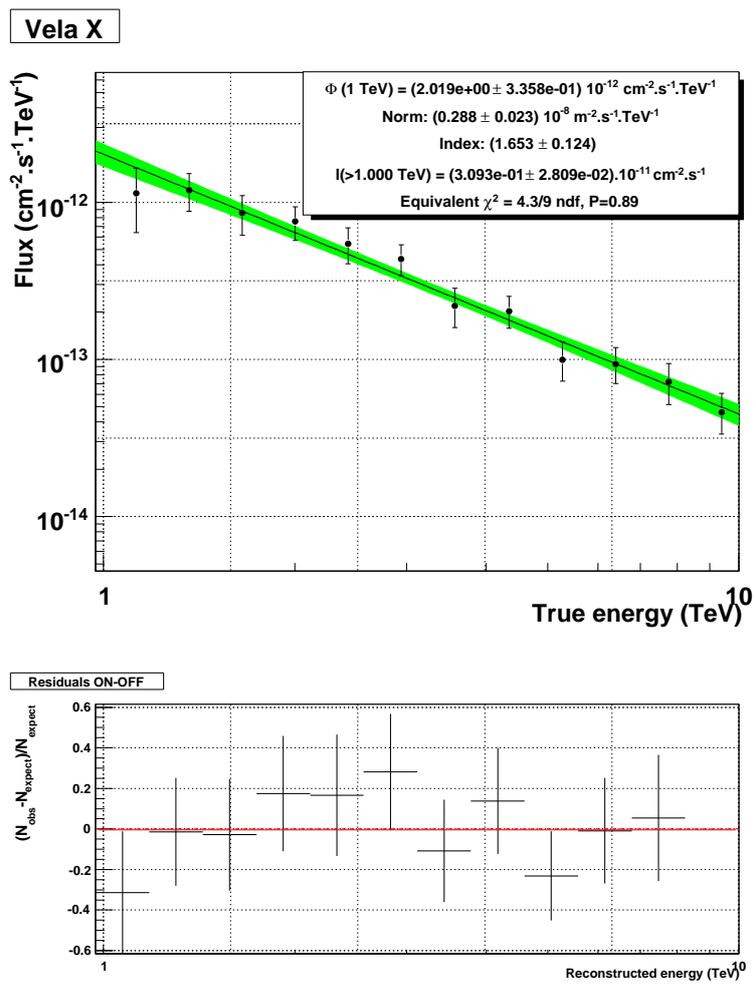


FIGURE 9.13 – Spectre du premier segment d'anneau

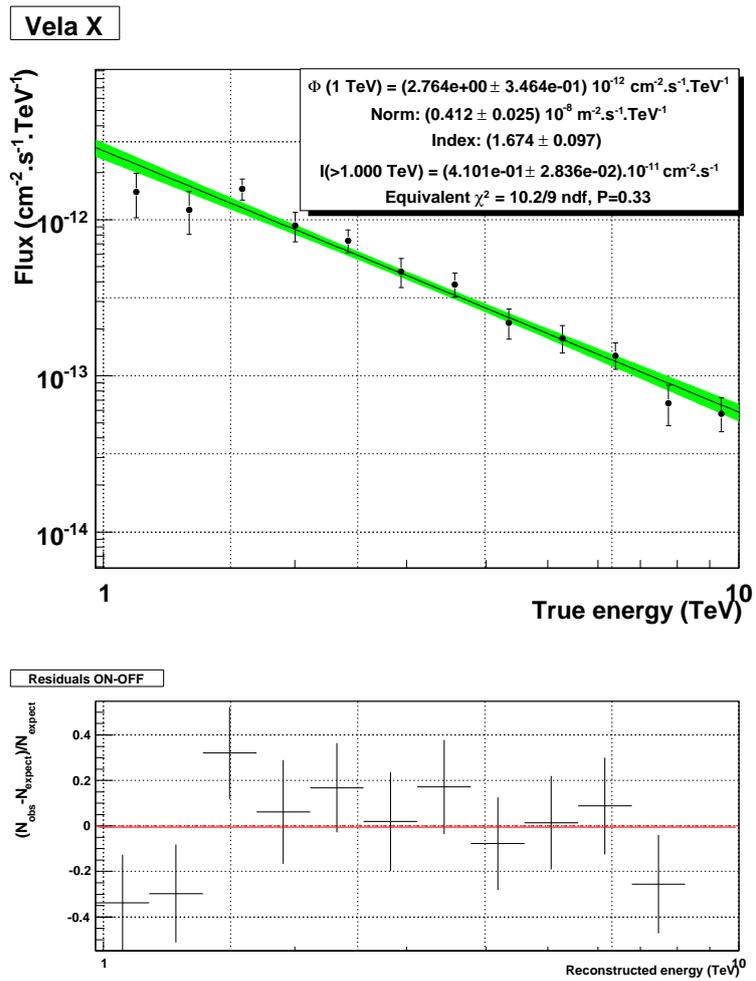


FIGURE 9.14 – Spectre du second segment d’anneau

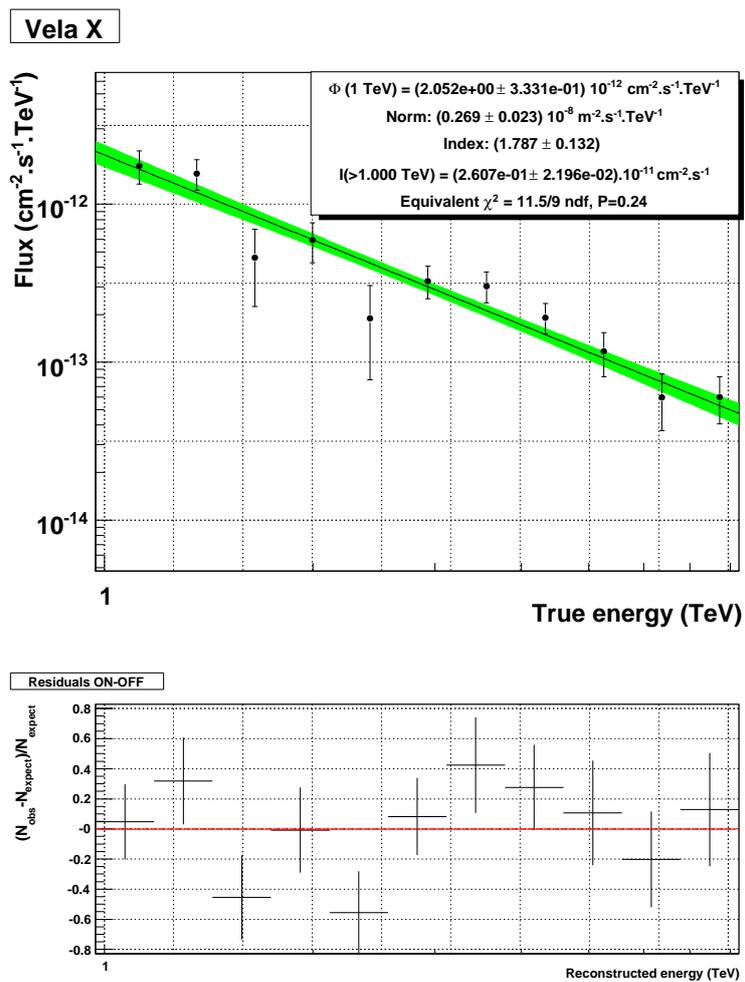


FIGURE 9.15 – Spectre du troisième segment d’anneau

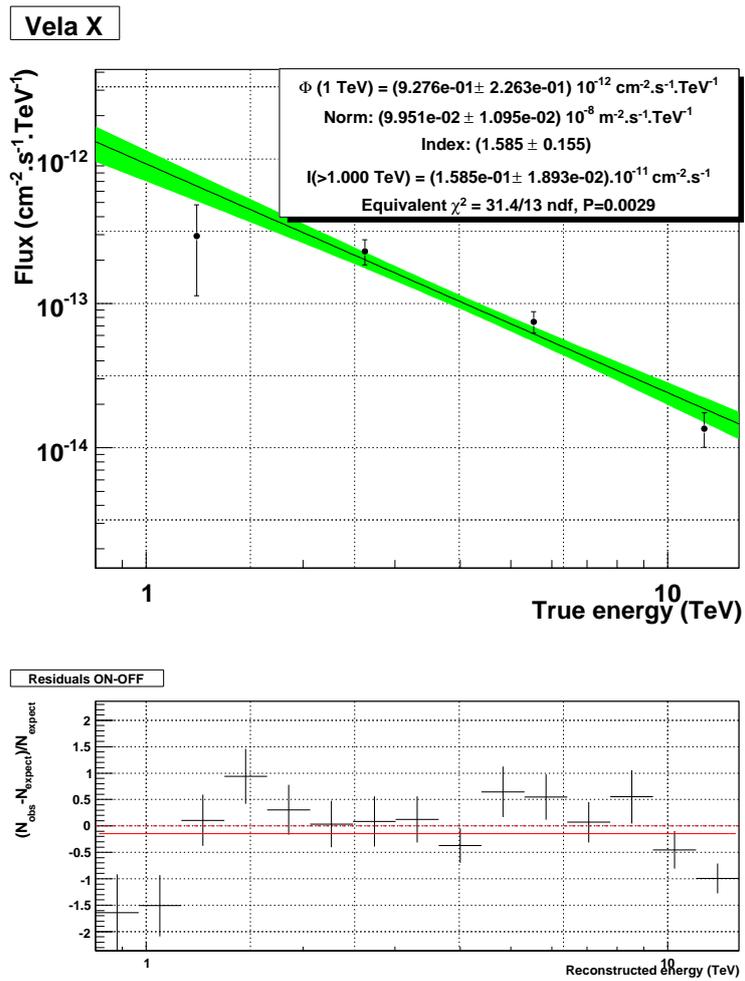


FIGURE 9.16 – Spectre du quatrième segment d’anneau

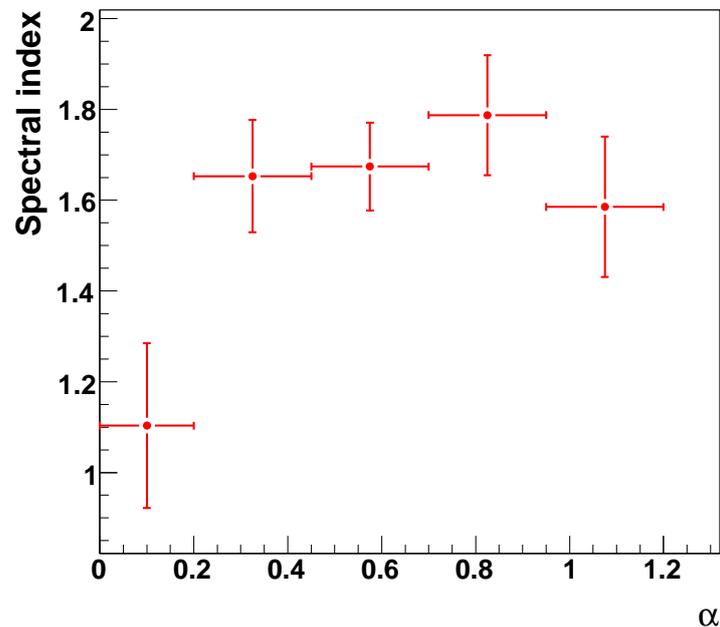


FIGURE 9.17 – Dépendance de la forme spectrale avec la distance au pulsar. Les indices spectraux associés aux distributions en loi de puissance sont évalués sur une gamme d'énergies comprises entre 8 et 10 TeV.

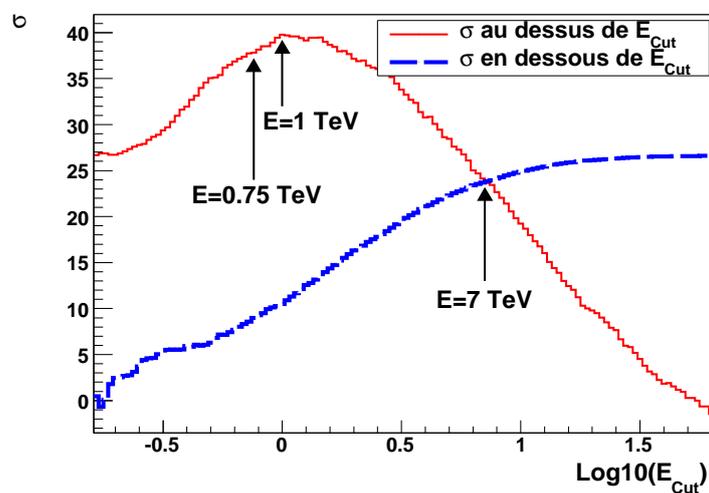


FIGURE 9.18 – Variation de σ avec la coupure en énergie.

repris, d'après les résultats de l'analyse spectrale, pour réduire les erreurs systématiques dans l'estimation du fond et limiter l'apparition de structures inexistantes.

À partir d'une analyse avec un seuil à 80 pe, les cartes présentées sur la figure 9.19 ont été obtenues. Les différences entre les cartes à même énergie sont dues à l'application sur la carte de fonctions de convolutions différentes, de haut en bas : la fonction calculée à partir de la réponse du détecteur à une source ponctuelle et des fonctions gaussiennes à deux dimensions de demi-

largeur $0,09^\circ$ et $0,12^\circ$. Si les cartes (c) et (f) font disparaître tout détail, les cartes (a) et (d) en montrent probablement trop, tout particulièrement à haute énergie : cette tranche contient à peine plus de 700 γ distribués sur une région très étendue, avec un rayon de $1,2^\circ$. Une mauvaise évaluation de la direction d'origine de quelques photons seulement peut produire l'apparition de structures qui n'ont rien de réel. Pour ces raisons, la convolution par une fonction de taille intermédiaire semble être une bonne solution.

En comparant entre elles les cartes à des énergies différentes, la différence d'extension est a priori évidente, entre l'émission à basse énergie, qui s'étire bien au-delà de $0,8^\circ$ du centre de la région analysée, et celle à haute énergie, concentrée le long d'un axe coïncidant avec l'émission aux rayons X. Si l'émission est effectivement due à des électrons, le refroidissement des électrons n'est observé que dans la direction perpendiculaire à cet axe.

Pour une approche plus quantitative, les profils, figure 9.20, ont été établis selon la procédure suivante. Tout d'abord, l'angle θ entre l'axe principal de la distribution du flux à haute énergie et l'axe des déclinaisons a été calculé à partir des moments du second ordre établis à partir de cette même carte, en se limitant à l'ensemble des points de la carte situés à une distance inférieure à $1,2^\circ$ du centre de gravité de l'émission. Ces deux grandeurs sont liées par la relation : $\theta = 1/2 \arctan\left(\frac{2\sigma_{XY}}{\sigma_X^2 - \sigma_Y^2}\right)$ où σ_{XY} , σ_X^2 et σ_Y^2 sont respectivement la covariance, et les variances de la distribution du flux, calculées dans le système de coordonnées J2000. Par cette méthode, l'angle θ a été évalué à 31° (en tournant dans le sens trigonométrique) sur la carte obtenue aux hautes énergies.

L'application de cette méthode sur les cartes contenant les événements des deux tranches en énergie n'a pas permis de définir un axe particulier : la direction obtenue varie en effet fortement avec la taille de la région d'intégration. Pour cette raison, l'axe défini précédemment sera utilisé comme référence.

Les profils sont finalement tracés le long de cet axe et de l'axe perpendiculaire, passant tous deux par le centre de l'analyse, défini précédemment. Le flux de γ est intégré jusqu'à $0,8^\circ$, par pas de $0,13^\circ$, correspondant à deux fois la largeur de la fonction de transfert du détecteur. Affichés dans la figure 9.20, ces profils confirment les résultats précédents. Tout d'abord, le long de ce grand axe, les demi-largeurs des distributions à hautes et basses énergies sont sensiblement les mêmes : $0,51^\circ \pm 0,02$ au dessous de 7 TeV et $0,52^\circ \pm 0,03$ au dessus, rejetant a priori la possibilité d'un vieillissement des particules. Diverses hypothèses pourraient expliquer ce résultat : soit l'émission dans la partie centrale est d'origine hadronique, soit les particules sont réaccélérées au sein même du cocon. Dans les deux cas, ces hypothèses ne sont pas réfutées par les observations en X avec ROSAT [142] : d'un côté, les émissions dans ce domaine d'énergie ne sont pas produites par effet synchrotron, elles sont d'origine thermique, ce qui ne permet pas d'affirmer une domination de l'émission électronique ; de l'autre côté, des ondes de chocs, dues à la présence de nuages denses autour de la source, expliquent à la fois une réaccélération des particules dans cette région, ainsi que la compression du milieu ambiant jusqu'à atteindre des températures équivalant à des énergies de l'ordre du kiloélectronvolt.

Le deuxième résultat confirmé par ces profils, est la nette différence d'extension le long de l'axe perpendiculaire : la distribution est nettement moins large pour la tranche des hautes énergies, $0,36^\circ \pm 0,02$, que pour la tranche à basse énergie de demi-largeur égale $0,50^\circ \pm 0,02$. Cette différence s'explique parfaitement dans le cadre d'une émission γ d'origine électronique. Les électrons perdent peu à peu leur énergie sous forme de rayonnement synchrotron.

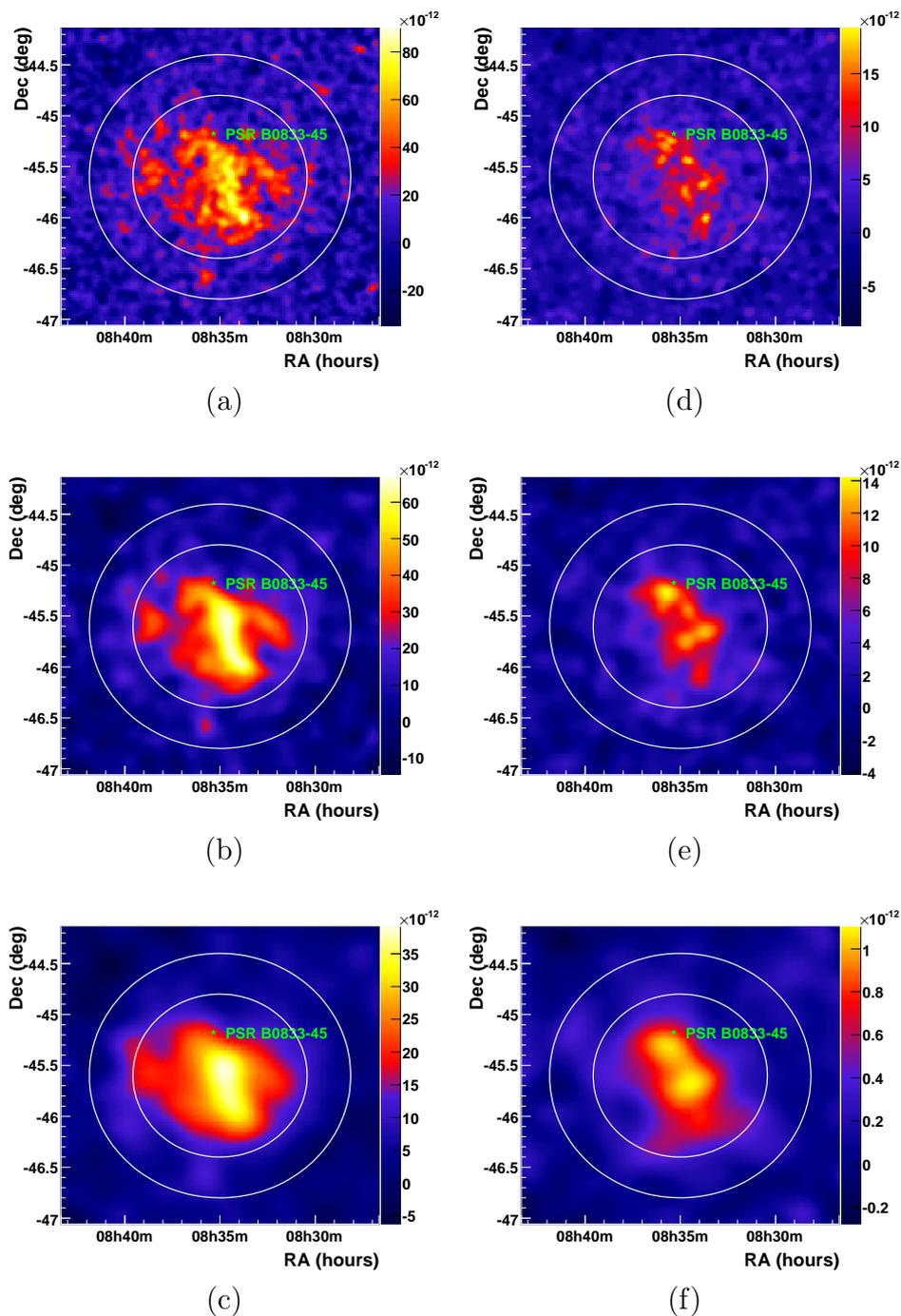


FIGURE 9.19 – Cartes du flux obtenues par l'analyse sur deux tranches en énergies : de 0,75 à 7 TeV les cartes à basse énergie (a), (b) et (c) et au dessus de 7 TeV pour les cartes à hautes énergies (d), (e) et (f). À partir d'une carte brute, une convolution avec la fonction de réponse du détecteur à une source ponctuelle (appelée également fonction de transfert) de demi-largeur $0,072^\circ$ à basse énergie et $0,052$ au dessus de 7 TeV ((a) et (d)) ou avec une gaussienne de demi-largeur $0,12^\circ$ ((c) et (f)) est ensuite appliquée. Les régions d'analyse sont marquées par les cercles blancs. Un compromis est finalement obtenu, après convolution des cartes avec une gaussienne de demi-largeur $0,07^\circ$.

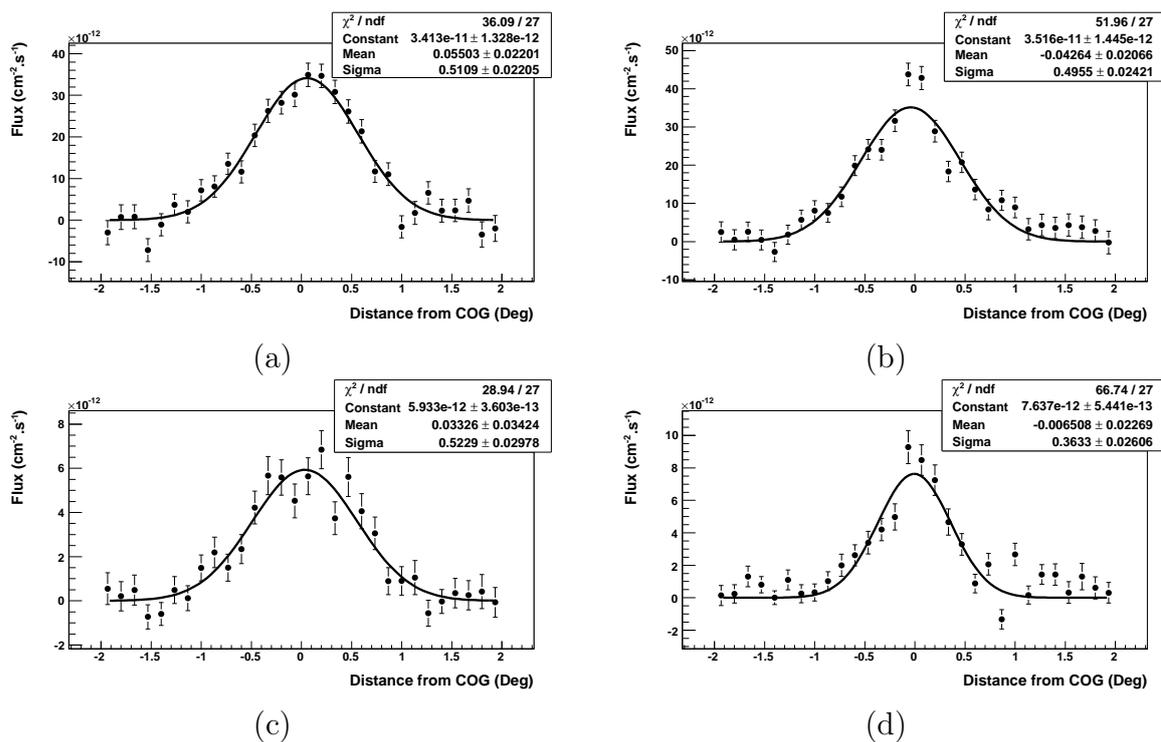


FIGURE 9.20 – Distributions du flux parallèlement (à gauche) et perpendiculairement (à droite) au grand axe défini sur la carte de flux aux énergies supérieures à 7 TeV. Les profils sont calculés sur deux bandes en énergies : de 0,75 à 7 TeV (en haut) et au dessus de 7 TeV (en bas).

9.4.4 Comparaison multi-longueur d'ondes

Si la corrélation entre l'émission au TeV et le rayonnement X a déjà été mise en évidence par Aharonian et al. [82], le lien avec l'émission en radio dans la région d'extension $3^\circ \times 2^\circ$ ne avait pas clairement prouvé. Mise à part une émission en forme de jet s'étendant au sud du pulsar à 843 MHz [134] dont la position coïncide avec l'émission en X et par conséquent avec l'émission au TeV, les structures en filaments observées en radio ne semblent pas a priori avoir la même origine que la nébuleuse observée à haute énergie.

Afin de vérifier cette observation, un profil le long de l'axe de l'ascension droite est tracé pour l'émission mesurée au TeV et pour le rayonnement radio à 4,85 GHz par l'observatoire PMN (pour Parkes, MIT et NRAO). Pour la carte en γ , la valeur de chaque point est égale à l'intégrale du flux sur une région qui s'étend sur $0,8^\circ$ de part et d'autre de l'axe passant par le centre de gravité de Vela X à cette énergie. Le pas entre deux points vaut $0,2^\circ$ pour réduire les fluctuations statistiques. De même la carte en radio, convoluée par une gaussienne égale en largeur à la fonction de transfert du détecteur H.E.S.S. pour la comparaison, est divisée en région de $1,6^\circ$ de large en déclinaison pour des pas de $0,12^\circ$.

Après normalisation des courbes pour la comparaison, le résultat apparaît dans la figure 9.21. Le pic observé en γ à $8^{\text{h}}46^{\text{m}}$ est dû à la présence du vestige de supernova RX J0852.0-4622 [148]. De ce graphe, deux points sont à retenir. Tout d'abord, l'extension en γ de très haute énergie est sensiblement égale à celle observée pour l'émission en radio, renforçant l'idée d'une origine commune aux deux émissions. Cependant, en radio, un minimum du flux intégré est observé à la position du pulsar ($\alpha = 8^{\text{h}}35^{\text{m}}20, 7^{\text{s}}$), en anti-coïncidence avec le flux en γ . Cette différence est liée à la présence de filaments très brillants, indétectables aux très hautes énergies. Ces filaments

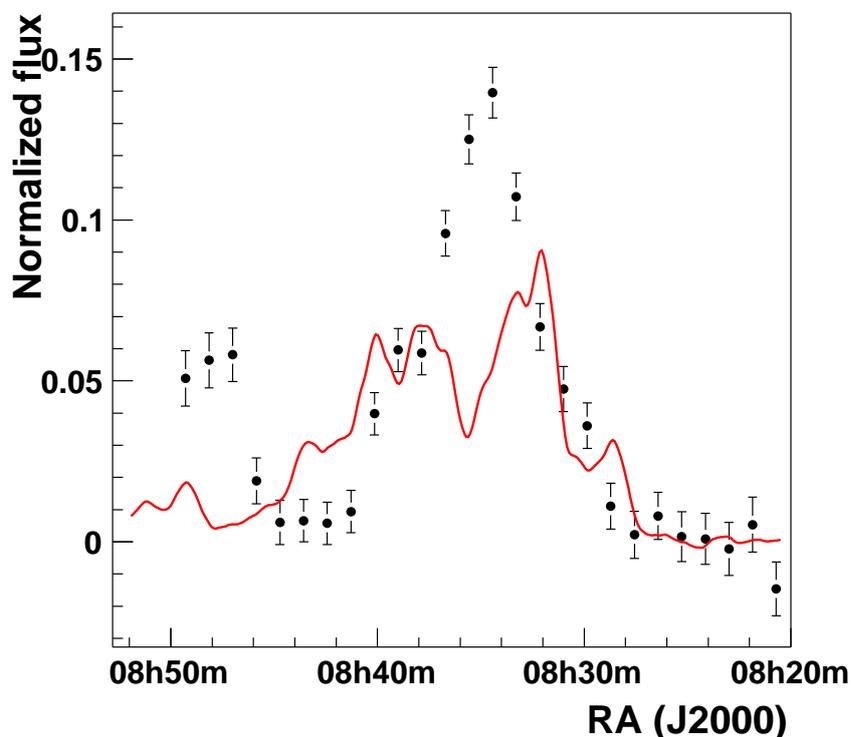


FIGURE 9.21 – Profil du flux en radio (ligne continue rouge) à 4,8 GHz mesuré avec PMN [149] et au TeV (points noirs) obtenu avec H.E.S.S.

sont créés par des instabilités du champ magnétique qui compressent localement la matière. Les électrons de plus faibles énergies, confinés dans ces régions sont susceptibles d’émettre en radio par effet synchrotron. Les particules de plus haute énergie (électrons ou nucléons), qui ne peuvent plus être confinées, expliquent l’émission diffuse observée à plus haute énergie.

9.5 Conclusions

La nébuleuse de Vela X se caractérise par une grande complexité, et elle reste comme parfait exemple d’une source évoluée. La difficulté d’observer cette source se comprend par son extension : elle est contenue dans une région de $2,4^\circ$ de diamètre, c’est la source connue de rayons γ de très haute énergie la plus étendue. Cette particularité nécessite dans le cas de H.E.S.S. d’utiliser une méthode de soustraction alternant les acquisitions On et Off, à l’origine d’erreurs systématiques de 20% environ sur le flux total. Cependant un excès significatif à très grande échelle a été mis en évidence grâce à une augmentation du temps d’observation, à une sélection performante en terme de suppression du fond hadronique basée sur une analyse multi-variables et enfin une approche statistique originale de combinaison de différents résultats pour la reconstruction de l’énergie et de la direction des γ .

Le spectre d’émission en γ , dans la région étendue jusqu’à $1,2^\circ$ du centre de gravité, est correctement ajusté par une loi de la forme $dN/dE = N_0 E^{-\Gamma} \times \exp(-E/E_{CutOff})$ d’indice $\Gamma = 1,39 \pm 0,06_{stat} \pm 0,2_{sys}$ et de facteur de normalisation $N_0 = (15,53 \pm 0,95_{stat} \pm 2_{sys}) \times$

$10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$ avec une coupure exponentielle à une énergie $E_{\text{CutOff}} = 15,4 \pm 2,0_{\text{stat}} \pm 2_{\text{sys}}$ TeV. Le flux intégré sur l'ensemble de la région contenue dans un cercle de rayon $1,2^\circ$ correspond à environ 80% de celui du Crabe au-dessus de 1 TeV. Compte tenu de la distance de la source (~ 290 pc), la luminosité dans la gamme d'énergies comprises entre 750 GeV et 65 GeV vaut environ $1.0 \times 10^{33} \text{erg s}^{-1}$. La cohérence des résultats entre la partie centrale et la partie périphérique renforce l'hypothèse de processus identiques à l'origine de l'émission de rayons γ de très haute énergie. Dans l'hypothèse d'une origine purement leptonique faisant intervenir des processus de diffusion Compton-inverse sur les photons du fond diffus cosmologique [23], le spectre en γ en provenance de Vela X est correctement expliqué par une distribution d'électrons qui suit une loi de puissance, d'indice spectral égal à 2 jusqu'à une cassure à 67 TeV, puis égal à 9 au-delà.

Enfin Vela X présente une morphologie particulière, éloignée des modèles développés jusqu'ici. L'émission est concentrée dans une région, approximativement orientée selon l'axe nord-sud, et compatible avec les observations en rayons X. À plus basse énergie, une émission diffuse apparaît à une plus grande échelle, jusqu'à $\sim 1,2^\circ$, soit un diamètre de 12 pc environ. Une explication plausible est la présence de deux composantes électroniques à l'origine des émissions de la nébuleuse. Cette hypothèse a été développée par de Jager et al. [144] et semble être confirmée par les premiers résultats issus du détecteur Fermi [150], qui associent ces deux composantes à un champ magnétique de $4 \mu\text{G}$. Les données en radio, en rayons X et en γ (voir dans la bibliographie de O. C. de Jager et al. [144]) sont correctement ajustées par un tel modèle (figure 9.22). À partir du flux différentiel en électrons à l'origine de l'émission de γ de très haute énergie il est possible d'estimer l'intensité du champ magnétique : la connaissance du flux en X permet de contraindre l'intensité du champ magnétique. Les mesures faites par ASCA [143] ont ainsi permis de contraindre (voir figure 9.4-(b)) entre 2 et $8 \mu\text{G}$ l'intensité du champ, selon que l'on considère le flux en X en provenance uniquement du cocon, ou que l'on inclut le rayonnement émis par le reste de supernova.

Si l'asymétrie de la source est bien expliquée par une expansion dans un milieu inhomogène, la comparaison des cartes à différentes énergies ne met pas en évidence un gradient d'indice spectral, signe d'un vieillissement progressif des électrons lorsqu'on s'éloigne de la nébuleuse, comme c'est le cas en rayon X. Une variation de l'indice spectral, de 1,5 dans le voisinage du pulsar, à 2,1 à plus grande distance, y est en effet observée par Markwardt et al. [143]. Plus récemment, une telle dépendance a également été mise en évidence à plus petite échelle grâce aux observatoires XMM-Newton et BeppoSax [145], l'indice variant entre $1,50 \pm 0,02$ à $0,5'$ du pulsar et $1,66 \pm 0,01$ à $15'$, caractéristique d'un refroidissement des électrons par émission synchrotron. Dans le domaine des γ de très haute énergie, l'analyse X_{eff} appliquée aux données enregistrées par le détecteur H.E.S.S. a permis de mettre en évidence une région autour du pulsar, de $0,2^\circ$ associée à un spectre dur ($\Gamma = 1,1 \pm 0,2$) comparativement au reste du cocon ($\Gamma \sim 1,7$ pour une incertitude sur les mesures égale à 0,12), qui suggère un refroidissement des électrons dans cette région, résultat déjà obtenu aux rayons X entre 3 et 10 keV.

L'application de méthodes de soustraction du fond alternant On et Off, ainsi que la réduction de l'efficacité optique des télescopes, ont limité l'exploration, potentiellement permise par la méthode X_{eff} , et ont aussi introduit d'importantes incertitudes systématiques dans l'analyse spectrale. Il n'a donc pas été possible d'étendre le spectre de Vela X à plus basse énergie, et de contraindre les modèles spectraux d'émissions aux très hautes énergies. L'observation des neutrinos émis lors de la désintégration de pions chargés peut représenter un atout supplémentaire pour obtenir des réponses précises à ce sujet.

L'âge avancé de la nébuleuse (~ 11000 ans) semble avoir mis en avant la complexité de

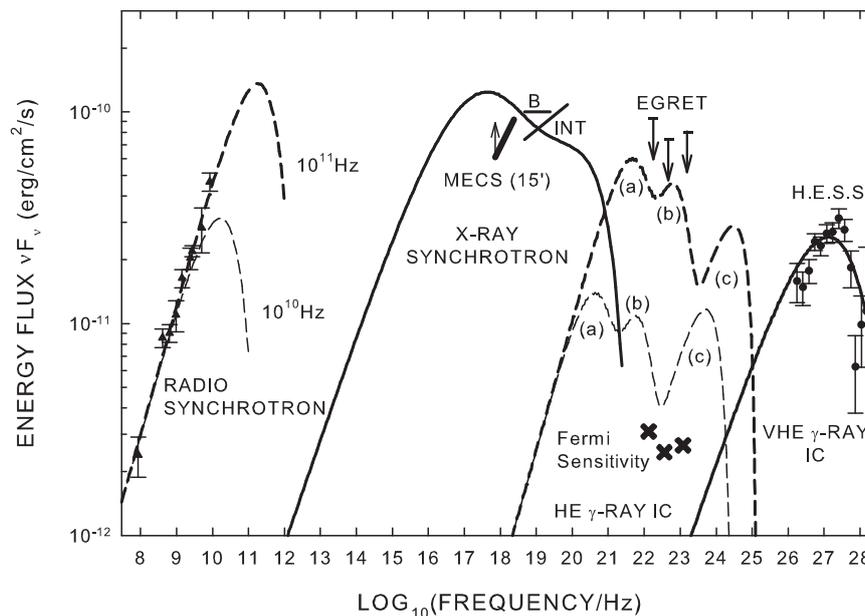


FIGURE 9.22 – **Pointillés** : Spectre d'émission synchrotron en radio et Compton-inverse (hautes énergies) de la région de Vela X ($2^\circ \times 3^\circ$). L'émission Compton-inverse est tracée pour les trois composantes du fond de photons : CMB (a), infrarouge (b) et lumière stellaire (c). **Trait continu** : Spectre d'émission synchrotron en X et Compton-inverse (très hautes énergies).

modéliser le développement de cet objet dans un milieu interstellaire fortement inhomogène. Une réaccélération des électrons ou une origine hadronique du rayonnement peuvent expliquer ce résultat. Cependant, la résolution et surtout la statistique enregistrée par H.E.S.S. ne semble pas suffisante pour déterminer précisément la morphologie de la source dans différentes tranches en énergies et étudier une éventuelle corrélations entre les filaments observés en radio et les sous-structures visibles sur les cartes au TeV obtenues grâce à la méthode X_{eff} . Les futurs réseaux de télescopes Tcherenkov sont donc très attendus dans ce cadre là.

10

Deux prototypes de PWNe

10.1 Introduction

Bien que les principaux aspects des nébuleuses de pulsar sont bien définis, il existe une grande diversité du fait du milieu environnant et des propriétés intrinsèques à chacune, à savoir : leur âge, leur vitesse d'expansion ou encore l'énergie injectée par le moteur qui les anime : le pulsar. Dans le cas de Vela X, approfondir les connaissances relatives à ces objets est rendu difficile par un environnement externe complexe, fortement inhomogène. Ces inhomogénéités, au cours des 11000 années de développement de la nébuleuse, ont fortement influé sur sa morphologie actuelle, mais également sur la population de particules à l'origine de l'émission γ . D'autres sources, plus jeunes et surtout moins complexes, peuvent déjà apporter certaines réponses. Parmi celles-là, deux exemples seront étudiées plus en détail : G0.9+0.1 et MSH 15-52.

10.2 G0.9+0.1

10.2.1 Une nébuleuse voisine du centre galactique

Le plan galactique est connu pour être une région de forte intensité des phénomènes non-thermiques aux hautes et très hautes énergies. Un pic d'émission γ de très haute énergie dans la région du centre de la galaxie, coïncide avec la position de Sagittarius A*, un trou noir d'une masse estimée à plusieurs millions de fois la masse solaire. Cette découverte, publiée dans Aharonian et al. [79], est l'œuvre de l'expérience H.E.S.S. Autour de cette source, une surveillance continue du plan galactique a également mis en évidence une nouvelle source : G0.9+0.1 est située à proximité du centre galactique : à $+0,1^\circ$ de latitude et $0,9^\circ$ de longitude en coordonnées galactiques. Toujours dans cette gamme d'énergie, l'expérience H.E.S.S. a également détecté une émission diffuse dans cette même région [80], due à la formation, par collision des protons avec le milieu interstellaire, de pions qui se désintègrent essentiellement sous forme de rayons γ de très haute énergie.

L'objet de cette analyse, G0.9+G0.1, a été à l'origine catalogué comme un reste de supernova

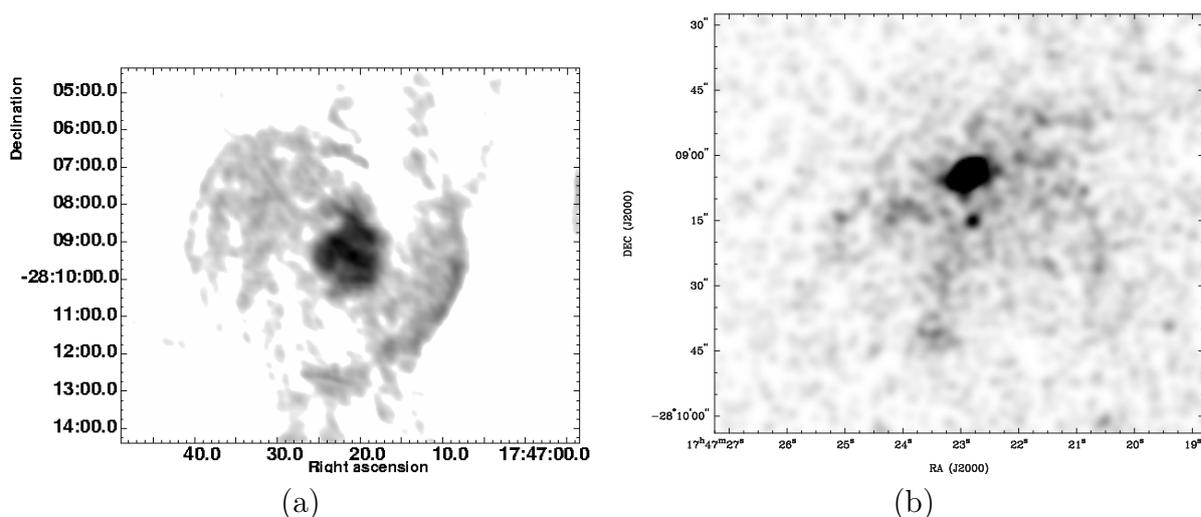


FIGURE 10.1 – (a) - Carte radio à 330 MHz de la région de G0.9+0.1 [151]. La coquille extérieure et la nébuleuse de pulsar au centre sont clairement identifiables. (b) - Image en rayons X entre 0,5 et 8,0 keV obtenue par l’observatoire spatial Chandra [152]. Un jet, orienté vers le sud à partir de l’émission centrale et une forme diffuse s’étirant d’est en ouest sont visibles.

[153]. Des observations radio ultérieures, à 1,4 GHz, 5 GHz [154], puis à 333 MHz [155, 151], ont confirmé l’existence du reste de supernova sous forme d’une coquille sphérique d’un diamètre angulaire de 8’ mais elles ont également permis de découvrir en son centre un objet compact (2’ de diamètre) se distinguant nettement sur la figure 10.1-(a). Des analyses dans ce domaine d’énergie ont révélé pour les indices du spectre, ajusté par la fonction $\Phi = E^{-\alpha}$, des valeurs très différentes entre la coquille ($\alpha = 0,77$) et l’objet central ($\alpha = 0,12$). La nature de cet objet compact a été mise en évidence grâce aux observations en rayons X avec le télescope Chandra [152] : la présence d’un jet perpendiculaire à une structure semi-circulaire (voir figure 10.1-(b)) ont permis de classer cet objet comme nébuleuse de pulsar. Un adoucissement du spectre lorsque l’on s’éloigne de la source a également été observé par l’observatoire XMM-Newton [156], preuve d’un vieillissement (équivalent à une perte de l’énergie) des électrons. Potentiellement associée au pulsar au centre du système, CXOU J174722.8-280915 est une source ponctuelle visible seulement au dessus de 3 keV, bien que l’émission pulsée n’ait pas été détectée jusqu’à présent. La coquille n’est en revanche pas visible pour Chandra comme pour XMM-Newton. C’est probablement dû à l’absorption du rayonnement par le milieu interstellaire le long de la ligne de visée.

En combinant ces observations, différentes propriétés de la source ont été définies avec plus de précision. Âgée d’environ 1100 ans et distante de 8,5 kpc, sa luminosité totale en radio est estimée à $1,2 \times 10^{35} \text{ erg.s}^{-1}$. Le champ magnétique dans la nébuleuse a été estimé à 56 μG [156] à partir des observations en rayons X : modélisée par Moffet et al. [157], l’énergie totale dans la nébuleuse, dépendante du champ magnétique, est supposée minimale lorsque les valeurs de l’énergie magnétique et de l’énergie cinétique des particules sont égales. La valeur obtenue par cette méthode est plus élevée d’un facteur 10 que celle déduite dans Aharonian et al. [79] à partir d’un ajustement de la distribution en énergie des photons entre le domaine des ondes radio et celui des γ aux très haute énergies. Les caractéristiques du pulsar seraient les suivantes [152] : une luminosité liée au ralentissement de la rotation $\dot{E} \sim 1,5 \times 10^{37} \text{ erg.s}^{-1}$ et une période de rotation entre 80 et 190 millisecondes.

Afin d’apporter des réponses plus précises, de nouvelles données ont été accumulées depuis

2005. Les résultats obtenus sont présentés dans les paragraphes suivants.

10.2.2 Les observations

G0.9+0.1 est une source très faible comparée à la nébuleuse du Crabe (quelques pour cent seulement), mais grâce à sa proximité avec le centre galactique, elle a été longuement observée. Aux cinquante heures utilisées pour la première analyse de cette source [79], de nouvelles observations ont été ajoutées : après soustraction du temps mort, l'analyse sera appliquée sur les données issues de 108 heures d'observation.

Afin d'extraire au mieux la source du rayonnement γ diffus, important dans cette région, l'analyse X_{eff} a été utilisée ici. Grâce à la reconstruction angulaire associée, la taille de l'image d'une source ponctuelle est en effet moins étalée ; l'émission associée ressort donc mieux du fond de γ émis au voisinage du centre galactique. Deux jeux de coupures, adaptés aux sources de faible intensité ont été appliqués pour l'analyse des données, afin de comparer les résultats pour deux seuils en énergie. L'objectif est de tester la stabilité et donc le caractère significatif des résultats obtenus. Les valeurs des coupures sont précisées dans la table 10.1. Avec un diamètre de 8' pour le reste de supernova et 2' seulement pour la nébuleuse en X, la taille de G0.9+0.1 est du même ordre de grandeur que la largeur de la fonction de transfert du détecteur H.E.S.S. ($\sim 8,2'$ pour l'analyse X_{eff}). Dans l'hypothèse où l'émission au TeV est uniquement due à la nébuleuse, G0.9+0.1 est considérée comme étant une source ponctuelle : l'étude se portera donc sur une région d'un rayon de $0,11^\circ$ autour du centre de la source.

| | | |
|------------|-----------|--------|
| Seuil bas | Charge | 80 pe |
| | η | 0,5 |
| | X_{eff} | 0,3 |
| Seuil haut | Charge | 200 pe |
| | η | 0,5 |
| | X_{eff} | 0,3 |

TABLE 10.1 – Jeux de coupure utilisés pour l'analyse de G0.9+0.1.

Pour la soustraction du fond, la méthode de l'anneau est appliquée dans cette analyse. En effet, le champ de vue du détecteur est suffisamment large pour permettre de trouver des régions hors-source dépourvues d'émission diffuse ; une méthode avec des données On et Off alternées n'est pas nécessaire ici. De plus, l'émission diffuse n'étant pas distribuée de manière homogène, les régions dans le voisinage du plan galactique ne seront pas utilisées pour déterminer le niveau du fond hadronique. Ce choix entraîne une augmentation des erreurs systématiques : les événements issus de la nébuleuse G0.9+0.1 sont en effet mélangés avec ceux émis par la source diffuse observée par H.E.S.S. [80].

10.2.3 Résultats

L'analyse de l'ensemble des données montre un excès de 668 γ , significatif à $20,4\sigma$ pour une coupure en charge à 80 pe ou seulement 379 γ à $20,9\sigma$ pour une coupure à 200 pe. L'aspect ponctuel de la source apparaît sur les figures 10.2 représentant la distribution en fonction du carré de la distance à la source pour chacune des coupures. Ce caractère se traduit sur les cartes du ciel en γ par la figure 10.3, produite à partir d'une carte d'excès convoluée avec la réponse à une source ponctuelle du détecteur. Ce résultat laisse à penser que seule la nébuleuse est en fait

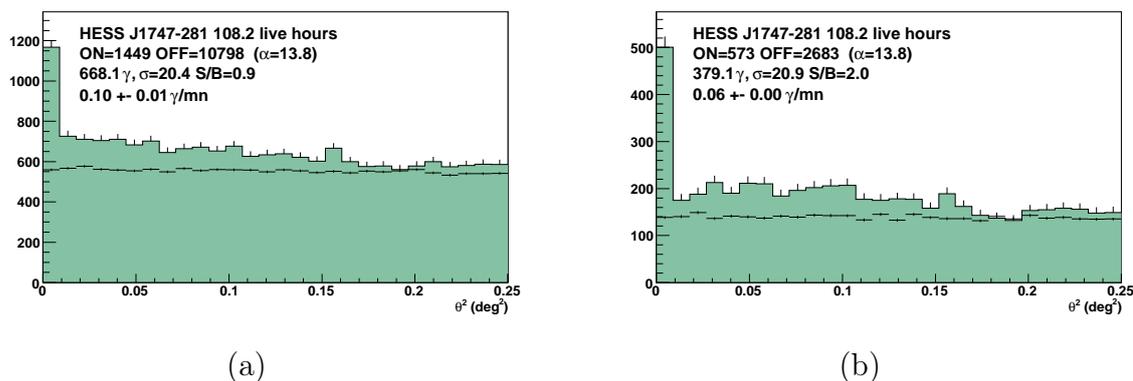


FIGURE 10.2 – Distributions en fonction du carré de la distance au centre de la source pour les deux jeux de coupures : (a) - le seuil bas, (b) - le seuil haut. Les résultats statistiques de l'analyse dans la région de $0,11^\circ$ centrée sur la position du pulsar sont également affichés.

visible. L'émission du reste de supernova à ces énergies, si elle existe, est probablement noyée dans l'émission diffuse dans la région du centre galactique. Si seules les sources G0.9+0.1 et SgrA* se distinguent sur la figure 10.3-(a), une dilatation de l'échelle des couleurs appliquées sur la figure 10.3-(b) permet de découvrir une émission diffuse autour de la source.

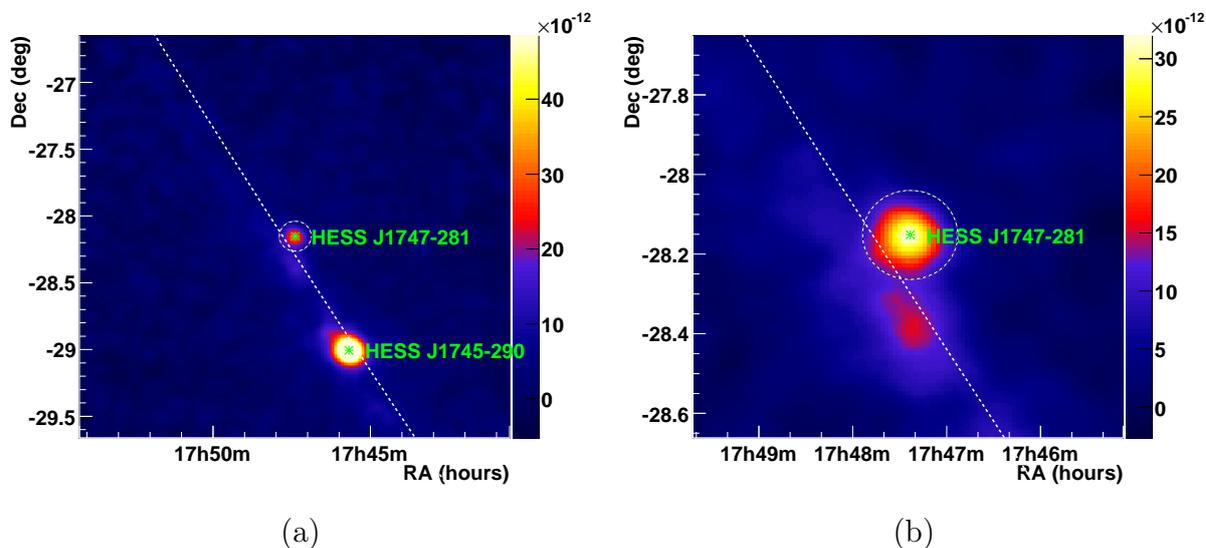


FIGURE 10.3 – Cartes du flux de la région de G0.9+0.1, exprimé en $\gamma.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. La carte, issue d'une analyse avec un seuil de 80 pe, est convoluée par la réponse du détecteur à une source ponctuelle, qui s'apparente à une gaussienne à deux dimensions, de largeur $0,072^\circ$. (a) - Carte incluant le centre galactique Sagittarius A* (HESS J1745-290). La ligne pointillée marque le plan de la galaxie. (b) - Carte centrée sur G0.9+0.1. La région analysée est contenue dans le cercle blanc. La présence d'une émission diffuse dans cette région est déjà visible sur certaines portions de la carte.

À partir des excès issus des deux analyses, un spectre a été déterminé et ajusté par différentes fonctions : une loi de puissance $\Phi'(E) = N_0 E^{-\Gamma}$, une loi de puissance brisée d'expression $\Phi'(E) = N_0 E^{-\Gamma_1}$ pour $E < E_b$ et $\Phi'(E) = N_0 E_b^{\Gamma_2 - \Gamma_1} E^{-\Gamma_2}$ sinon, et enfin une loi de puissance

| Loi de puissance - 80 pe | | |
|--|-----------------------------|---------------------------------------|
| $N_0 = 8,7 \pm 0,45$ | $\Gamma = 2,24 \pm 0,06$ | $\Phi(> 1 \text{ TeV}) = 7,1 \pm 0,5$ |
| $\chi^2/N_{dl} = 41/24$ | | |
| Loi de puissance - 200 pe | | |
| $N_0 = 9,2 \pm 0,6$ | $\Gamma = 2,31 \pm 0,08$ | $\Phi(> 1 \text{ TeV}) = 7,0 \pm 0,7$ |
| $\chi^2/N_{dl} = 21,6/20$ | | |
| Loi de puissance brisée - 80 pe | | |
| $N_0 = 11,6 \pm 1,3$ | $\Gamma_1 = 1,71 \pm 0,17$ | $E_b = 1,20 \pm 0,27$ |
| $\chi^2/N_{dl} = 17,9/22$ | $\Gamma_2 = 2,69 \pm 0,16$ | $\Phi(> 1 \text{ TeV}) = 8,0 \pm 1,4$ |
| Loi de puissance brisée - 200 pe | | |
| $N_0 = 10,8 \pm 1,6$ | $\Gamma_1 = 1,70 \pm 0,33$ | $E_b = 1,18 \pm 0,36$ |
| $\chi^2/N_{dl} = 13,4/18$ | $\Gamma_2 = 2,58 \pm 0,15$ | $\Phi(> 1 \text{ TeV}) = 7,8 \pm 1,2$ |
| Loi de puissance avec coupure exponentielle - 80 pe | | |
| $N_0 = 11,9 \pm 1,2$ | $\Gamma = 1,85 \pm 0,12$ | $\Phi(> 1 \text{ TeV}) = 7,8 \pm 1,2$ |
| $\chi^2/N_{dl} = 22,7/23$ | $E_{CutOff} = 5,3 \pm 1,6$ | |
| Loi de puissance avec coupure exponentielle - 200 pe | | |
| $N_0 = 10,6 \pm 1,0$ | $\Gamma = 2,01 \pm 0,15$ | $\Phi(> 1 \text{ TeV}) = 7,4 \pm 1,1$ |
| $\chi^2/N_{dl} = 16,6/19$ | $E_{CutOff} = 8,90 \pm 4,2$ | |

TABLE 10.2 – Ajustements du spectre de G 09-01. Les unités utilisées ici sont pour N_0 : $10^{-9}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1}$, pour E_b et E_{CutOff} : le TeV, et pour $\Phi(> 1 \text{ TeV})$ le flux intégré au dessus de 1 TeV : $10^{-13}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Les autres paramètres sont sans unité.

avec coupure exponentielle : $\Phi'(E) = N_0 E^{-\Gamma} \exp(-E/E_{CutOff})$. Les résultats sont présentés dans la table 10.2. Quelle que soit la fonction, la puissance émise dans la gamme d'énergies comprises entre 200 GeV et 10 TeV est de l'ordre de $2 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$, soit moitié moins que celle émise par le Crabe. La différence de flux s'explique essentiellement par la distance des sources : 2 kpc pour le Crabe contre 8,5 kpc pour G 0.9+0.1.

La solution en loi de puissance est peu probable au vu des rapports entre le χ^2 et le nombre de degrés de liberté N_{dl} , presque égal à deux pour l'analyse à 80 pe. À 200 pe, cette solution ne peut pas être rejetée à cause du nombre d'événements moins élevé (erreurs statistiques) et un seuil en énergie plus élevé, estompant le déficit à haute énergie par un indice spectral plus élevé.

Au contraire, les distributions avec une cassure, représentées sur les figures 10.4-(a) et 10.4-(b), s'ajustent mieux avec le spectre de G0.9+0.1. Les résultats sont cohérents, quelle que soit la coupure en charge. Dans un cas, deux régimes distincts peuvent être mis en évidence : à basse énergie, en deçà de $1,2 \pm 0,27 \text{ TeV}$, les photons sont distribués selon une loi de puissance d'indice $\Gamma_1 = 1,71 \pm 0,17$; aux hautes énergies les photons, émis par des électrons ayant déjà perdu beaucoup d'énergie sous forme de rayonnement synchrotron, suivent une loi de puissance d'indice plus élevé : $\Gamma_2 = 2,69 \pm 0,16$. Ce résultat impliquerait une rupture dans la distribution en énergie des électrons à l'origine du rayonnement Compton-inverse : une cassure devrait donc également être observée à plus basse énergie dans le domaine du rayonnement synchrotron. Des observations récentes obtenues avec l'observatoire spatial XMM-Newton tendent à montrer l'existence d'une telle cassure à une fréquence $\nu_b = 2,4 \times 10^{12} \text{ Hz}$ [156]. Cependant, les ajustements sur le spectre ne permettent pas de rejeter l'hypothèse d'une coupure exponentielle à une énergie $E_{CutOff} \sim 5 \text{ TeV}$. Dans ce cas, les photons sont distribués selon une loi de puissance d'indice Γ compris, selon le seuil en énergie considéré, entre 1,85 et 2,0. Le déficit à haute éner-

gie s'explique alors par une limite sur l'énergie des électrons, limite au-delà de laquelle ils ne sont plus ni confinés, ni accélérés dans la nébuleuse. Les deux solutions mettent cependant en évidence un pic d'émission à une énergie de 1,2 GeV, similaire à celui observé pour la nébuleuse Vela X [82].

Il est finalement difficile de trancher entre ces deux hypothèses. La raison vient d'un aspect négligé jusqu'ici : la présence d'une émission diffuse dans la région du centre galactique. Cette émission a été observée au TeV avec l'expérience H.E.S.S. [80]. Bien que la présence d'une seconde composante se traduirait dans le spectre en γ de très haute énergie par la présence d'une cheville, un flux faible pourrait, sans faire apparaître cette brisure, modifier la forme générale du spectre (loi de puissance brisée ou avec une coupure exponentielle). Or le flux moyen intégré au dessus de 1 TeV et par unité d'angle solide vaut approximativement $1,5 \times 10^{-8} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$. Ramené à la taille de la région analysée ($0,11^\circ$ de rayon), le flux vaut $1,7 \times 10^{-13} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, soit plus de 20 % du flux mesuré pour G0.9+0.1. En réalité la carte d'excès (figure 1 dans Aharonian et al. [80]) montre que l'intensité de l'émission diffuse est beaucoup plus faible au voisinage de G0.9+0.1.

Il reste malgré tout le fait qu'une part du flux mesuré n'est pas due à la source elle-même. Cette part étant pour l'instant mal connue, il n'est donc pas possible à l'heure actuelle de trancher entre l'une ou l'autre des hypothèses.

Plus globalement, la luminosité totale, intégrée entre 0,2 et 10 TeV vaut approximativement $2,6 \times 10^{34} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ pour une source située à 8,5 kpc ; elle est sensiblement inférieure à la valeur estimée pour la nébuleuse du Crabe ($\sim 4 \times 10^{34} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$) dans la même gamme en énergies. L'absence d'une intense émission non-thermique en rayons X, et l'aspect ponctuel de la source observée par H.E.S.S. s'oppose à une émission en provenance de la coquille, mais plutôt venant de la nébuleuse elle-même. Dans ce cadre là, une émission d'origine leptonique est privilégiée. Partant de cette hypothèse, Aharonian et al. [79] ont pu ajuster un modèle de diffusion des électrons sur les photons du CMB, de la poussière (infrarouge) ou du rayonnement stellaire, sur le spectre obtenu, faisant ressortir un pic à une dizaine de GeV dans la distribution spectrale en énergie (νF_ν exprimé en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ou $E^2 dN/dE$ exprimé en $\text{TeV m}^{-2} \text{s}^{-1}$). Avec l'acquisition de nouvelles données et une meilleure sélection des données, un pic apparaît à une énergie plus élevée : 1,20 TeV pour une distribution suivant une loi de puissance brisée, ouvrant une discussion future sur les résultats précédents.

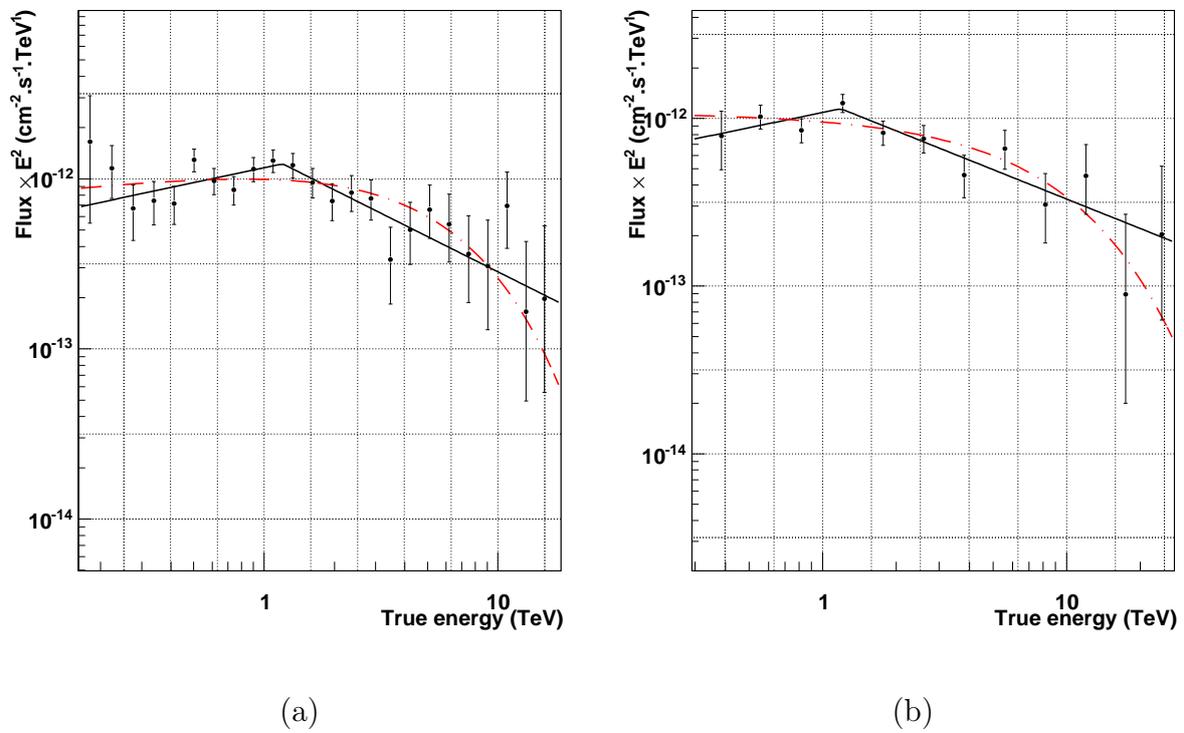


FIGURE 10.4 – Comparaison des spectres obtenus pour G0.9+0.1 à 80 pc (a) et à 200 pc, ajustés par une loi de puissance brisée (en rouge tiret-point) et une loi de puissance avec coupure exponentielle (en noir continu).

10.3 MSH 15-52

10.3.1 Une source étendue aux très hautes énergies

Cette source a été détectée suite à des observations en radio sur une grande portion du ciel puis classée dans un catalogue publié par B. Y. Mills, O. B. Slee et E. R. Hill [158, 159, 160]. Ce n'est que bien plus tard, en 1981, que la présence d'un pulsar, PSR B1509-58 de coordonnées dans le système J2000 : $\alpha=15^{\text{h}}13^{\text{m}}55,57^{\text{s}}$ et $\delta=-59^{\circ}08'08,8''$, a été découverte au cœur de la nébuleuse grâce aux observations en X avec le satellite Einstein [161]. L'émission pulsée a également été observée ultérieurement à d'autres longueurs d'onde, en radio [162] et en rayons γ mous [163]. Enfin, la nébuleuse a été observée aux très hautes énergies avec H.E.S.S. [78] et est la première nébuleuse de pulsar étendue observée à ces énergies.

Le pulsar se caractérise par une période de 150 millisecondes, une variation de la période \dot{P} égale à $1,5 \times 10^{-12} \text{s.s}^{-1}$ et une luminosité de rotation \dot{E} mesurée à $1,8 \times 10^{37} I_{45} \text{erg.s}^{-1}$, où I_{45} représente le moment d'inertie en unité de 10^{45}g.cm^{-2} . L'indice de freinage du pulsar a une valeur $b = 2,84$, proche de celui d'un dipôle magnétique. Il est associé, dans l'hypothèse où la valeur initiale de la période est négligeable devant sa valeur actuelle, à un âge caractéristique de 1700 ans environ. L'âge du pulsar et de sa nébuleuse demeure cependant une question ouverte : initialement estimé entre 6000 et 20 000 ans [164], l'âge de la supernova (sensiblement égal à celui du pulsar) pourrait, selon les modèles utilisés [165], être supérieur à 20 000 ans. La distance du pulsar est en revanche bien mieux connue : la mesure de l'absorption par des nuages de HI (hydrogène neutre) donne une distance de $5,2 \pm 1,4$ kpc [166], tout à fait compatible aux résultats obtenus précédemment ($5,9 \pm 0,6$ kpc) par mesure de la dispersion de l'émission du pulsar [167].

À toutes les énergies, MSH 15-52 s'avère avoir une morphologie typique des nébuleuses de pulsar. Des observations en radio [168][170], dont la carte en figure 10.5-(a) montre la présence d'un vestige de supernova disposé au nord-ouest et au sud-est du pulsar. À plus haute énergie, des jets symétriques ont été observés et des images précises ont été obtenues par l'observatoire spatial Chandra [169]. Enfin, aux γ de très haute énergie, les photons proviennent d'une région de forme allongée dont l'axe principal est orienté parallèlement au jet créé par le pulsar [78].

Après des observations à plusieurs longueurs d'onde, une distribution spectrale a été établie, s'étendant des ondes radios jusqu'au téraélectronvolt [171]. La figure 10.6 présente ces résultats, ajustés par différents modèles, l'un hadronique, l'autre électronique. Cependant, le manque d'informations dans certains domaines, la gamme du gigaélectronvolt notamment, ne permet pas encore, à l'heure actuelle, de choisir clairement entre ces deux modèles. Il est donc nécessaire dans la mesure du possible, d'abaisser le seuil en énergie pour contraindre un peu plus ces modèles.

Suite à une première campagne d'observations au TeV avec le détecteur de rayons γ H.E.S.S., la morphologie de la source avait été analysée, avec une reconstruction géométrique de la direction des γ incidents et une sélection par méthode des moments réduits, mais surtout un seuil sur la charge très élevé : 400 pe. Depuis de nouvelles données ont été acquises et la reconstruction des événements ainsi que la sélection à basse énergie ont été grandement améliorées avec la méthode X_{eff} . Les premiers résultats d'une analyse avec des seuils en énergie à 40 et 80 pe sont présentés ici.

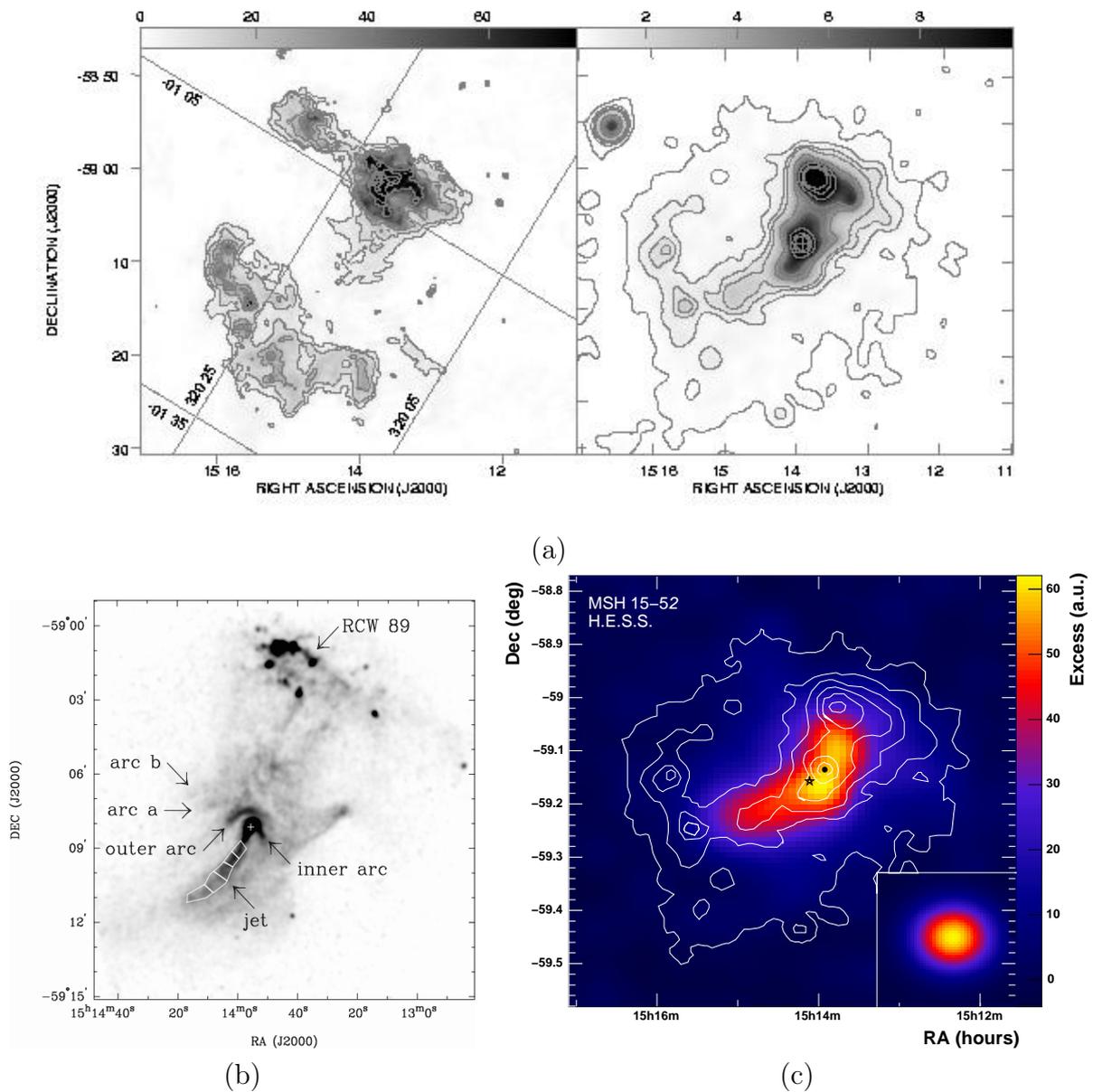


FIGURE 10.5 – Observations de la source MSH 15-52 à différentes longueurs d’onde. (a) - À gauche : en radio à 1,4 GHz, mettant en évidence le reste de la supernova à l’origine du pulsar. À droite : en X avec ROSAT. Les cartes sont tirées de Dubner et al. [168]. (b) - Observations en X avec Chandra, grâce auxquelles ressortent la nébuleuse formée d’un jet dirigé vers le sud-est, et un disque dans un plan perpendiculaire [169]. (c) - Cartes en γ de très haute énergie obtenues par H.E.S.S. [78] avec un seuil en charge très élevé (400 pe).

10.3.2 Les observations

En incluant les 22 heures de données obtenues lors d’une première campagne d’observations, et après sélection des données, l’analyse portera, après une sélection sur la qualité des acquisitions et après la déduction des temps morts, sur 60,6 heures. Au vu des précédentes observations, le rayon de la région analysée a été porté à $0,28^\circ$, afin d’inclure l’ensemble des γ émis par MSH 15-52.

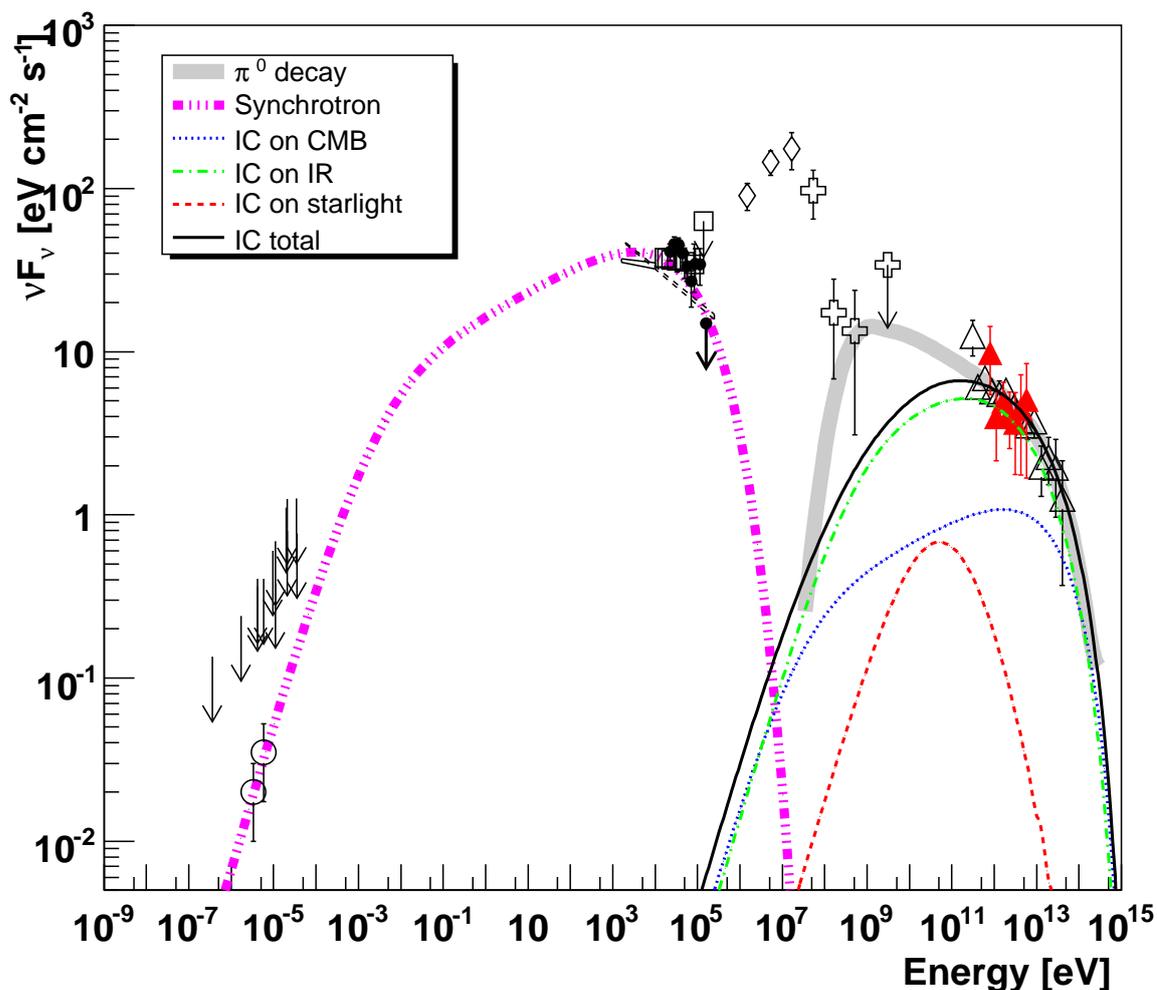


FIGURE 10.6 – Distribution spectrale en énergie pour MSH 15-52 [171]. Les données utilisées proviennent des observatoires : H.E.S.S. (triangles vides), CANGAROO-III (triangles pleins), EGRET (croix), COMPTEL (losanges), RXTE (région fermée en pointillé), INTEGRAL (cercles pleins), BeppoSAX (carrés vides et région fermée en trait fin), Chandra (région fermée en trait épais), ATCA (cercles vides).

Le flux émis par MSH 15-52 est égal à approximativement 15% du flux observé pour le Crabe. Par conséquent, la sélection et la reconstruction sont opérées avec la méthode X_{eff} en utilisant deux jeux différents de coupure, adaptés à des sources d'intensités comparables et se distinguant par le seuil imposé sur la charge, et donc sur l'énergie. Les valeurs utilisées sont résumées dans la table 10.3.

Enfin le fond résiduel est estimé par la méthode de l'anneau que ce soit pour le calcul du spectre ou la création des cartes du ciel. L'estimation du fond, plus précise, rend l'excès observé sensiblement plus significatif.

10.3.3 Résultats

L'augmentation importante du temps d'observation apporte un gain considérable du point de vue statistique : l'analyse à bas seuil permet la détection d'un excès de 4933 γ , représentant une déviation statistique de $45,5\sigma$; l'analyse à haut seuil donne des résultats analogues : avec

| | | |
|------------|-----------|-------|
| Seuil bas | Charge | 40 pe |
| | η | 0,1 |
| | X_{eff} | 0,3 |
| Seuil haut | Charge | 80 pe |
| | η | 0,1 |
| | X_{eff} | 0,3 |

TABLE 10.3 – Jeux de coupures utilisés pour l’analyse de MSH 15-52

4457 γ et une déviation de $47,7\sigma$. En comparaison, l’application de la méthode des moments réduits avec une coupure standard sur une source ponctuelle (région d’intégration de $0,11^\circ$ de rayon, où l’intensité est la plus élevée) donnait un excès significatif à 25σ .

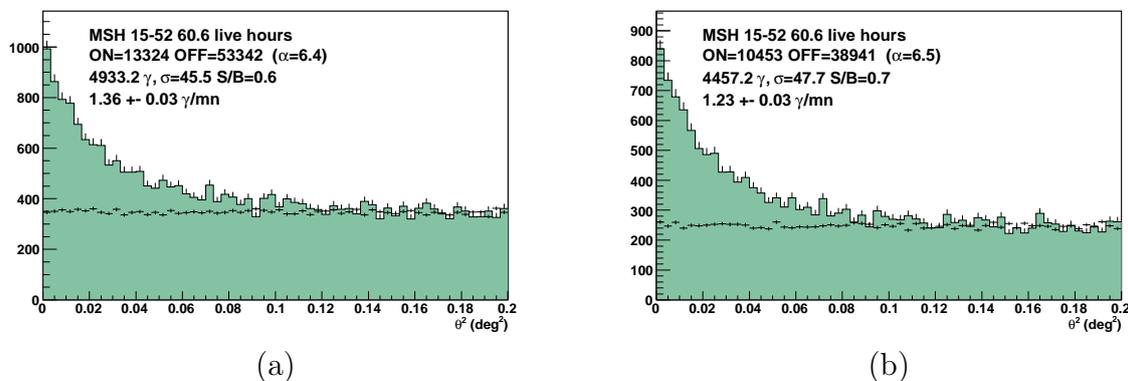


FIGURE 10.7 – Distributions en fonction du carré de la distance au centre de la source pour les deux jeux de coupures : (a) - le seuil bas, (b) - le seuil haut. Les résultats statistiques de l’analyse dans la région de $0,28^\circ$ centrée sur la position du pulsar sont également affichés.

À partir de l’analyse en haut seuil, une carte du flux a été calculée. Elle est exposée en figure 10.8. Le centre de gravité de l’émission, situé en $\alpha=15^h14^m07^s$ et $\delta=-59^\circ09'36''$ dans le système J2000, est décalé de 0.035° de la position du pulsar soit la moitié du rayon de la région définie par la réponse du détecteur à une source ponctuelle, et parfaitement compatible avec la position du centre de gravité trouvée pour un seuil à 400 pe.

En raison d’une résolution plus faible pour les basses énergies, la nébuleuse au TeV apparaît comme une ellipse dont le grand axe forme un angle de 43° avec l’axe de l’ascension droite, légèrement inférieur à la valeur donnée dans Gaensler et al. [172] entre l’axe formé par les jets de part et d’autre du pulsar, et celui de l’ascension droite : $60^\circ \pm 5^\circ$. Cette différence rejoint les résultats obtenus lors des précédentes observations de H.E.S.S. L’explication pourrait tenir dans le fait que le jet vu en rayons X est clairement courbé, probablement dû à un développement dans un milieu inhomogène ou à un fort champ magnétique. MSH 15-52 présente une nette différence d’extension le long des deux axes : d’après les distributions obtenues le long des deux axes, la longueur de la source atteint $16,2 \pm 0,4'$ et sa largeur $11,0 \pm 0,2'$. Cette dernière, proche en largeur de la réponse du détecteur, laisse à penser que l’émission γ a pour origine les particules accélérées dans le jet du pulsar.

Ainsi qu’il en avait été de G0.9+0.1, le spectre de MSH 15-52 a été ajusté par différentes distributions : une loi de puissance, une loi de puissance brisée, et enfin une loi de puissance avec coupure exponentielle. Les résultats des ajustements pour les deux analyses en bas et haut

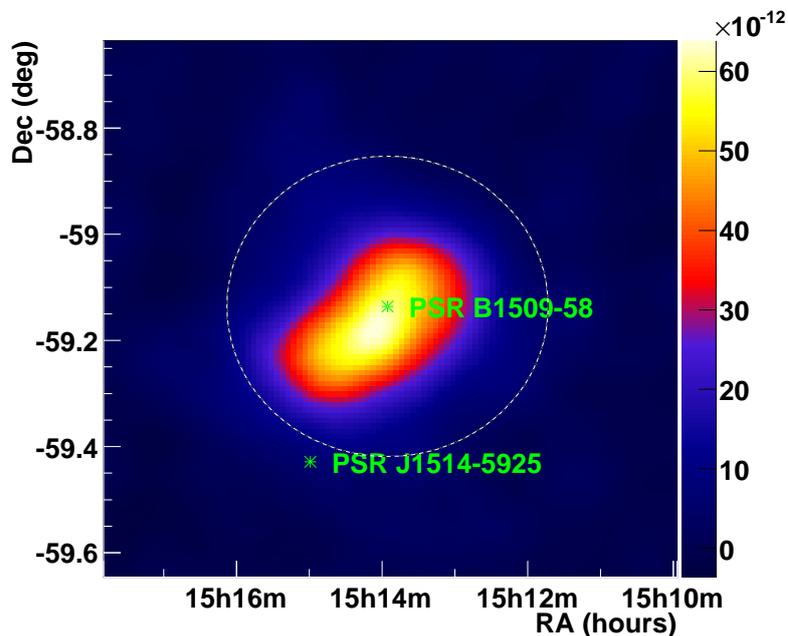


FIGURE 10.8 – Cartes du flux autour de MSH 15-52, exprimé en $\gamma.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. La carte, issue d'une analyse avec un seuil de 80 pe est convoluée par la réponse du détecteur à une source ponctuelle, qui s'apparente à une gaussienne à deux dimensions, de largeur $0,072^\circ$. Le cercle indique la région analysée, centrée sur la position du pulsar.

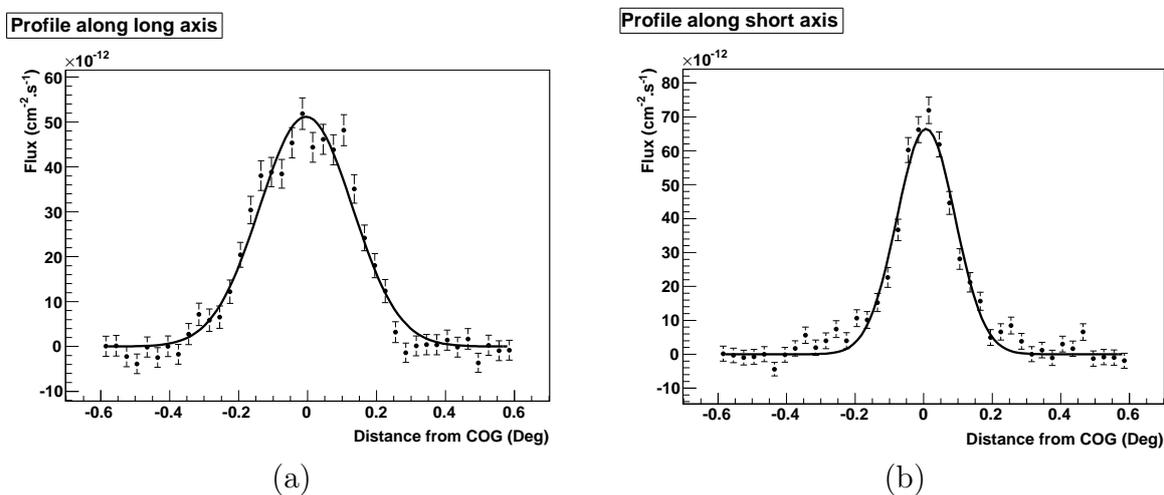


FIGURE 10.9 – Distribution du flux le long du grand axe (à 43° de l'axe en ascension droite) et du petit axe de MSH 1552. Ces deux axes passent par le centre de gravité de l'émission : $\alpha=15^{\text{h}}14^{\text{m}}07^{\text{s}}$ et $\delta=-59^\circ09'36''$. Chaque point correspond au flux intégré sur une région de $0,15^\circ$ de part et d'autre de l'axe. (a) - Distribution selon le grand axe, du sud-est à gauche, au nord-ouest à droite. La distribution est ajustée par une gaussienne de demi-largeur égale à $0,0135 \pm 0,003^\circ$. (b) - Distribution selon le petit axe, du nord-est à gauche, au sud-ouest à droite. La distribution est ajustée par une gaussienne de demi-largeur égale à $0,084 \pm 0,002^\circ$.

seuils, sont détaillés dans la table 10.4.

Ces résultats révèlent tout d'abord un très net rejet de la première hypothèse. Avec des rapport χ^2 par nombre de degrés de liberté N_{dl} égaux à 91,6/28 pour l'analyse à 40 pe et 86,2/28 pour l'analyse à 80 pe, le spectre est mal ajusté par une distribution en loi de puissance, particulièrement pour cause d'un déficit en photons aux plus hautes énergies. Par conséquent, les deux autres solutions semblent plus probables.

Une première comparaison visuelle entre les résultats obtenus pour les deux distributions, est présentée sur la figure 10.10. On remarquera que, pour un seuil à 40 pe, le spectre est limité à haute énergie : la pré-sélection opérée sur les angles entre les directions reconstruites en est la cause. En effet, avec ce seuil, les directions sont reconstruites avec moins de précision, particulièrement à haute énergie. Les γ sont plus fortement rejetés. Si les courbes semblent toutes deux acceptables, les valeurs obtenues lors des ajustements apportent des informations supplémentaires. Avec des χ^2 par degré de liberté plus proches de l'unité, l'ajustement avec une loi de puissance brisée est probant. Des différences importantes demeurent néanmoins entre les valeurs obtenues avec les analyses en bas et haut seuils. Si les variations du flux intégré $\Phi(> 1 \text{ TeV})$ et de l'indice spectral de la première loi de puissance Γ_1 semblent acceptables, elles le sont moins concernant l'énergie E_b à laquelle a lieu la brisure et l'indice spectral de la seconde loi de puissance Γ_1 .

Au contraire les résultats obtenus pour la loi de puissance avec une coupure exponentielle sont extrêmement stables. Avec des χ^2 par degré de liberté très proches de l'unité, cette dernière option donne les résultats les plus probants : les γ sont distribués en énergie selon une loi de puissance d'indice $\Gamma = 2,06 \pm 0,05$ et de normalisation à 1 TeV $N_0 = 7,13 \pm 0,22 \cdot 10^{-8} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ avec une coupure exponentielle à partir d'une énergie $E_{CutOff} = 11,9 \pm 2,2 \text{ TeV}$. Le flux intégré au dessus de 1 TeV $\Phi(> 1 \text{ TeV})$ vaut donc $5,13 \pm 0,29 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La puissance rayonnée par la nébuleuse vaut environ $10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ dans cette gamme d'énergie, dans l'hypothèse où l'estimation de la distance du pulsar est correcte. Cette luminosité est associée à un facteur de conversion de l'énergie de rotation du pulsar en γ égal à 0,6% environ, très supérieur à la valeur obtenue pour le Crabe ($\sim 0,016\%$). L'émission, coïncidant avec les observations en rayons X, suggère une origine leptonique du signal détecté à très haute énergie. L'existence d'une cassure à $\sim 5,6 \pm 1,2 \text{ TeV}$ vient donner une confirmation des résultats précédemment obtenus. En effet, Aharonian et al. [78] ont mis en évidence une distribution en loi de puissance des électrons, associée à un champ magnétique de $17 \mu\text{G}$. La valeur de l'intensité du champ, combinée à l'âge du pulsar, suggérerait la présence d'une coupure exponentielle à 3 TeV dans le spectre de MSH 15-52 aux très hautes énergies, non détectée à l'époque faute d'une statistique suffisante.

Quant à l'asymétrie de la source par rapport au pulsar, différentes hypothèses ont été émises : un effet Doppler appliqué aux deux jets [173], ou plus simplement une asymétrie du milieu ambiant, suggérée par la présence du reste de supernova RCW 89 au nord-ouest du pulsar.

Avec un seuil en énergie plus bas, il sera très intéressant de comparer ces résultats avec les différentes modélisations étudiées jusqu'ici, et peut-être cela permettra-t-il de discriminer entre les deux types principaux : leptonique ou hadronique.

10.4 Discussion

Contrairement à Vela X, les nébuleuses MSH 15-52 et G0.9+0.1 sont jeunes et ont donc eu relativement peu de temps pour évoluer. Cela se voit par une morphologie moins complexe (source ponctuelle pour G0.9+0.1, et forme allongée dans le prolongement du jet pour MSH 15-

| | | |
|---|------------------------------|---|
| Loi de puissance - 40 pe | | |
| $N_0 = 6,04 \pm 0,16$ | $\Gamma = 2,34 \pm 0,03$ | $\Phi(> 1 \text{ TeV}) = 4,52 \pm 0,14$ |
| $\chi^2/N_{dl} = 91,6/28$ | | |
| Loi de puissance - 80 pe | | |
| $N_0 = 6,32 \pm 0,15$ | $\Gamma = 2,34 \pm 0,02$ | $\Phi(> 1 \text{ TeV}) = 4,70 \pm 0,11$ |
| $\chi^2/N_{dl} = 86,2/28$ | | |
| Loi de puissance brisée - 40 pe | | |
| $N_0 = 6,15 \pm 0,17$ | $\Gamma_1 = 2,20 \pm 0,03$ | $E_b = 7,79 \pm 1,23$ |
| $\chi^2/N_{dl} = 35,2/26$ | $\Gamma_2 = 3,8 \pm 0,5$ | $\Phi(> 1 \text{ TeV}) = 4,88 \pm 0,21$ |
| Loi de puissance brisée - 80 pe | | |
| $N_0 = 6,40 \pm 0,16$ | $\Gamma_1 = 2,20 \pm 0,04$ | $E_b = 5,61 \pm 1,23$ |
| $\chi^2/N_{dl} = 36,2/26$ | $\Gamma_2 = 3,12 \pm 0,21$ | $\Phi(> 1 \text{ TeV}) = 5,05 \pm 0,22$ |
| Loi de puissance avec coupure exponentielle - 40 pe | | |
| $N_0 = 7,11 \pm 0,28$ | $\Gamma = 2,0 \pm 0,06$ | $\Phi(> 1 \text{ TeV}) = 5,04 \pm 0,29$ |
| $\chi^2/N_{dl} = 28,16/27$ | $E_{CutOff} = 9,48 \pm 1,82$ | |
| Loi de puissance avec coupure exponentielle - 80 pe | | |
| $N_0 = 7,13 \pm 0,22$ | $\Gamma = 2,06 \pm 0,05$ | $\Phi(> 1 \text{ TeV}) = 5,13 \pm 0,29$ |
| $\chi^2/N_{dl} = 28,0/27$ | $E_{CutOff} = 11,9 \pm 2,2$ | |

TABLE 10.4 – Ajustements du spectre de MSH 15-52. Les unités utilisées ici sont pour N_0 : $10^{-8}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1}$, pour E_b et E_{CutOff} : le TeV, et pour $\Phi(> 1 \text{ TeV})$ le flux intégré au dessus de 1 TeV : $10^{-12}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Les autres paramètres sont sans unité.

52). L'intérêt de ces deux sources vient surtout de leur spectre et de la rupture observée dans leur deux distributions. Dans le cas de G0.9+0.1, bien que l'émission diffuse mesurée par H.E.S.S. [80] semble être particulièrement peu intense autour de cette position, la cassure observée demande une étude plus approfondie. L'analyse X_{eff} a permis dans ce domaine d'apporter de nouveaux résultats dans l'analyse spectrale de ces deux nébuleuses : la présence d'un pic d'émission à une énergie de $1,20 \pm 0,27$ TeV dans le cas de G0.9+0.1, et une confirmation d'une cassure à une énergie de $5,6 \pm 1,2$ TeV pour MSH 15-52, bien qu'il soit difficile, uniquement à partir du spectre aux très hautes énergies, de faire la distinction entre les deux formes spectrales (loi de puissance brisée ou coupure exponentielle) qui peuvent aussi bien signifier une limite supérieure à l'énergie atteinte par les particules responsables de l'émission, ou un vieillissement des électrons par rayonnement synchrotron. L'extension du spectre vers les basses énergies pourrait apporter des contraintes supplémentaires sur les modèles d'émission du rayonnement γ . Dans la distribution en énergie, présentée sur la figure 10.6, la dégénérescence semble être complètement levée en dessous de quelques centaines de GeV. Une modélisation est ici nécessaire pour étayer cette hypothèse.

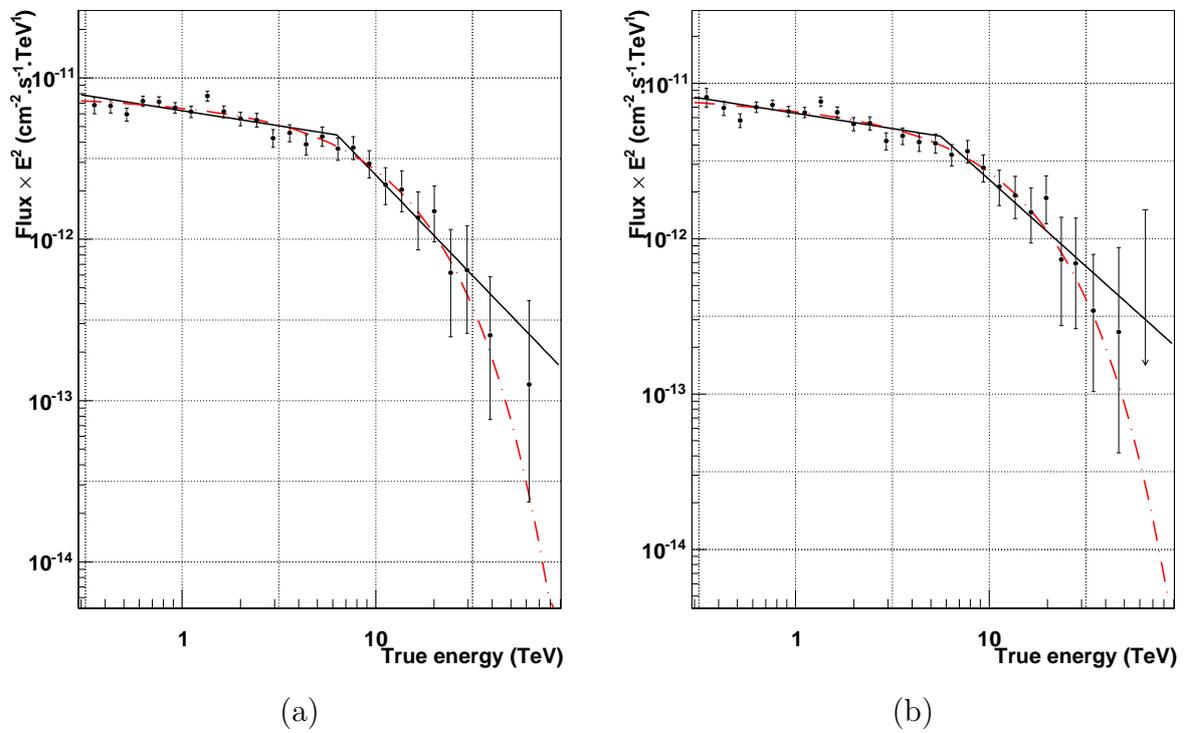


FIGURE 10.10 – Comparaison des spectres obtenus pour MSH 15-52 à 40 pe (a) et à 80 pe, ajustés par une loi de puissance brisée (en noir continu) et une loi de puissance avec coupure exponentielle (en rouge tiret-point).

Sixième partie

Nouveaux développements dans H.E.S.S.

11

H.E.S.S. en phase II

11.1 Présentation

11.1.1 Les objectifs

L'expérience H.E.S.S., durant la phase I, a définitivement démontré la puissance et la valeur de la méthodologie expérimentale des imageurs Tcherenkov pour l'observation de rayons γ de très haute énergie. H.E.S.S. a également permis la découverte de nombreuses sources de rayons γ , situées pour la plupart dans le plan de la galaxie. Cependant les performances de ce système sont limitées aux événements d'énergies comprises entre quelques centaines de GeV et quelques dizaines de TeV. La limite de la sensibilité aux hautes énergies est simplement due à un flux trop faible ; pour améliorer la sensibilité, il faut augmenter la surface efficace du détecteur en multipliant le nombre de télescopes. À basse énergie, la limite est imposée par les caractéristiques du détecteur. En effet, le seuil en énergie E_{Seuil} est défini empiriquement par :

$$E_{Seuil} \propto \sqrt{\frac{\Omega \Delta t \Phi_{NSB}}{A \epsilon}} \quad (11.1)$$

où Ω est l'angle solide observé par un photomultiplicateur, Δt le temps d'intégration, Φ_{NSB} le flux de bruit de fond de ciel, A la surface de collection du détecteur, et ϵ l'efficacité de collection du système (atmosphère, miroir et caméra). Ainsi, pour abaisser le seuil en énergie, il suffit d'augmenter la taille du miroir primaire du télescope, ou de réduire le champ de vue observé par chaque pixel. Cependant, à ces énergies, l'élimination des rayons cosmiques durant l'analyse est plus difficile. Trois raisons expliquent cela : la présence à une énergie de quelques dizaines de gigaélectronvolts d'une fraction plus importante d'électrons cosmiques qui produisent des images Tcherenkov dans la caméra, des fluctuations de la géométrie et de l'intensité des images qui rendent la réduction du fond hadronique plus difficile, et des effets géomagnétiques plus importants dont dépend l'évolution des gerbes atmosphériques. Les distributions en énergie variant en loi de puissance, la statistique à basse énergie est plus importante, aussi bien pour le signal que pour le fond. Cependant l'indice spectral des rayons cosmiques, $\sim 2,7$, est plus élevé que celui des sources galactiques, généralement entre 2 et 2,5. Le nombre d'événements du

fond augmente donc plus rapidement, réduisant par conséquent la sensibilité à ces énergies. La solution idéale pour sonder le domaine du GeV serait un système complémentaire de télescopes de plus grand diamètre, et fonctionnant en stéréoscopie : de grands miroirs collectent plus de lumière en provenance d'une gerbe, et la stéréoscopie permet d'améliorer la résolution angulaire et celle en énergie.

Plusieurs solutions [174] ont été étudiées, mais pour des raisons économiques évidentes, un seul projet a pu être mis en œuvre. Le choix s'est porté sur la construction d'un grand télescope, placé au centre du carré formé par les quatre télescopes déjà existants (voir l'image en figure 11.1), avec un seuil en énergie de quelques dizaines de GeV. Ce compromis ne permet pas les performances du système stéréoscopique de la phase I de H.E.S.S. aux énergies du TeV mais il apporte la possibilité d'explorer un nouveau domaine et d'étudier les problématiques associées à l'application de l'imagerie Tcherenkov au GeV. Du point de vue scientifique différents arguments viennent expliquer ce choix.



FIGURE 11.1 – Montage représentant le télescope de la phase II au milieu des quatre télescopes de la phase I.

Tout d'abord, de nombreuses sources sont attendues à ces énergies : les observations du télescope Fermi du MeV au GeV en ont révélées, ou confirmées [175, 176]. Dans ces listes certaines sources n'ont pas été détectées au TeV jusqu'à présent. 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.

Un premier point réside dans la détection de nouvelles sources ponctuelles telles que les noyaux actifs de galaxies. Souvent situés à des distances importantes, le spectre d'émission est alors décalé vers le rouge (un photon émis à une énergie donnée est observé à une énergie plus basse), du fait de l'expansion de l'univers. Cet effet est d'autant plus important que la source se situe loin de l'observateur. Abaisser le seuil en énergie du détecteur permet d'étendre les observations à des sources plus éloignées, et par conséquent, d'augmenter le nombre de sources détectables. Les mesures de EGRET mais surtout les dernières observations de Fermi à quelques dizaines GeV ont confirmé la possibilité d'observer également des sursauts γ (GRBs) avec un détecteur avec une très grande surface efficace, comparée à celle des satellites.

Dépassant le cadre de la simple détection, l'observation du ciel dans ce domaine d'énergies présente d'autres atouts. 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. À plus basse énergie au contraire, la forme des spectres diffère sensiblement (voir figure 1.8). Dans le cas des nébuleuses de pulsar, pour lesquelles la part de l'émission hadronique est supposée moins importante, le pic d'émis-

sion Compton-inverse est rarement mis évidence au TeV, Vela X faisant figure d'exception. Par contre il sera plus probable de l'observer à plus basse énergie. Abaisser le seuil permettrait également la détection des pulsars et des systèmes binaires. Les modèles théoriques prédisent une coupure du spectre à une énergie en dessous de la gamme couverte par H.E.S.S.

Représentant environ 25% de la masse de l'univers, la matière noire, sous forme de WIMP (pour Weakly Interactive Massive Particles) telles que le neutralino, particule stable la plus légère prédite par la théorie supersymétrique, représente également un objectif scientifique de plus grande importance pour l'astronomie γ . L'émission de γ lors de l'annihilation de WIMP en provenance d'un satellite de la Voie Lactée (les nuages de Magellan par exemple) provoquerait une déformation du spectre électromagnétique dans la gamme des hautes ou des très hautes énergies. Par exemple, l'annihilation de neutralino, en deux γ produirait une raie fine dans le spectre à une énergie égale à la moitié de la masse de cette particule, comprise entre 50 GeV et quelques TeV, selon les modèles.

Un point essentiel concerne enfin l'étalonnage entre les différents 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 permet de corriger ces erreurs. Or le domaine en énergie de l'observatoire Fermi s'arrête où celui de H.E.S.S. commence, c'est-à-dire quelques centaines de GeV. Avec ce cinquième télescope complétant les quatre premiers, l'expérience en phase II observera le ciel entre quelques dizaines de GeV et quelques dizaines de TeV, permettant le recouvrement des domaines d'énergies. Sa construction a débuté en 2006 et devrait s'achever en 2010.

11.1.2 Caractéristiques du télescope

Ce télescope reprend en partie les caractéristiques de ses prédécesseurs : structure en acier, monture alt-azimutale, mais il diffère par ses dimensions, un poids de 560 tonnes, un miroir d'une surface totale de 596 m² pour un diamètre de 28 mètres, une longueur focale égale à 36,74 mètres.

La structure est composée de trois parties distinctes (figure 11.2) : la monture, le réflecteur et le quadripode avec la caméra.

11.1.2.1 La monture

Une monture alt-azimutale se déplace sur un rail de 36 mètres de diamètre. Le poids total est reparti sur six bogies, chacun contenant deux roues en contact avec le rail. La monture est reliée au support des miroirs par un axe, situé à 24 mètres au dessus du sol permettant le déplacement en altitude. Le déplacement de la structure est assuré, pour chaque axe, par quatre servo-moteurs d'une puissance de 24 kW. Le télescope peut tourner en azimut sur 540° avec une vitesse maximale de 200° par minute. En altitude, la position du télescope est limitée entre -32° en position de garage et 180°, avec une vitesse maximale de 100° par minute. La précision du pointé est d'environ 10 arcsecondes.

11.1.2.2 Le réflecteur

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

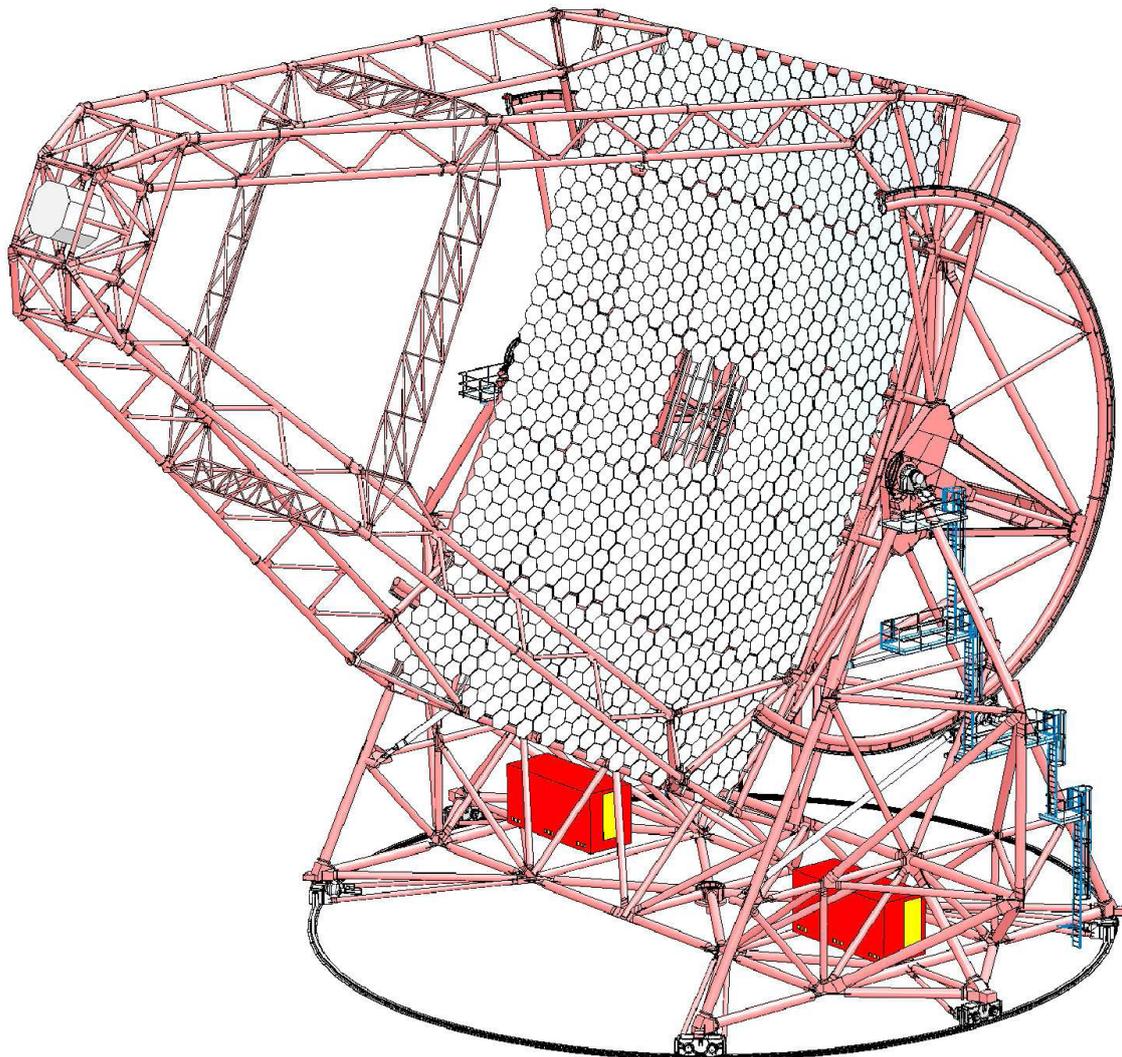


FIGURE 11.2 – Schéma du télescope de H.E.S.S. II.

Tcherenkov. En conséquence, les aberrations de coma plus importantes dans une configuration parabolique limitent le champ de vue à $3,2^\circ$ de diamètre.

Le réflecteur est en fait une mosaïque de 24 mètres de large par 32 mètres de haut (figure 11.3-(a)), composée de 850 miroirs hexagonaux de 90 centimètres de large (figure 11.3-(b)). 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 $1,6^\circ$ de l'axe optique [177].

11.1.2.3 Instrumentation dans le plan focal

Le système d'enregistrement, la caméra, est placé dans le nez d'un quadripode à la distance focale du réflecteur (36,74 m). Reprenant le concept d'un échantillonnage fin des images, la caméra contient 2048 photomultiplicateurs de fonctionnement similaire à celui des capteurs

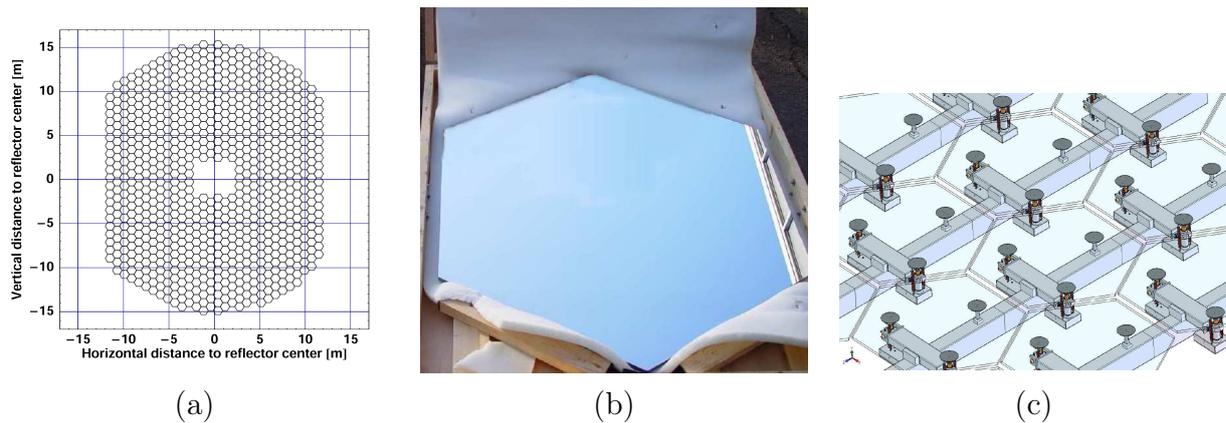


FIGURE 11.3 – (a) Réflecteur et ses 850 miroirs. (b) Miroir hexagonal utilisé pour H.E.S.S. II [178]. (c) Mécanisme pour l’alignement des miroirs [179].

utilisés pour la phase I. Le diamètre du champ de vue observé par chaque photomultiplicateur vaut environ $0,07^\circ$, légèrement supérieur au diamètre de la réponse à une source ponctuelle. Afin d’augmenter la surface de collection, des cônes de Winston sont placés devant les capteurs. La caméra contient également l’ensemble de l’électronique de traitement, 128 tiroirs assurent cette opération : chacun gère 16 photomultiplicateurs. En incluant les systèmes de contrôle et de refroidissement, la caméra pèse environ 3,5 tonnes ; elle applique par conséquent de fortes contraintes sur les structures du télescope.

11.1.2.4 Système d’auto-focus et déchargement

Du fait des dimensions exceptionnelles de ce cinquième télescope, une nouvelle difficulté s’est ajoutée lors de la phase de développement. En effet, 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. I, 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. en phase II possède une focale plus grande (plus de 36 mètres), et il fonctionne dans une gamme d’énergies plus basses. Par conséquent un système de mise au point a dû être développé pour conserver l’image d’une source ponctuelle aussi petite que possible. Ce système est visible sur la figure 11.4. Développé au LAPP¹, il permet d’effectuer une translation de la caméra le long de l’axe optique sur un intervalle d’une vingtaine de centimètres. Pendant les observations, la mise au point sera faite automatiquement, après un étalonnage initial. Une autre contrainte est apportée par la taille de la caméra et du nez qui la supporte. Il est en effet peu aisé de construire un abri de cette dimension pour protéger la caméra en dehors des observations, mais pire encore l’accès au nez est difficile, limitant ainsi les possibilités pour l’entretien de la caméra. La solution choisie est donc le déchargement de la caméra à la fin des observations. Pour cela, un chariot entièrement automatisé (figure 11.5) a été conçu et réalisé au LAPP également. Avec le télescope garé (pointant vers le sud, avec une altitude de -32°) et bloqué, le chariot vient prendre la caméra, la range dans un abri, et installe sur le nez du télescope une fausse caméra, de poids équivalent. Celle-ci a deux utilités. Tout d’abord, elle empêche la structure du télescope de retrouver sa forme originale et limite les contraintes appliquées sur la pièce bloquant le télescope. Elle pourrait également servir pour

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

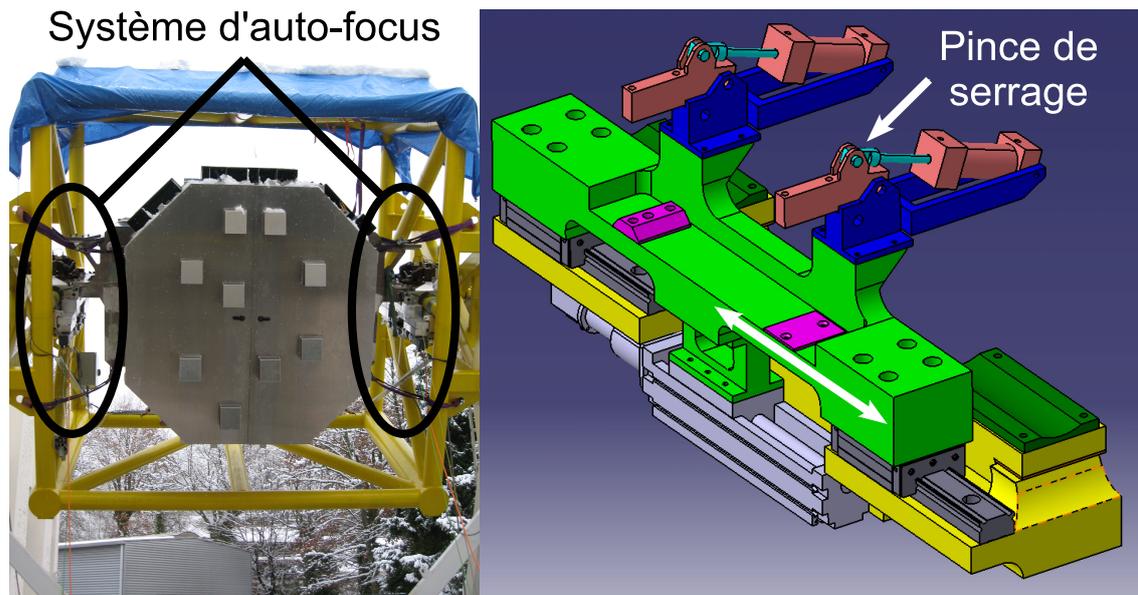


FIGURE 11.4 – (a) Système de mise au point : deux systèmes symétriques sont situés de part et d'autre de la caméra (à gauche), composés d'un moteur assurant le déplacement sur un rail le long de l'axe optique (flèche blanche), et de deux pinces hydrauliques pour le maintien de la caméra (Photographie et schéma du LAPP : janvier 2008).

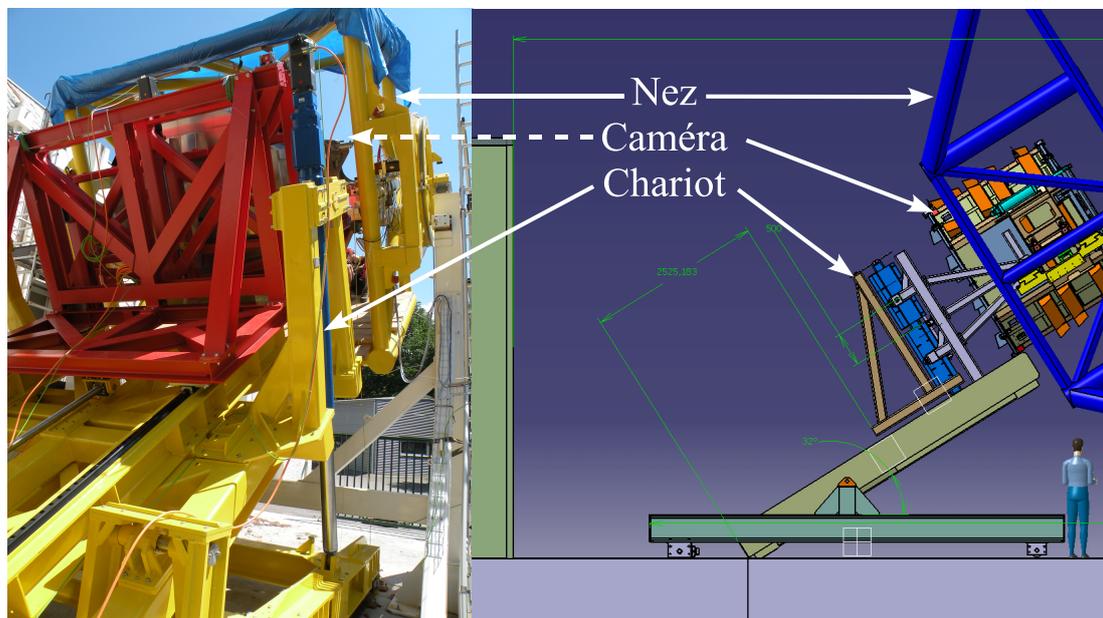


FIGURE 11.5 – Photographie et schéma du chariot de déchargement de la caméra en position pour sortir la caméra du nez du télescope (Photographie et schéma du LAPP : juillet 2008).

tester différents capteurs, avec d'autres systèmes électroniques, et cela sans avoir à modifier la caméra originale.

11.2 Acquisition des données

11.2.1 Électronique de la caméra

Bien que comparable à l'électronique de H.E.S.S. I, de nouvelles contraintes ont été apportées à celle de H.E.S.S. II pour l'acquisition des données. En effet, à ces énergies, le flux de rayons cosmiques, γ inclus, est beaucoup plus important. De plus, le fonctionnement avec un seul télescope ne permet pas de réduire le nombre de muons et de protons. Pour ces raisons, la caméra a été conçue pour avoir un taux de déclenchement de 5 kHz et une fraction de temps mort inférieure à 10%. De plus, avec la surface du réflecteur plus importante, la gamme dynamique des photomultiplicateurs a été étendue de 1 à 5000 photoélectrons (pe). Elle est divisée en deux gammes : entre 1 et 100 pe pour l'étude des signaux faibles et entre 50 et 5000 pour des signaux plus intenses. Deux voies sont donc utilisées, sur lesquelles un facteur d'amplification est appliqué. Il vaut 1 pour la voie en bas gain et 50 pour la voie en haut gain.

L'électronique d'acquisition est contenue dans un tiroir composé de deux cartes analogiques et une carte dite de "slow control". Ces dernières contrôlent différents paramètres du tiroir, tels que la température, les différentes hautes tensions appliquées, le seuil de déclenchement. Les cartes analogiques sont chargées du traitement des données issues des photomultiplicateurs. Chacune est capable de traiter 16 voies correspondant aux signaux en haut et bas gains de 8 photomultiplicateurs. Pour chaque voie, le signal est échantillonné par des mémoires analogiques SAM (pour Swift Analog Memory) de 256 cellules. La fréquence d'échantillonnage est d'environ 1 GHz. Par rapport aux ARS utilisés dans H.E.S.S. I, ces mémoires permettent un gain en temps important grâce à un traitement en parallèle des 16 voies. En sortie, les informations sont envoyées vers une FIFO (pour First In, First Out) chargée de les chaîner. Elle sert également de mémoire tampon pour amortir les fluctuations du taux de déclenchement d'une part, et pour laisser du temps pour décider de déclencher ou non les caméras d'autre part. L'ensemble des opérations est contrôlé par un circuit logique programmable (ou FPGA).

Grâce à ce système, le temps de traitement des données au niveau du FPGA est réduit à 10 μ s dans le cas où l'événement est accepté [180]. Les informations sont alors transmises vers l'ordinateur central via une connexion ethernet. Ce temps est réduit à 600 nanosecondes lorsque l'événement est rejeté. Cet aspect met en évidence l'importance du système de déclenchement sur la fraction de temps mort durant les observations.

11.2.2 Système de Déclenchement

Afin de réduire au maximum 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 de groupement de photomultiplicateurs éclairés.

Le premier niveau fonctionne de manière analogue au système de déclenchement dans H.E.S.S. I. La caméra est en effet divisée en secteurs de 64 photomultiplicateurs, au nombre de 99. Ces secteurs se recouvrent partiellement, à raison de 16 photomultiplicateurs horizontalement, et 32 verticalement. Lorsque, dans un secteur donné, un nombre de capteurs dépassant un certain seuil est atteint, un premier signal, noté L1A est émis et la procédure du second niveau de déclenchement est alors amorcée. Après études, il s'avère qu'un seuil établi à 4 pe pour au moins quatre photomultiplicateurs [181] réduit le taux de déclenchement sur des hadrons à moins de 4 kHz, tout en se protégeant efficacement du bruit de fond de ciel.

Après ce premier rejet des images inutilisables, un second critère est appliqué pour réduire encore le taux de déclenchement sur les hadrons de la caméra. Le deuxième niveau, noté L2, porte sur l'étude de la morphologie de l'image obtenue suite au nettoyage précédent. Si l'application d'un second seuil à 7 pixels sur 3 photomultiplicateurs voisins permet un rejet de près de 70% des hadrons, des méthodes plus fines sont en cours d'études. L'application d'un réseau de neurones sur les paramètres de Hillas (longueur et largeur de l'image par exemple) permet un rejet des hadrons dépassant 80%, tout en conservant plus de 80% des γ . Lorsqu'une image vérifie les critères de sélection, un signal est envoyé, et le processus d'enregistrement des données est amorcé.

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.

11.2.3 Performance du système

Les objectifs de H.E.S.S. en phase II sont résumés en figure 11.6. Les courbes sont calculées pour 50 heures d'observation et un excès significatif à 5σ . La sensibilité attendue correspond à quelques pour cent du flux du Crabe pour une énergie comprise entre quelques dizaines et quelques centaines de gigaélectronvolts. Jusqu'à 100 GeV environ, H.E.S.S. fonctionnera en mode mono-télescope, les quatre petits télescopes n'ayant pas la surface de collection suffisante pour qu'un photon puisse être détecté. En mode hybride (détection par le cinquième télescope et par au moins un des quatre autres), dans la gamme d'énergie comprise entre 100 GeV et 1 TeV, le détecteur voit sa sensibilité améliorée, mais également sa reconstruction angulaire. Aux plus hautes énergies, les images obtenues dans la nouvelle caméra sont généralement saturées. C'est pourquoi aucun gain sensible n'est attendu.

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 surtout 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. L'application de nouvelles méthodes multi-variables développées au LAPP ont été étendues à l'analyse des simulations Monte Carlo dans H.E.S.S. II en fonctionnement mono-télescope. Les méthodes, développées par J. Masbou [182, 183], ont été appliquées à la réduction du fond et à la reconstruction de l'énergie des événements γ . En utilisant des réseaux de neurones, on obtient une résolution en énergie de 40% à 30 GeV et 20% à 300 GeV pour un biais inférieur à 5%. La dépendance de la résolution avec l'énergie est montrée sur les figures 11.7-(a) et 11.7-(b) et détaillée dans la thèse de J. Masbou.

Avec un seul télescope, la reconstruction géométrique de la position d'origine du γ incident n'est plus possible. Cependant, des grandeurs telles que l'asymétrie de l'image de la gerbe au foyer des télescopes permettent une reconstruction satisfaisante de la direction du photon. En effet, la figure 11.7-(c) montre une résolution angulaire variant entre $0,25^\circ$ à 30 GeV et $0,15^\circ$ à 300 GeV (la variable R68 correspond au rayon de la région contenant 68% des γ émis par

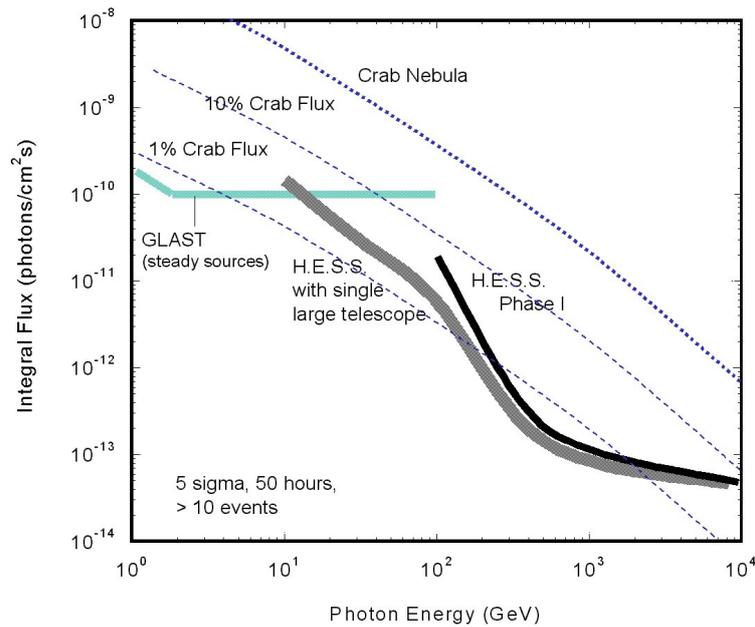


FIGURE 11.6 – Sensibilité de l'expérience H.E.S.S. en phase II [184]. Pour comparaison les sensibilités de H.E.S.S. en phase I et de Fermi (GLAST) ont également été tracées. Ces courbes sont obtenues pour 50 heures d'observation et une détection à 5σ .

une source ponctuelle). La résolution angulaire à 50 GeV dans le cas de H.E.S.S. I n'est que purement informative. Dans le cas de données réelles, ces événements ne sont pas utilisés : la surface efficace est faible et la reconstruction en énergie biaisée.

11.3 Étalonage des photomultiplicateurs

Avant l'assemblage de la caméra de H.E.S.S. II, chaque composant subit différents contrôles visant à vérifier d'une part son bon fonctionnement, et à mesurer d'autre part ses propriétés caractéristiques. Cette phase d'étalonnage concerne bien évidemment les photomultiplicateurs (PM). Du fait du grand nombre de PM à tester, et pour partager les compétences, l'étalonnage a été réalisé sur trois sites différents : au CESR², au LAPP et au LPNHE³. Dans ces trois laboratoires des bancs de test 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), taux de déclenchement post-impulsion et décalage du piédestal en fonction du courant de haute tension (HVI).

11.3.1 Les photomultiplicateurs

11.3.1.1 Description et fonctionnement

Bien que de dimensions légèrement inférieures, les photomultiplicateurs utilisés pour la phase II de H.E.S.S. s'apparentent fortement à ceux présents dans les caméras de la phase I : l'ensemble

2. Centre d'Étude Spatiale du Rayonnement, CNRS - Université Paul Sabatier (Toulouse III).

3. Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies, IN2P3 - CNRS - Université Paris VI et VII.

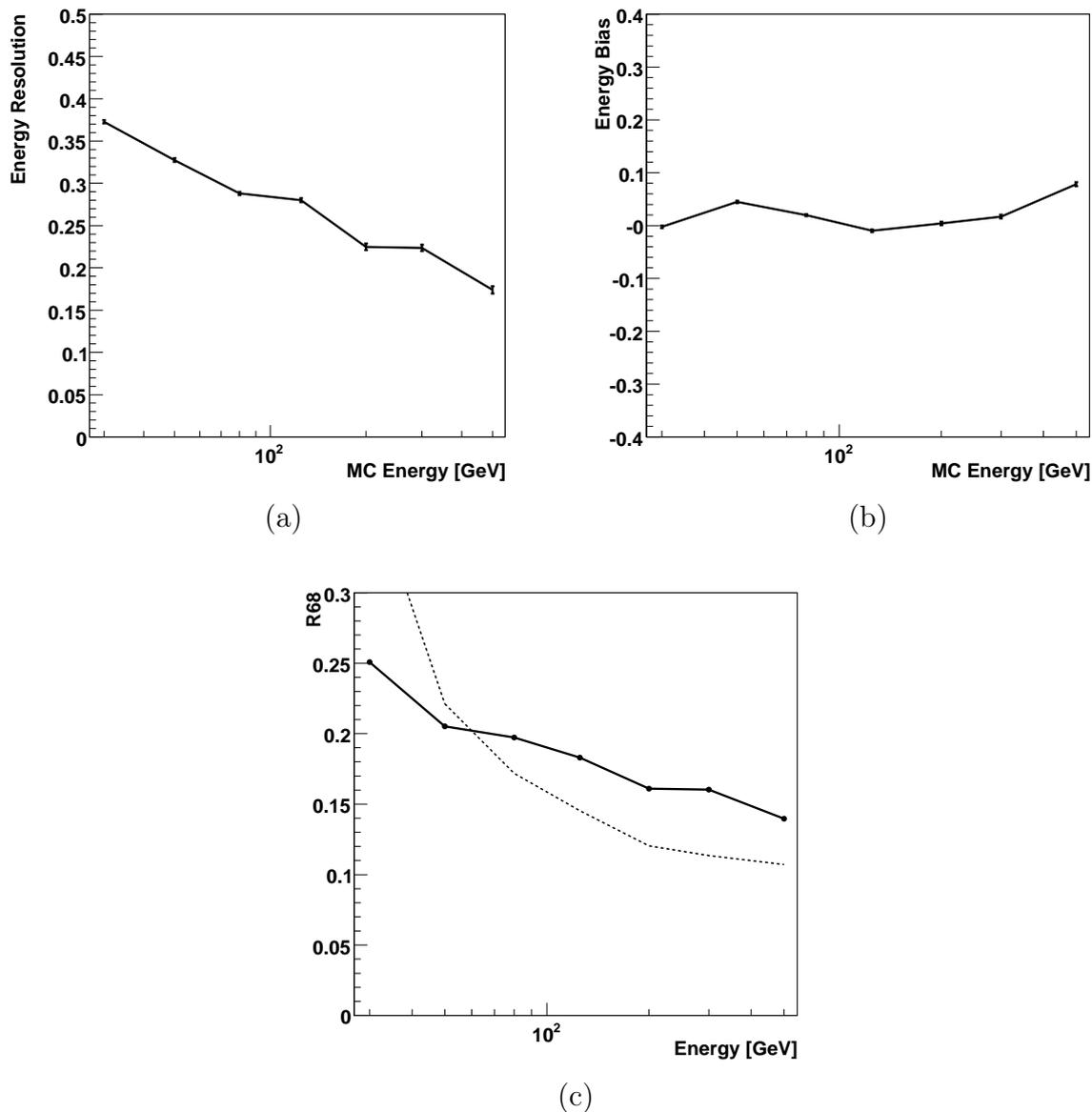


FIGURE 11.7 – Performances attendues pour l'expérience H.E.S.S. II avec le grand télescope seul : (a) - Courbe de résolution en énergie obtenue avec une méthode adaptée des méthodes multi-variables de TMVA [182]. (b) - Courbe du biais associé. (c) - Résolution angulaire de H.E.S.S. II (ligne continue) comparée avec les résultats de H.E.S.S. I (ligne pointillée).

est formé d'un tube photomultiplicateur, et d'une base active de type ISEG PHQ2960 constituée deux parties : l'une, fixée à l'arrière du PM pour l'amplification de la tension d'alimentation (de 0-4 V vers 0-1600 V), l'autre permet à la fois la lecture de la tension en sortie du PM, l'amplification du signal et la transmission vers le tiroir. La connexion s'effectue par deux moyens : un câble co-axial de type RG178B/U afin de relier le signal de sortie de l'anode du tube photomultiplicateur vers l'électronique de traitement, et une nappe de dix fils, pour le contrôle de la base active.

Grâce aux améliorations techniques, les tubes eux-mêmes voient leurs dimensions réduites : 90 millimètres 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 au potentiel électrique 0 V, la cathode est au potentiel négatif. Le fonctionnement du tube photomultiplicateur reste globalement le même : le signal émis par un photon frappant la photocathode est amplifié au moyen d'une série de dynodes. L'intensité mesurée à l'autre extrémité du tube 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.

11.3.1.2 Cahier des charges

L'objectif de ces tests est d'étudier le comportement des photomultiplicateurs (tubes et bases actives), pour les classer selon leur tension de fonctionnement, et, au besoin, pour rejeter ceux ne vérifiant pas les critères de sélection précisés dans le cahier des charges. L'étalonnage porte sur 2500 photomultiplicateurs : 2048 pour la caméra, le reste comme pièces de rechange. Tous les tests sont effectués à la tension de fonctionnement du photomultiplicateur déterminée au préalable pour obtenir un gain en sortie de 2×10^5 . La tension obtenue est généralement voisine de la tension nominale donnée par le fabricant. Dans ces conditions, les critères sont les suivants :

- une haute tension inférieure à 1250 V avec une dispersion sur l'ensemble des PM de 250 V environ,
- un rapport pic sur vallée égal au rapport entre la hauteur du pic produit par la détection d'un photon et la hauteur du minimum entre ce pic et celui dû au piédestal, supérieur à 1,5 (voir figure 11.12) ,
- un écart à la linéarité inférieur à 5% sur une gamme allant de 0 à 5000 pe,
- un taux de post-impulsion en lumière blanche évalué à l'origine inférieur à 50 KHz,

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

11.3.2 Le banc de test

Le banc de test est composé de trois parties majeures : une partie optique pour simuler la lumière Tcherenkov et la lumière issue du bruit de fond de ciel, une partie acquisition, contenant les photomultiplicateurs à tester, et enfin une partie de contrôle pour piloter les instruments lors des différents tests. La description suivante concerne essentiellement le banc de test mis en place au LAPP.

La simulation des sources lumineuses est elle-même dissociée en deux parties ne fonctionnant pas simultanément. La première a pour objectif la création d'impulsions lumineuses, imitant la lumière Tcherenkov provenant d'une gerbe électromagnétique dans l'atmosphère. Elle est composée d'une diode électroluminescente (DEL) émettant dans l'ultraviolet à une longueur d'onde de 374 nanomètres 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, des lignes à retard ont été rajoutées.

Une émission en lumière blanche est également utilisée pour simuler, sous forme d'impulsions émises par un générateur halogène à une fréquence de 100 MHz, les photons issus du fond de ciel (produit par les objets célestes, principalement les étoiles). Les deux générateurs sont eux-mêmes contrôlés grâce à un générateur de fonctions piloté par ordinateur grâce à une interface de type IEEE (normes définies par the Institut of Electrician and Electronics Engineers). Les

impulsions (lumières Tcherenkov ou blanche) sont ensuite transmises via des fibres optiques dans un caisson fermé hermétiquement, puis elles transitent à travers des systèmes optiques pour atténuer l'intensité du signal. Les filtres, au nombre de six, sont insérés dans une roue à filtres. La valeur de la transmissivité des filtres est étalée entre 0 et 1.

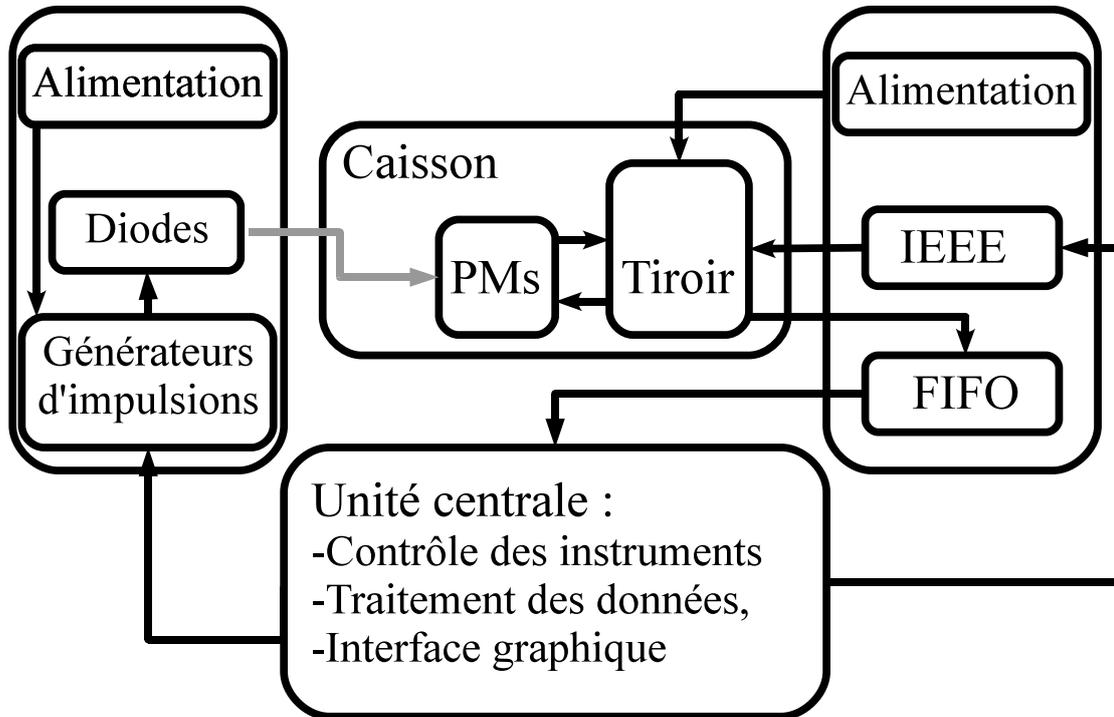


FIGURE 11.8 – Schéma du banc de montage : les tests sont exécutés à partir d'une unité centrale. Elle contrôle à la fois la partie émission (générateurs d'impulsions pour l'émission dans le domaine ultraviolet ou pour l'émission de lumière blanche) et la partie acquisition (ordre de déclenchement, tension d'alimentation des PM, etc.) 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.

L'acquisition des données s'effectue au moyen des photomultiplicateurs à tester, reliés à un tiroir de H.E.S.S. en phase I. Les photomultiplicateurs sont placés sur un châssis pouvant en contenir jusqu'à seize (c'est le nombre maximal de voies qu'un tiroir peut traiter) répartis sur deux rangées. Cependant, la distribution de l'éclairement, présentée figure 11.9, n'étant pas homogène loin de l'axe du système optique, seul les huit positions centrales sont utilisées. Ce tiroir, ainsi qu'il a déjà été mentionné, 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 légèrement 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. En effet, les contraintes présentes dans le cadre d'observation dans la gamme d'énergies spécifiques au grand télescope n'ont pas lieu d'être ici : le système de déclenchement présenté précédemment n'est pas utilisé ici ; la fraction de temps mort lié à la prise de décision d'enregistrer ou non les données devient alors

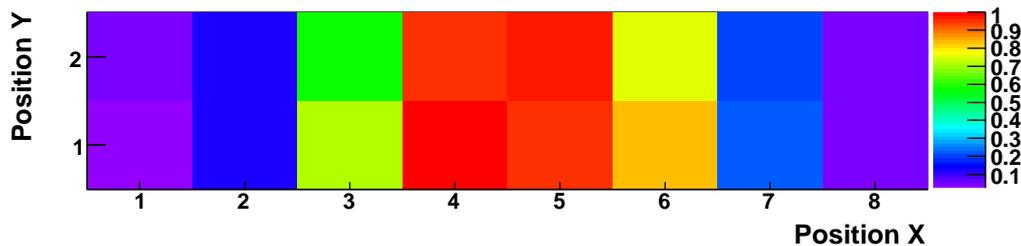


FIGURE 11.9 – Flux perçu par les photomultiplicateurs en fonction de leur position sur le support, normalisé par rapport au PM le plus éclairé. Les positions extérieures (1,2,7 et 8 en abscisse) sont clairement sous-exposées. En dessous de 50%, les positions n’ont pas été utilisées.

négligeable. Les améliorations apportées par les nouveaux composants, les mémoires analogiques SAM notamment, ne sont donc pas nécessaires pour ces tests.

Enfin ces systèmes sont contrôlés via un ordinateur. L’interface graphique utilise le langage LabView [185]. Pour faire le lien entre l’ordinateur et les différentes parties du banc de test, deux cartes, une carte IEEE pour les générateurs, et une carte 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’éclairage, et synchronisation de la fenêtre temporelle d’acquisition. Une fois ces tâches accomplies, l’étalonnage peut débuter.

11.3.3 Présentation des différents tests

11.3.3.1 Le piédestal

Le piédestal correspond à une mesure du bruit électronique dans l’ensemble du banc de test, du PM jusqu’au tiroir. Il inclue 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 pour cent. Connaître la valeur 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 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, calculée par un ajustement par une loi gaussienne, donne la position du piédestal. Sa largeur renseigne sur l’intensité des bruits électroniques dans le banc de test.

Un exemple de distribution obtenue pour un photomultiplicateur est représentée sur la figure 11.10-(a). La position est généralement comprise entre -12 500 et -11 000 coups d’ADC (les valeurs négatives révèlent un potentiel négatif à la cathode). Les distributions de la largeur du piédestal sur les trois bancs de test présentent sur la figure 11.10 de légers décalages pour les largeurs moyennes. Ceci s’explique essentiellement par un bruitage électronique plus élevé sur les bancs de test du LAPP et du CESR.

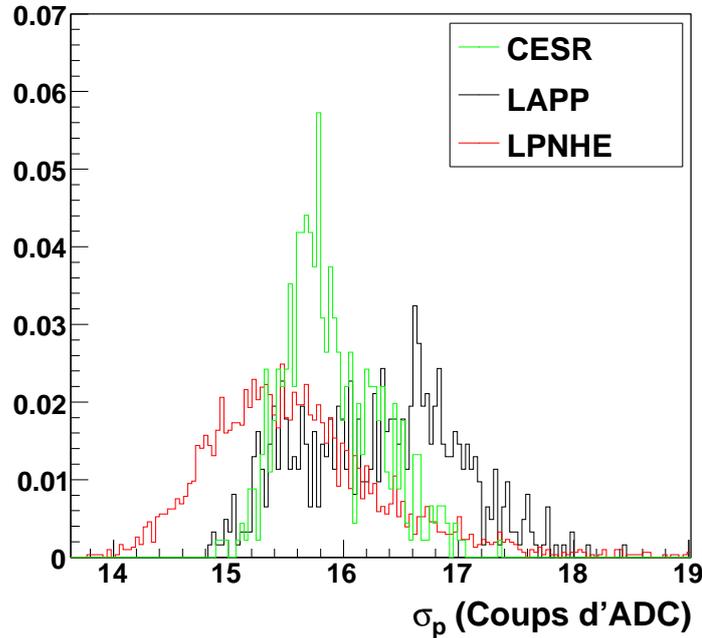


FIGURE 11.10 – Distributions des largeurs des piédestaux sur les trois bancs de test.

11.3.3.2 Tension de fonctionnement

Lorsqu'un électron vient frapper une dynode, 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 (pour Analogic to Digital Converter) et le nombre de photoélectrons vu 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 pour tous. D'après le cahier des charges, la tension de fonctionnement du photomultiplicateur est celle pour laquelle le gain vaut 2×10^5 . Cela équivaut à 80 coups d'ADC par photoélectron sur la voie en bas gain.

Pour l'évaluer, des tests de photoélectron unique (voir paragraphe suivant) sont effectués à différentes tensions, autour de la tension nominale donnée par le fabricant. Partant de 50 V en dessous de cette valeur, la tension est progressivement augmentée par pas de 10 V. Vingt tests sont effectués. Pour chacune de ces tensions, le gain correspond au paramètre δ obtenu lors de l'ajustement de la distribution par la fonction 11.3. Après report de ces valeurs dans un graphe (figure 11.11-(a)), un ajustement par une loi de puissance de la forme : $g(V) = N_0 V^\alpha$ est appliqué, $g(V)$ étant le gain exprimé en photoélectrons.

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

$$V = g^{-1}(80) = (80/N_0)^{1/\alpha} \quad (11.2)$$

Dans l'exemple 11.11-(a), la valeur de la haute tension qui sera appliquée sur ce PM pour la suite des tests vaut approximativement 1000 V. Les valeurs obtenues pour la haute tension sont distribuées dans une gamme comprise entre 850 et 1100 V environ (figure 11.11-(b)). La comparaison entre les différents bancs de test montre une très bonne homogénéité des résultats.

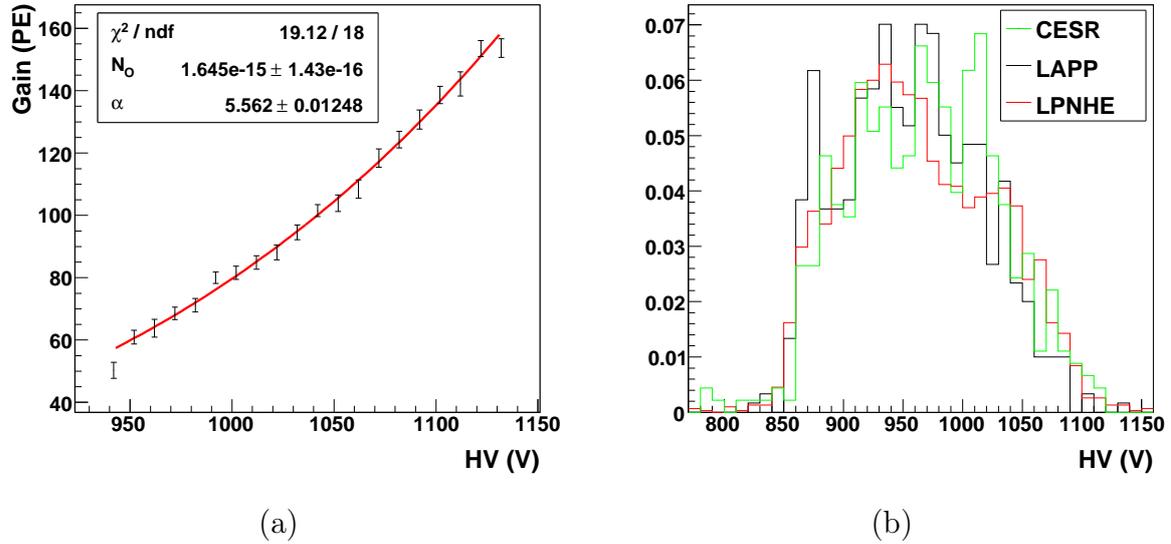


FIGURE 11.11 – (a) - Évaluation de la tension nominale. Le gain est ajusté par une loi de puissance de la forme $g(V) = N_0 V^\alpha$. (b) - Distributions des valeurs de la haute tension, mesurées sur les trois bancs de test.

11.3.3.3 Test du photoélectron unique

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

La procédure de ce test est la suivante : 10 000 impulsions sont émises par une diode à une longueur d'onde correspondant à la lumière Tcherenkov. Un filtre, atténuant l'intensité du signal jusqu'à obtenir un flux moyen de un photon par photomultiplicateur et par période d'enregistrement des données, est placé entre la source et les capteurs. La distribution du nombre de coups d'ADC enregistré, visible figure 11.13, est ajustée par la fonction suivante :

$$f(x) = \frac{N_0 e^{-\mu}}{\sigma_p} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \langle p \rangle}{\sigma_p} \right)^2 \right] + \sum_{i=1}^{10} \frac{N_0 N_1 e^{-\mu} \mu^i}{\sigma_{pe} i! \sqrt{i}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \langle p \rangle - i\delta}{\sigma_{pe}} \right)^2 \right] \quad (11.3)$$

où N_0 N_1 sont des facteurs de normalisation, $\langle p \rangle$ la position du piédestal mesurée précédemment, σ_p et σ_{pe} sont respectivement les largeurs des distributions du piédestal et du photoélectron, et δ l'écart entre la position du piédestal et de celle du premier photoélectron, également appelé le gain (égal à 80 avec la haute tension adéquate). Le premier terme correspond à la distribution obtenue pour le piédestal, et le $i^{\text{ème}}$ terme de la somme à la distribution obtenue pour i pe. Enfin, le paramètre μ , lié à la luminosité, normalise entre eux les pics associés à des nombres différents de photoélectrons. Un exemple d'ajustement est présenté figure 11.12. Après détermination de la tension nominale associée à chacun des photomultiplicateurs, la valeur du gain est trouvée 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 minimale 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 11.12. Pour qu'un photomultiplicateur soit sélectionné, la valeur de ce rapport doit être supérieure à 1,5.

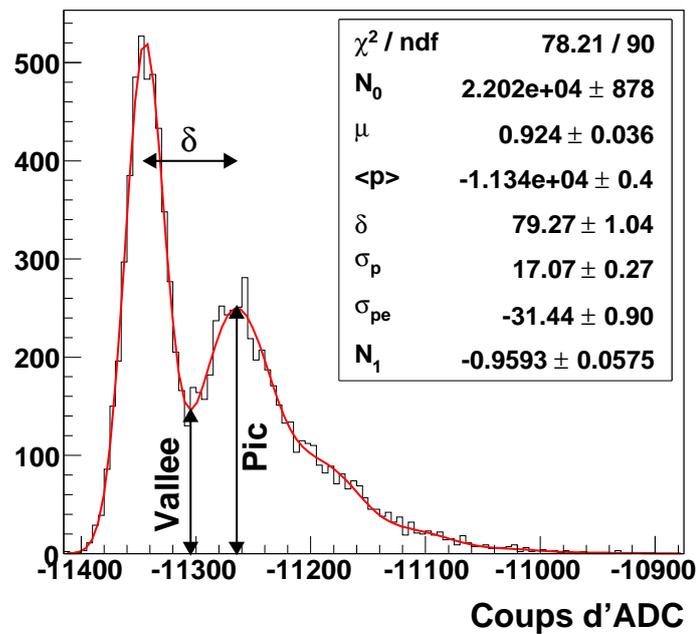


FIGURE 11.12 – Ajustement d'une distribution lors de la détection d'un photoélectron. Le rapport pic sur vallée vaut ici 1,71.

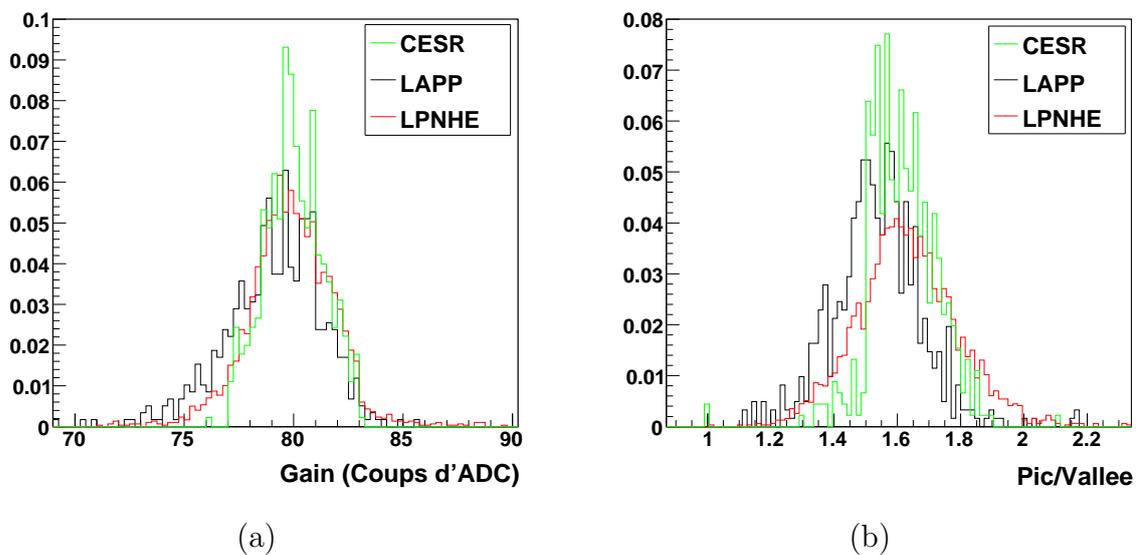


FIGURE 11.13 – Distributions des valeurs du gain (a) et du rapport pic sur vallée (b) pour les trois bancs de test.

Le rapport pic sur vallée est bien distribué autour de 1,5 sur les trois bancs de test (voir figure 11.13-(b)). 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.

11.3.3.4 Linéarité

On s'intéresse désormais au comportement dynamique des photomultiplicateurs. Pour un bon fonctionnement, une relation linéaire doit pouvoir être établie entre le nombre de photons émis par la source de lumière Tcherenkov et le nombre de coups d'ADC associés, et cela sur l'ensemble de la gamme d'utilisation des photomultiplicateurs.

Ce test se déroule selon le processus suivant : des impulsions lumineuses, dans le domaine de l'ultraviolet, sont émises par une DEL. Un filtre est appliqué en amont des photomultiplicateurs pour atténuer le signal. Le nombre moyen de photoélectrons détectés par impulsion est alors évalué de la manière suivante : la position du piédestal P_{ADC} a été mesurée préalablement, et la haute tension a été établie pour un gain de 80 coups d'ADC par photoélectron sur la voie en haut gain. La mesure nous donne un nombre de coups d'ADC mesuré N_{ADC} , correspondant à :

$$N_{pe} = \frac{N_{ADC} - P_{ADC}}{80} \quad (11.4)$$

Pour la voie en bas gain, on multiplie la relation précédente par le rapport des gains entre les voies haut et bas gains, 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 photoélectrons. 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 11.14-(a). 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 probable de cette différence est la suivante : sur ce banc, la roue à filtres est remplacée par un disque présentant un gradient de transmissivité. Grâce à cet outil, plus de mesures peuvent être exécutées, mais l'incertitude sur la transmissivité augmente également.

11.3.3.5 Déplacement du piédestal

Durant l'acquisition des données, le bruit de fond de ciel modifie la distribution obtenue pour le piédestal. Comme les cartes d'amplification entre les photomultiplicateurs et les ARS fonctionnent comme un circuit RC (résistance et capacité en série), la réponse à un photoélectron, observée sous forme d'un décalage du nombre de coups d'ADC vers les valeurs positives, est suivi d'une réaction de faible amplitude sous forme d'un décalage vers les valeurs négatives. Lors de la mesure du piédestal effectuée durant une période d'observations, cette réaction crée un décalage du piédestal mesuré vers les valeurs négatives. Pour des valeurs du bruit de fond de ciel de l'ordre de 100 MHz, l'intervalle de temps entre l'arrivée de deux photons est plus court : le système n'a plus le temps de retrouver son état d'origine. Par conséquent, la probabilité pour

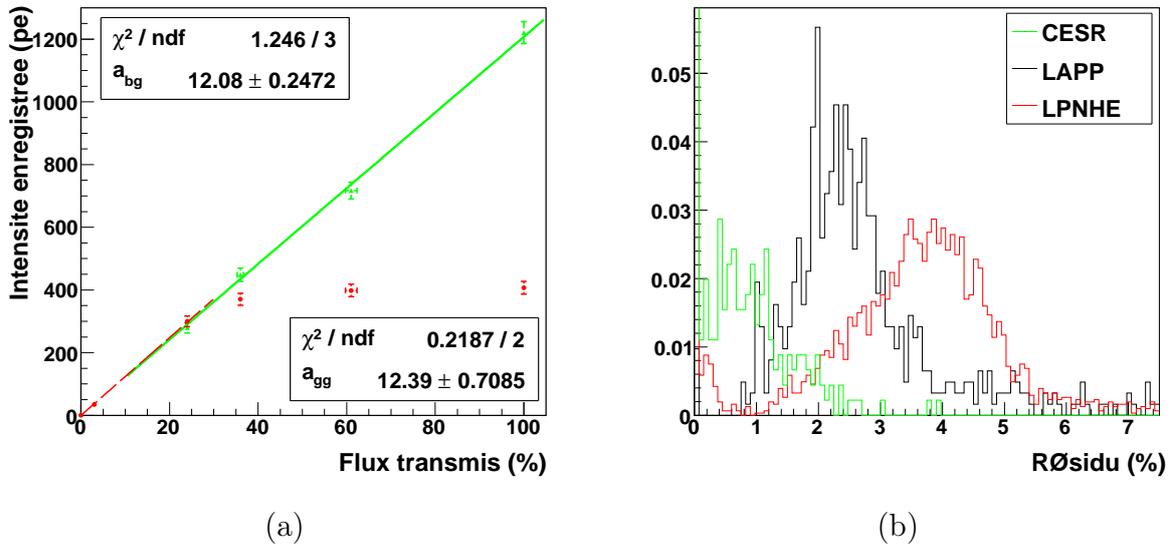


FIGURE 11.14 – (a) - Résultats des ajustements obtenus lors du test de linéarité pour la voie en bas gain (en vert) et celle en haut gain (en rouge). Les pentes associées valent respectivement : $12,4 \pm 0,7$ et $12,1 \pm 0,3$. (b) - Distributions de l'écart maximal entre les mesures et la droite qui s'ajuste le mieux aux mesures.

que la mesure du piédestal soit correcte diminue, contrairement à la probabilité de mesurer une valeur inférieure. Un déplacement du piédestal vers les valeurs négatives est donc visible.

Or, lorsqu'on s'approche du plan galactique, le taux augmente progressivement jusqu'à atteindre des valeurs supérieures à 100 MHz. À cette fréquence, si l'on ne tient pas compte de cet effet, les mesures de l'intensité détectée par chaque PM seront biaisées. Ce test est primordial pour comprendre le comportement de la caméra pendant les observations.

Le test se déroule comme suit : pour des fréquences échelonnées entre 10 MHz et 300 MHz 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 un estimateur : le courant de haute tension. En effet, F. A. Aharonian et al. [62] montrent que 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. Le graphe représentant la relation entre cet écart et le HVI est tracé sur la figure 11.15-(a). Une droite passant par l'origine a été ajustée.

11.3.3.6 Taux de comptage post-impulsion

Lors des phases d'observations, chaque photomultiplicateur envoie un signal lorsque le nombre de photons détectés, après intégration sur une fenêtre temporelle de quelques nanosecondes, dépasse un certain seuil (dans le cas de H.E.S.S. II, 4 pe). L'objectif est de supprimer autant que possible le déclenchement produit par des photons non issus d'une gerbe atmosphérique.

À cela s'ajoute une autre source de bruits : sous l'effet du vide et du champ électrique élevé (la différence de potentiel est supérieure à 1000 V), il arrive qu'une molécule ou un atome perde un électron : un ion est alors libéré dans le tube. Chargé positivement, et sous l'effet

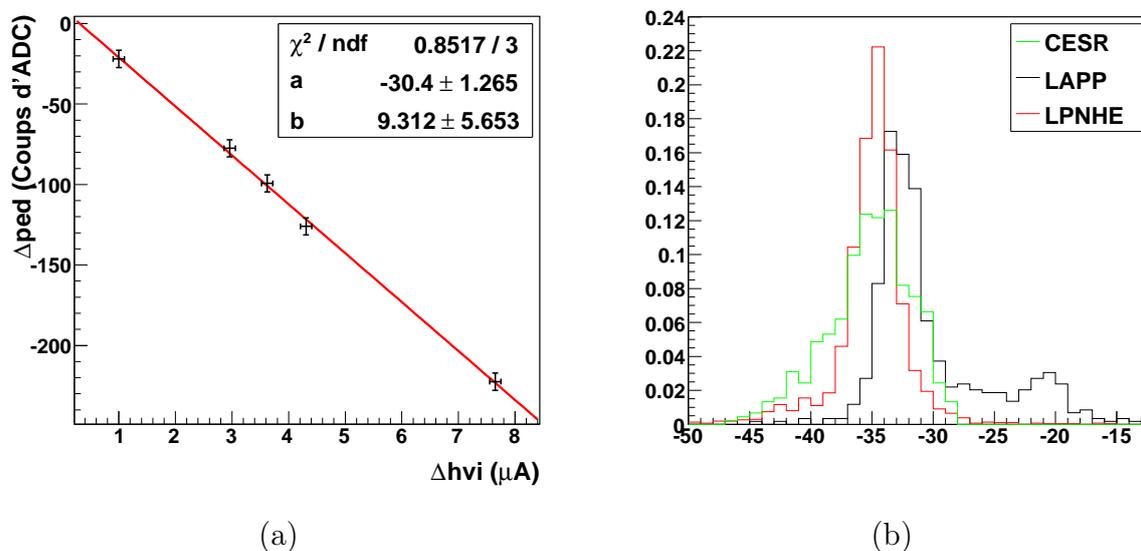


FIGURE 11.15 – Résultat de l’ajustement obtenu lors du test. (b) - Distributions du rapport entre le décalage du piédestal et le courant de haute tension.

du champ électrique, il est accéléré dans une direction opposée à celle des électrons : vers la photocathode. Lorsqu’il atteint celle-ci, elle réagit comme si un photoélectron venait heurter sa surface, et émet un nouvel électron, qui déclenchera une seconde cascade. Par conséquent le nombre de photoélectrons mesurés sera supérieur au nombre de photoélectrons ayant atteint la surface de la photocathode. Ce phénomène reste cependant assez rare, sa probabilité est de l’ordre de 10^{-4} environ.

Pour un seuil fixé à 1 pe, le taux de comptage post-impulsion reste négligeable comparé à la fréquence moyenne d’arrivée de photons sur la photocathode, de l’ordre de 100 MHz. Afin de réduire le bruit de fond de ciel, une coïncidence d’au moins 4 pe est demandée, réduisant le taux de comptage à quelques dizaines de kilohertz. La part du comptage post-impulsion prend alors une plus grande importance.

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’observations suivantes : en lumière blanche avec un taux de photons incidents égal à 100 MHz, et pour un seuil à 4 pe. Pour tester cette condition, on mesure le taux moyen de comptage pour différents seuils, allant de 1 à 10 pe. Le résultat obtenu est visible figure 11.16-(a). Deux régimes sont nettement mis en évidence : en dessous d’un seuil approximativement égal à 4 pe, le taux de comptage décroît très rapidement lorsque le seuil augmente. Au dessus, au contraire, les variations sont moins sensibles. 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 pe : 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 11.16). Un critère plus restrictif est imposé : l’ordonnée à l’origine de cette fonction doit également être inférieure à 50 kHz. Les résultats obtenus sur les différents bancs de test sont présentés sur la figure 11.16. Le taux de comptage post-impulsion calculé est très inférieur

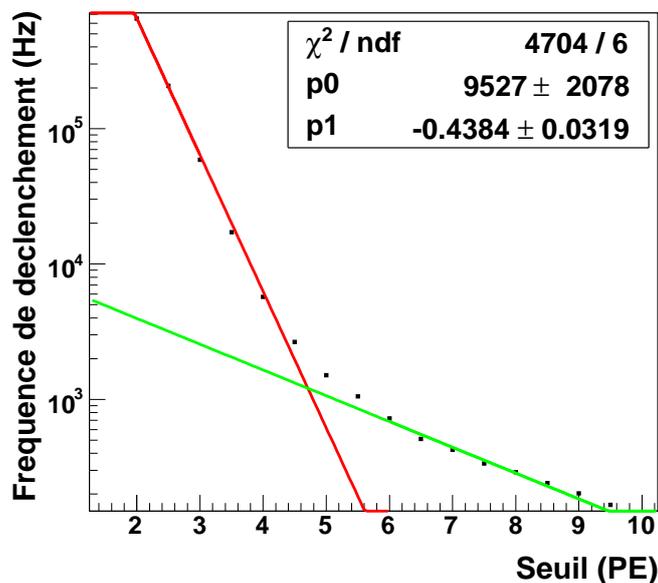


FIGURE 11.16 – (a) - Résultat de l’ajustement obtenu lors du test.

à la condition imposée dans le cahier des charges. Ce test est donc finalement peu contraignant pour la sélection des photomultiplicateurs.

11.3.4 Conclusion

Après étalonnage, il s’avère que le taux de photomultiplicateurs présentant un dysfonctionnement est faible. Comme il apparaît dans la table 11.1, l’essentiel 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 concernant le rapport pic sur vallée. 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 11.1 – Répartition des PM testés et acceptés par les différents laboratoires. Une fraction des PM testés par le LAPP et le CESR ont été soumis à des tests préliminaires au LPNHE, ce qui explique l’excès de PM (la somme est supérieure à 2500). 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 caractéristiques variables d’un banc à l’autre, plus particulièrement liées au matériel utilisé.

Conclusions

En fonctionnement à quatre télescopes depuis 2003, l'expérience a permis de grandes avancées dans le domaine de l'astrophysique des γ de très haute énergie. Les méthodes d'analyse ont été durant tout ce temps éprouvées : leur robustesse n'est donc plus à mettre en doute.

Profitant de cette situation, une nouvelle méthode plus précise a été développée. À partir des informations fournies par ses trois aînées, une combinaison a été mise en place avec deux objectifs : augmenter la sensibilité des détecteurs de H.E.S.S. en phase I, et améliorer la résolution du détecteur relativement à l'énergie et à la direction d'origine des γ . Pour le premier objectif, une variable discriminante, nommée X_{eff} , a été créée, en combinant les quatre variables utilisées dans les précédentes analyses, après détermination des fonctions de densité de probabilité associées à chacune des grandeurs, pour les γ et pour les hadrons. La variable X_{eff} est un estimateur du caractère hadronique d'un événement détecté par les caméras. Le gain après sélection est conséquent : selon les sources étudiées, la significativité est augmentée de 20 à 100%. Quant au rapport signal sur bruit, l'avancée est plus importante encore : un gain d'un facteur compris entre 2,5 et 6 est obtenu.

Pour atteindre le second objectif, une combinaison linéaire des résultats issus des trois différentes analyses a été appliquée pour la reconstruction de l'énergie et de la direction incidente. Les poids associés à chaque méthode sont établis à différentes énergies. Par ce biais, les résolutions obtenues sont égales ou supérieures à la résolution obtenue avec la reconstruction la plus performante. Les résultats de cette méthode sont également excellents : l'énergie est finalement reconstruite avec une résolution voisine de 10% entre 300 GeV et 10 TeV pour un biais inférieur à 5%. De même la résolution angulaire est inférieure à $0,06^\circ$ au dessus de 300 GeV, avec un biais en énergie négligeable sur le même domaine.

Profitant de la qualité de ces résultats, cette méthode a été appliquée à l'étude des nébuleuses de pulsar. Vela X, à cause de son extension qui fait d'elle la plus grande source de γ connue, a nécessité un développement particulier pour la soustraction du fond. Dans l'impossibilité de trouver une région dénuée de signal dans le même champ de vue, il a fallu recourir à l'utilisation de données enregistrées dans une autre portion du ciel. La méthode de sélection de ces données a été testée au préalable, et des erreurs systématiques, faibles devant les erreurs statistiques ont été mises en évidence.

Grâce à ces développements, l'étude de Vela X a mis en évidence de nouveaux résultats. Tout d'abord, Vela X, jusque là limitée à une région de $0,8^\circ$ de rayon a été étendue suite la détection d'un excès dans une région périphérique, qui s'étend jusqu'à $1,2^\circ$. Le flux intégré mesuré dans cette région s'élève à $\Phi(1 > \text{TeV}) = (0,5 \pm 0,175) \times 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ pour un flux total sur l'ensemble de la région égal à $\Phi(1 > \text{TeV}) = (2,14 \pm 0,21) \times 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Les erreurs systématiques aux basses énergies ne permettent pas en revanche d'étendre le spectre initialement publié vers les basses énergies. Aucune nouvelle contrainte n'a donc pu être apportée sur le modèle spectral d'émission des γ . Un autre point important a été soulevé lors de l'étude de la morphologie de Vela X. Bien qu'une variation de l'indice spectral, signe d'un vieillissement

des électrons, n'ait pas été observée dans la région centrale, un spectre plus dur, probablement dû à des particules qui ne se sont pas encore refroidies, a été mesuré dans la région autour du pulsar, indice d'un refroidissement des électrons, déjà observé dans la gamme des rayons X par XMM-Newton et BeppoSAX. Aux grandes échelles, une variation de la morphologie entre deux gammes d'énergie laisse également supposer un vieillissement des particules lorsqu'on s'éloigne, non pas du pulsar, mais de la région centrale. Un nouveau gain en sensibilité et en résolution apportera sans doute des réponses plus précises.

L'acquisition de nouvelles données ainsi que la mise en place d'une analyse performante pour la sélection et la reconstruction des événements ont également apporté de nouvelles informations dans l'étude des nébuleuses plus jeunes que sont MSH 15-52 et G0.9+0.1. Non détectée avec les premières séries d'observation, une rupture dans le spectre a été observée pour ces deux sources. Dans le cas de G0.9+0.1, une brisure nette du spectre à $1,20 \pm 0,27$ TeV a été observée. Cette cassure est à la fois une preuve d'un vieillissement des électrons dû aux pertes par émission synchrotron, mais également la mise en évidence d'un pic dans la distribution spectrale en énergie au TeV. Des analyses plus approfondies demeurent cependant nécessaires afin d'évaluer plus précisément la part du flux due au rayonnement du fond diffus dans cette région. Concernant MSH 15-52, une rupture analogue a été mise en évidence. Si les différents ajustements ne privilégient aucune forme particulière, les résultats précédents suggèrent un refroidissement des électrons à l'origine d'une cassure dans cette gamme d'énergie.

Dans l'espoir de répondre à toutes ces questions, la phase II de H.E.S.S. puis CTA et AGIS, sauront très probablement apporter de nouveaux indices. L'extension de la gamme d'énergies observables vers les basses énergies permettra sans doute de lever la dégénérescence entre les modèles d'émission hadronique et leptonique. En attendant, les tests réalisés sur les photomultiplicateurs de la caméra du cinquième télescope ont permis, avec succès, de caractériser individuellement chacun d'entre eux. Avec sa taille, sa surface réfléchive et un échantillonnage fin de l'image, la gamme du réseau de télescopes pourra atteindre quelques dizaines de gigaélectronvolts, recouvrant partiellement le domaine de fonctionnement du télescope spatial Fermi. La connaissance de l'ensemble du spectre dans les domaines des hautes et très hautes énergies servira sans aucun doute le développement des connaissances concernant les nébuleuses de pulsar, leur évolution et les processus mis en jeu.



Calcul des matrices de covariances

A.1 Expression des poids

L'objectif ici est de déterminer les valeurs des poids α_i qui minimisent l'erreur σ^2 sur la valeur finale de la grandeur mesurée. Elle s'exprime ainsi :

$$\sigma^2 = {}^t \boldsymbol{\alpha} \begin{bmatrix} \sigma_X^2 & \sigma_{XY} & \sigma_{XZ} \\ \sigma_{XY} & \sigma_Y^2 & \sigma_{YZ} \\ \sigma_{XZ} & \sigma_{YZ} & \sigma_Z^2 \end{bmatrix} \boldsymbol{\alpha}, \quad (\text{A.1})$$

la matrice étant symétrique. Les termes diagonaux correspondent à la variance des distributions obtenues pour les différentes mesures. Les termes non-diagonaux sont pris égaux à la covariance entre les différentes mesures. En développant, puis en utilisant la contrainte sur les paramètres $\alpha_i : \sum_i \alpha_i = 1$, l'équation précédente se réduit à :

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= \alpha_X^2 (\sigma_X^2 - 2\sigma_{XZ} + \sigma_Z^2) \\ &+ \alpha_Y^2 (\sigma_Y^2 - 2\sigma_{YZ} + \sigma_Z^2) \\ &+ \alpha_X \alpha_Y (2\sigma_{XY} - 2\sigma_{XZ} - 2\sigma_{YZ} + 2\sigma_Z^2) \\ &+ \alpha_X (2\sigma_{XZ} - 2\sigma_Z^2) \\ &+ \alpha_Y (2\sigma_{YZ} - 2\sigma_Z^2) \\ &+ \sigma_Z^2 \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Minimiser σ^2 revient alors à trouver les valeurs de α_X et α_Y qui annulent $\frac{d\sigma^2}{d\alpha_X}$ et $\frac{d\sigma^2}{d\alpha_Y}$. Le problème se réduit alors à résoudre le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_Z^2 - \sigma_{XZ} = \alpha_Y (\sigma_{XY} - \sigma_{XZ} - \sigma_{YZ} + \sigma_Z^2) + \alpha_X (\sigma_X^2 - 2\sigma_{XZ} + \sigma_Z^2) \\ \sigma_Z^2 - \sigma_{YZ} = \alpha_X (\sigma_{XY} - \sigma_{XZ} - \sigma_{YZ} + \sigma_Z^2) + \alpha_Y (\sigma_Y^2 - 2\sigma_{YZ} + \sigma_Z^2) \end{array} \right\} \quad (\text{A.3})$$

Une fois trouvées les deux valeurs de α_X et α_Y , la dernière se calcule aisément par :

$$\alpha_Z = 1 - \alpha_X - \alpha_Y \quad (\text{A.4})$$

A.2 Détermination des paramètres de la matrice

Les éléments de la matrice sont définis à partir des distributions présentées dans les figures 7.12, A.1 et A.2. La covariance est déterminée à partir des distributions bidimensionnelles pour chaque couple de reconstruction. L'estimation de l'écart-type est réalisée à partir de la distribution associée à chaque paramètre dans chacune des trois reconstructions. Les covariances et les écarts-types dépendant de l'énergie, cette opération est réalisée à différentes énergies, échelonnées entre 50 GeV et 80 TeV par pas de 0,2 en échelle logarithmique.

Pour chaque variable et à toutes les énergies, les poids α_i sont calculés par la méthode décrite au paragraphe précédent. Les valeurs obtenues sont enregistrées dans les tables A.1, A.2 et A.3. Les valeurs négatives, obtenues essentiellement aux basses énergies, ont une réelle signification. Lorsque deux estimateurs d'une même grandeur sont corrélés, les estimations sont généralement toutes les deux à la fois supérieures (ou toutes les deux à la fois inférieures) à la valeur réelle. Un poids négatif permet donc de définir un nouvel estimateur plus proche de la valeur réelle que ne le sont les deux estimateurs.

| Énergie | α_{3D}^E | α_{Model}^E | α_{Hillas}^E |
|----------|-----------------|--------------------|---------------------|
| 50 GeV | -0,021 | 0,457 | 0,565 |
| 80 GeV | -0,091 | 0,835 | 0,255 |
| 125 GeV | -0,063 | 0,805 | 0,258 |
| 200 GeV | -0,018 | 0,844 | 0,174 |
| 300 GeV | -0,007 | 0,859 | 0,148 |
| 500 GeV | 0,026 | 0,833 | 0,140 |
| 800 GeV | 0,036 | 0,813 | 0,151 |
| 1,25 TeV | 0,027 | 0,819 | 0,155 |
| 2 TeV | 0,034 | 0,810 | 0,156 |
| 3 TeV | 0,065 | 0,778 | 0,158 |
| 5 TeV | 0,168 | 0,627 | 0,206 |
| 8 TeV | 0,239 | 0,522 | 0,239 |
| 12,5 TeV | 0,247 | 0,506 | 0,247 |
| 20 TeV | 0,243 | 0,500 | 0,257 |
| 30 TeV | 0,211 | 0,481 | 0,307 |
| 50 TeV | 0,180 | 0,480 | 0,340 |
| 80 TeV | 0,202 | 0,468 | 0,330 |

TABLE A.1 – Paramètres α_i pour l'énergie.

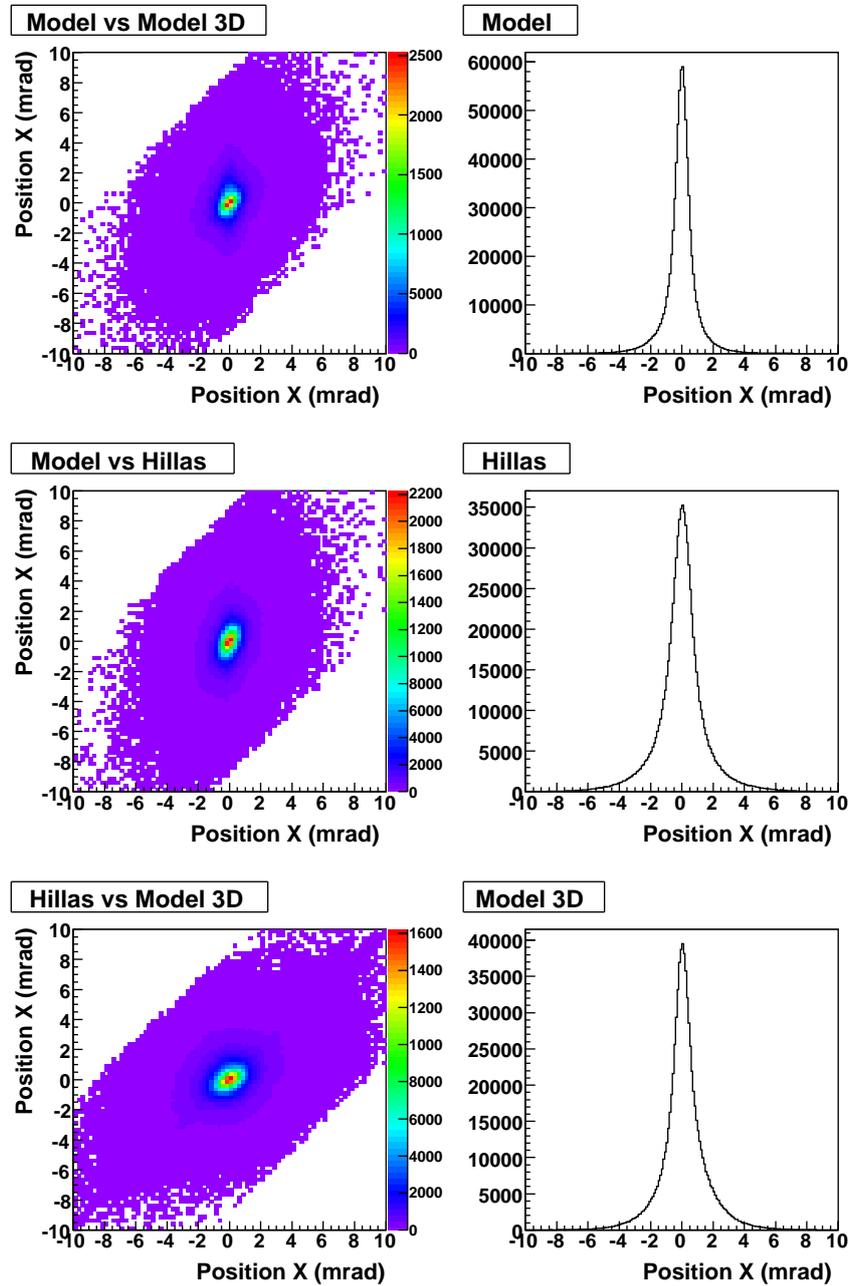


FIGURE A.1 – Distributions monodimensionnelles et bidimensionnelles de l'abscisse de la position reconstruite au foyer de la caméra obtenue avec les trois reconstructions, à partir de γ simulés à 1,25 TeV.

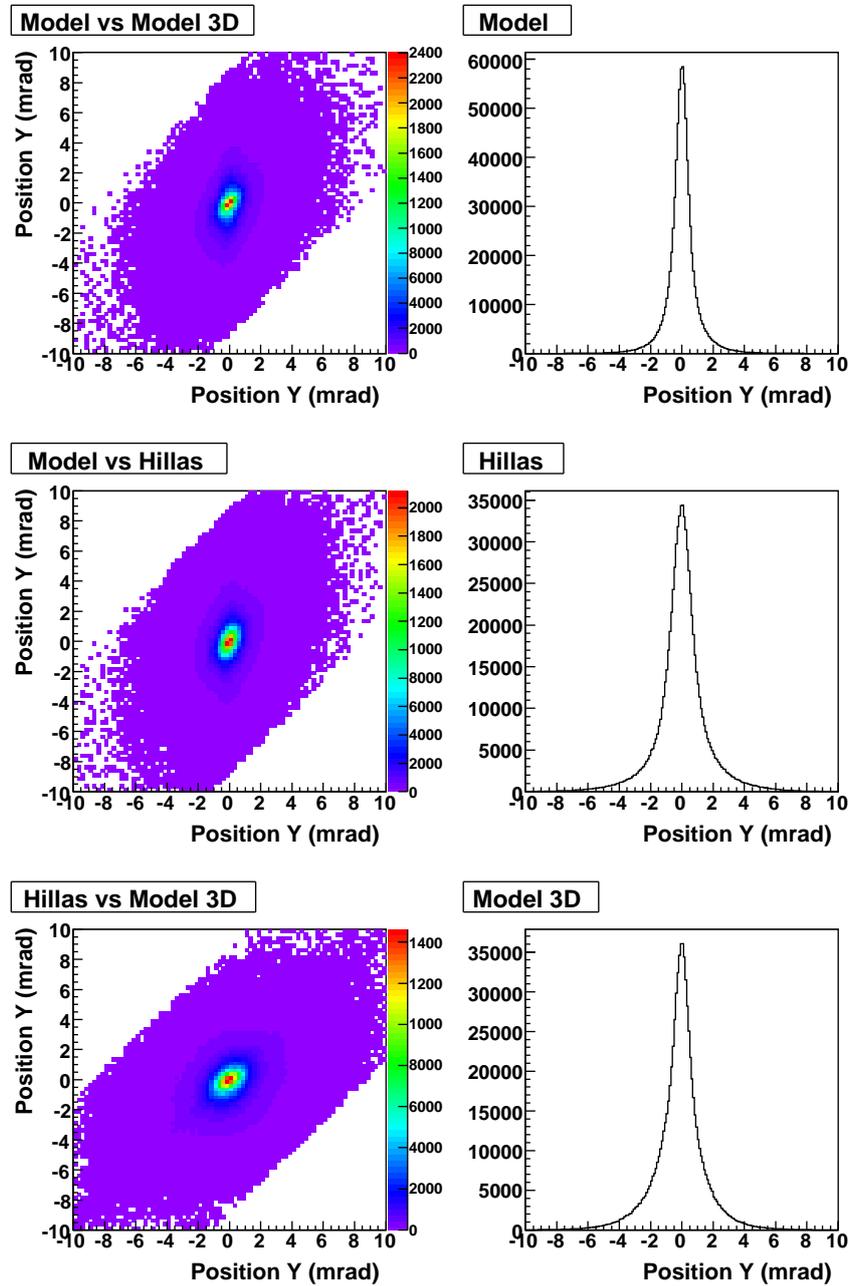


FIGURE A.2 – Distributions monodimensionnelles et bidimensionnelles de l'ordonnée de la position reconstruite au foyer de la caméra obtenue avec les trois reconstructions, à partir de γ simulés à 1,25 TeV.

| Énergie | α_{3D}^X | α_{Model}^X | α_{Hillas}^X |
|----------|-----------------|--------------------|---------------------|
| 50 GeV | 0,012 | -0,002 | 0,448 |
| 80 GeV | -0,067 | 0,087 | 0,769 |
| 125 GeV | -0,037 | 0,074 | 0,763 |
| 200 GeV | -0,003 | 0,160 | 0,831 |
| 300 GeV | 0,010 | 0,213 | 0,854 |
| 500 GeV | 0,046 | 0,271 | 0,852 |
| 800 GeV | 0,056 | 0,326 | 0,841 |
| 1,25 TeV | 0,050 | 0,348 | 0,840 |
| 2 TeV | 0,063 | 0,390 | 0,837 |
| 3 TeV | 0,099 | 0,424 | 0,827 |
| 5 TeV | 0,224 | 0,450 | 0,741 |
| 8 TeV | 0,316 | 0,455 | 0,665 |
| 12,5 TeV | 0,330 | 0,451 | 0,648 |
| 20 TeV | 0,331 | 0,450 | 0,640 |
| 30 TeV | 0,316 | 0,396 | 0,597 |
| 50 TeV | 0,293 | 0,359 | 0,578 |
| 80 TeV | 0,300 | 0,360 | 0,578 |

TABLE A.2 – Paramètres α_i pour la position horizontale dans le système de coordonnées de la caméra.

| Énergie | α_{3D}^Y | α_{Model}^Y | α_{Hillas}^Y |
|----------|-----------------|--------------------|---------------------|
| 50 GeV | 0,531 | 1,171 | -0,703 |
| 80 GeV | 0,146 | 0,838 | 0,016 |
| 125 GeV | 0,196 | 0,789 | 0,015 |
| 200 GeV | 0,231 | 0,760 | 0,009 |
| 300 GeV | 0,204 | 0,764 | 0,032 |
| 500 GeV | 0,170 | 0,749 | 0,081 |
| 800 GeV | 0,173 | 0,721 | 0,106 |
| 1,25 TeV | 0,189 | 0,703 | 0,108 |
| 2 TeV | 0,209 | 0,665 | 0,126 |
| 3 TeV | 0,252 | 0,601 | 0,148 |
| 5 TeV | 0,345 | 0,457 | 0,199 |
| 8 TeV | 0,375 | 0,382 | 0,243 |
| 12,5 TeV | 0,345 | 0,376 | 0,280 |
| 20 TeV | 0,291 | 0,371 | 0,339 |
| 30 TeV | 0,262 | 0,337 | 0,401 |
| 50 TeV | 0,230 | 0,303 | 0,467 |
| 80 TeV | 0,232 | 0,255 | 0,513 |

TABLE A.3 – Paramètres α_i pour la position verticale dans le système de coordonnées de la caméra.

B

Vérification des mesures sur Vela X

B.1 Introduction

De par la complexité de la source, l'analyse de Vela X requiert une attention particulière. En effet, cette analyse est singulière en bien des points. Très proche, à ~ 290 pc de distance, c'est la source la plus étendue jamais observée aux très hautes énergies. Remplissant pratiquement la moitié du champ de vue de H.E.S.S., la soustraction du fond a été réalisée en alternant les données issues d'acquisitions sur la source d'abord, puis autour d'une position éloignée d'une dizaine de degrés au moins.

Afin d'évaluer les erreurs systématiques liées à cette méthode, les analyses sont exécutées sur deux chaînes de traitement indépendantes. De plus, la méthode de sélection des données hors-source pouvant également être à l'origine d'erreur pour une source de cette taille, deux ensembles distincts de données hors-source ont été utilisés pour l'estimation du fond.

Les résultats obtenus sont détaillés dans les paragraphes suivants.

B.2 Cartes du ciel

Un premier point à comparer est la morphologie globale de Vela X. Les deux analyses font preuve d'une bonne cohérence : la partie centrale (le cocon) est nettement mis en évidence dans les deux analyses. La figure B.1 montre la superposition des contours obtenus par les deux chaînes d'analyse.

Après avoir divisé l'ensemble des γ détectés en deux groupes d'énergies supérieures ou inférieures à 7 TeV, les cartes obtenues aux deux régimes sont présentées dans la figure B.2. À basse énergie, les cartes sont très semblables aux cartes intégrées sur toute la gamme en énergie (figure B.1).

À haute énergie, et quelque soit l'analyse, deux points semblent se détacher. Si la position de celui au nord coïncide entre les deux analyses, la superposition est moins évidente pour celui au sud. Deux raisons viennent expliquer cette différence. Tout d'abord, comme on le verra plus précisément au paragraphe suivant, la différence entre le minimum d'intensité entre ces

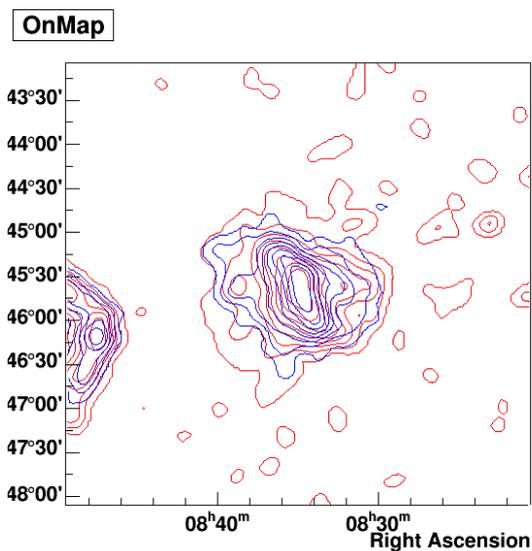


FIGURE B.1 – Cartes de flux de Vela X obtenues avec deux analyses indépendantes : l’analyse combinée, exécutée sur le programme ParisAnalysis (contours bleus), et la méthode des moments réduits, incluse dans la chaîne HAP (pour H.E.S.S. analysis package) (contours rouges).

deux points et le maximum est peu significative. Il est donc difficile de parler avec certitude de la présence de deux pics d’intensité. Deuxièmement, à haute énergie, peu d’événements sont détectés par H.E.S.S. (710 pour l’analyse X_{eff}), et ils sont répartis sur une région de $2, 4^\circ \times 2, 4^\circ$. Toute variation sur la direction reconstruite du γ influe fortement sur la morphologie finale de la source.

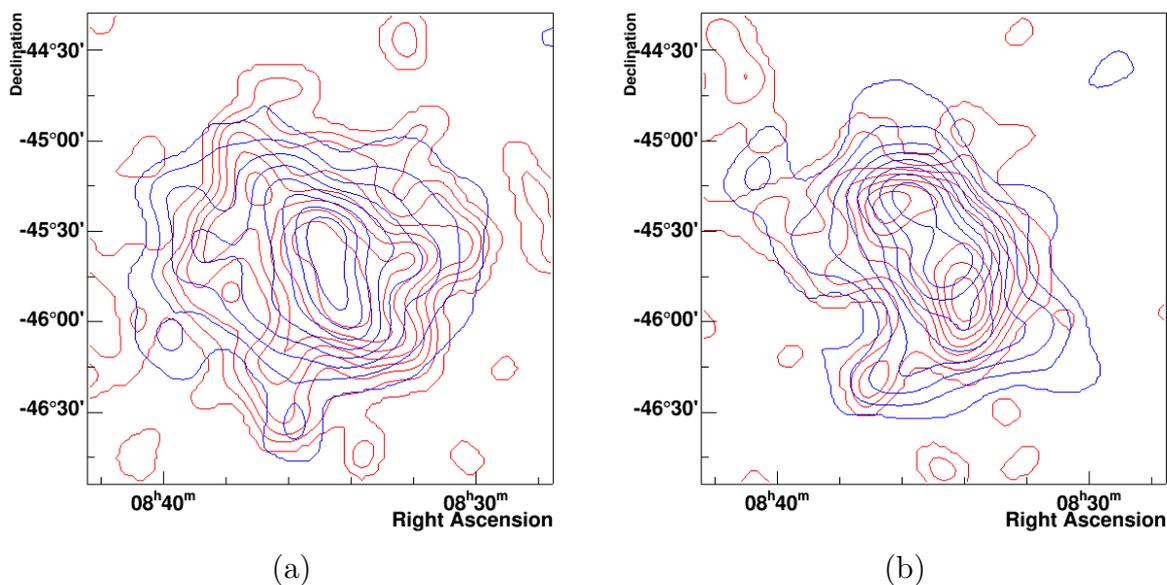


FIGURE B.2 – Comparaison des cartes de Vela X dans deux régimes d’énergies : entre 750 GeV et 7 TeV (a) et au dessus de 7 TeV (b). Les contours rouges sont produits par une sélection sur les moments réduits, les contours bleus sont issus de l’analyse X_{eff}

B.3 Profils

À partir des cartes en flux à toutes les énergies, les profils radiaux ont été dessinés sur la figure B.3. Trois profils sont représentés : en rouge et en bleu, deux profils obtenus après sélection sur la variable X_{eff} , en noir le résultat de la méthode des moments réduits. Une analyse sur un lot de données réduit (avant 2008) est représentée par les points bleus. Les points rouges et les points noirs sont les résultats d'analyses sur l'ensemble des données. La compatibilité des trois

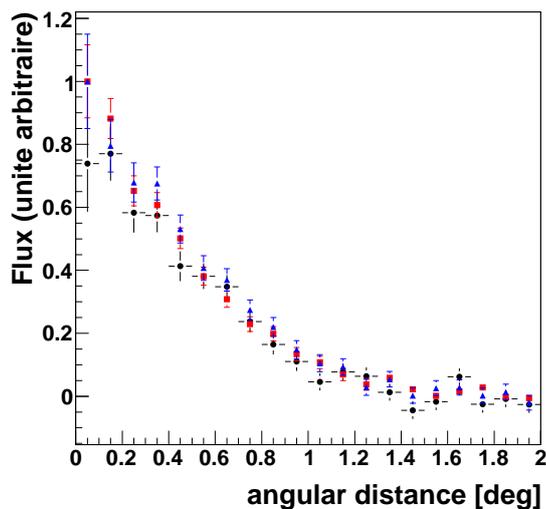


FIGURE B.3 – Profils obtenus par l'analyse combinée (rouge et bleu), et par la méthode des moments réduits (en noir). Les profils rouge et bleu se distinguent par des lots de données différents : le profil rouge est établi à partir d'une analyse sur l'ensemble des données, le profil bleu sur les acquisitions enregistrées avant 2008.

courbes est excellente sur la région étudiée, confirmant ainsi l'extension de $1,2^\circ$ de Vela X

De manière analogue, des profils ont été établis sur les cartes à haute et basse énergie, parallèlement et perpendiculairement à l'axe principal de la distribution en flux à haute énergie (figure B.4). Cet axe est écarté d'un angle de 31° par rapport à l'axe nord-sud, dans le sens inverse des aiguilles d'une montre.

La compatibilité des trois courbes sur chacun des profils vient confirmer la dépendance de la morphologie avec l'énergie. Par contre les deux points qui apparaissaient sur les cartes à haute énergie ne peuvent être clairement identifiés sur la figure B.4-(c).

B.4 Analyse spectrale

Ici sont comparés les résultats de l'analyse spectrale. La figure B.6 représente les contours de corrélation entre deux paramètres d'une fonction en loi de puissance avec coupure exponentielle : l'indice spectral Γ et la position de la coupure E_{Cut} . Les résultats pour la région complète et pour le cocon sont compatibles à moins de 1σ . Pour la région externe, les résultats semblent également concordants, à environ 1σ . La dépendance entre les deux paramètres est particulièrement importante pour cette région, limitant par conséquent la précision des mesures.

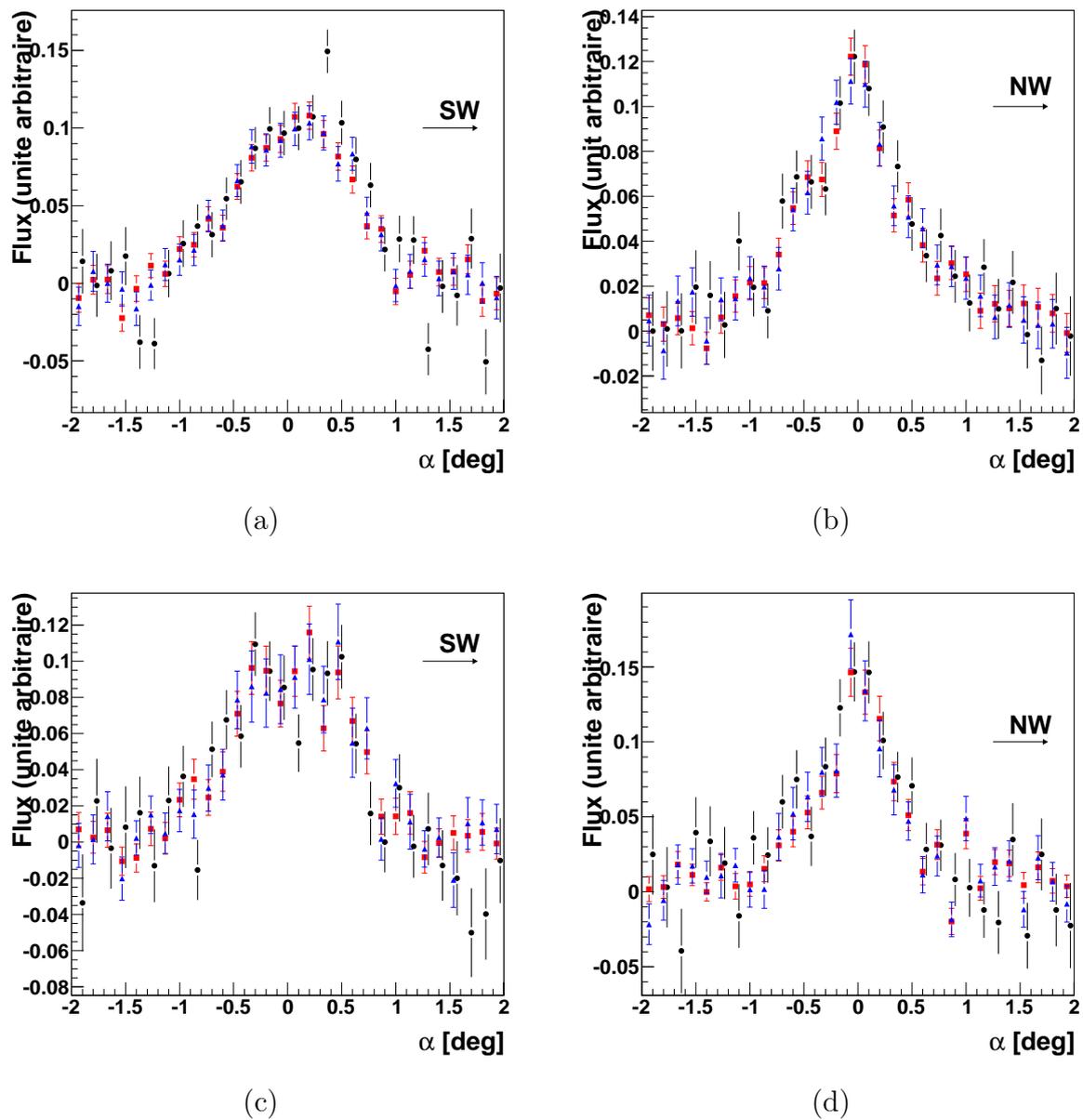


FIGURE B.4 – Comparaison des profils mesurés le long du grand axe de la distribution à haute énergie ((a) et (c)) puis perpendiculairement à cet axe ((b) et (d)). Les deux figures du haut sont tirées des cartes à basse énergie, les deux du bas des cartes à haute énergie.

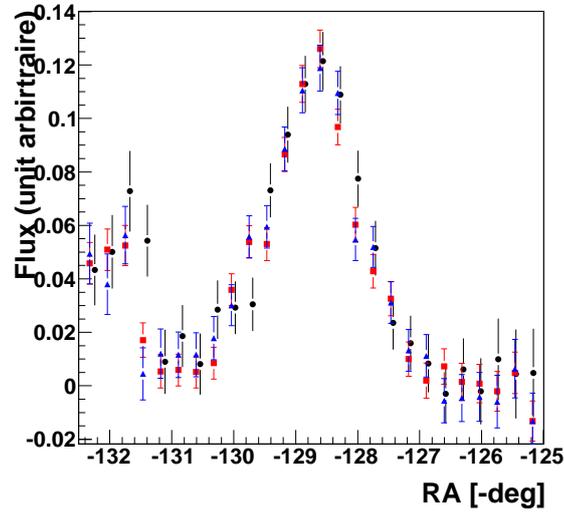
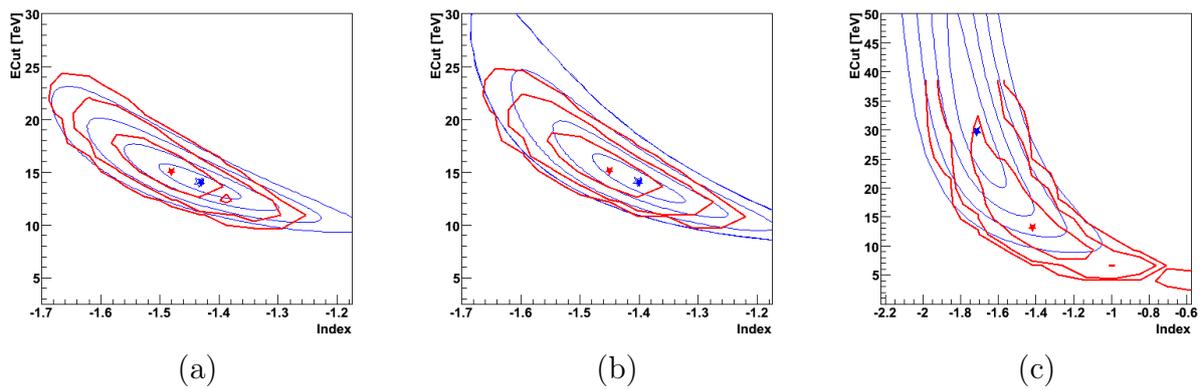


FIGURE B.5 – Comparaison des profils le long de l'axe de l'ascension droite.

FIGURE B.6 – Résultats de l'analyse spectrale sur la région complète de Vela X (a), le cocon (b) et la région externe (c). Les courbes rouges présentent les résultats de l'analyse X_{eff} , les courbes bleues ceux produits par la méthode des moments réduits. Les contours délimitent les régions de confiance à 1σ , 2σ et 3σ , de l'intérieur vers l'extérieur.

C

Unités et constantes

| Quantité | Symbole | Valeur (unité SI) |
|--------------------------------------|-----------------|---|
| Vitesse de la lumière | c | 299 792 458 m s ⁻¹ |
| Constante de Planck | h | 6,626 068 96(33) × 10 ⁻³⁴ J s |
| Constante de Boltzmann | k_B | 1,380 6504(24) × 10 ⁻²³ J K ⁻¹ |
| Constante gravitationnelle | G | 6,674 28(67) × 10 ⁻²³ m ⁻³ kg ⁻¹ s ⁻² |
| Magnitude de la charge de l'électron | e | 1,602 176 628(53) × 10 ⁻¹⁹ C |
| Masse de l'électron | m_e | 9,109 382 15(45) × 10 ⁻³¹ kg |
| Masse du proton | m_p | 938,272 013(23) × 10 ⁻²⁷ kg |
| Masse solaire | M_\odot | 1,988 4(2) × 10 ⁻³⁰ kg |
| Permittivité diélectrique du vide | ε_0 | 8,854 187 817 ... × 10 ⁻¹⁹ F m ⁻¹ |
| Température actuelle du CMB | T_0 | 2,725(1) K |
| Électronvolt | eV | 1,602 176 628(53) × 10 ⁻¹⁹ J |
| Erg | erg | 10 ⁻⁷ J |
| Parsec | pc | 3,085 677 6 × 10 ¹⁶ m |
| Année lumière | al | 0,946053 m |

TABLE C.1 – Unités et constantes en physique. Les incertitudes à 1σ sur la dernière décimale sont écrites entre parenthèses.

Table des figures

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Vols en ballon de V. Hess | 6 |
| 1.2 | Le spectre des rayons cosmiques | 7 |
| 1.3 | Composition des rayons cosmiques | 9 |
| 1.4 | Diagramme de Hillas | 10 |
| 1.5 | Mécanisme d'accélération de Fermi | 13 |
| 1.6 | Accélération de Fermi dans une onde de choc | 16 |
| 1.7 | Accélération de Fermi dans une onde de choc | 16 |
| 1.8 | Distribution spectrale en énergie du rayonnement non thermique | 18 |
| 2.1 | Spectre électromagnétique : des radios aux γ | 22 |
| 2.2 | Les observatoires spatiaux en γ | 23 |
| 2.3 | Émission Tcherenkov | 26 |
| 3.1 | Le ciel observé par H.E.S.S. | 32 |
| 3.2 | Disposition des télescopes sur le site de H.E.S.S. en Namibie. Le site est visible du ciel | 33 |
| 3.3 | Surface efficace d'un système à 4 télescopes. | 34 |
| 3.4 | Distance d'impact d'un spectre de muons au zénith et déclenchant un télescope . | 34 |
| 3.5 | Schéma d'un des télescope de H.E.S.S. | 35 |
| 3.6 | Motorisation des axes des télescopes | 36 |
| 3.7 | Support des miroirs de H.E.S.S. | 37 |
| 3.8 | Schéma du montage Davies-Cotton. | 37 |
| 3.9 | Réponses d'un télescope à une source ponctuelle | 38 |
| 3.10 | Efficacité de collection des photomultiplicateurs | 39 |
| 3.11 | (a) - Photographie d'un cône de Winston utilisé dans H.E.S.S. (b) - Installation des cônes sur le châssis. | 40 |
| 3.12 | Schéma de fonctionnement d'une carte analogique dans H.E.S.S. en phase I . . . | 41 |
| 3.13 | Schéma des informations échangées entre les différentes parties de la caméra [59]. | 42 |
| 4.1 | Communications entre les caméras et le système central | 44 |
| 4.2 | Regroupement des PM dans les caméras de H.E.S.S. | 45 |
| 4.3 | Méthode de détermination des seuils sur les caméra de HE.S.S. I | 46 |
| 5.1 | Les paramètres Hillas | 56 |
| 5.2 | Tables pour la reconstruction de l'énergie | 57 |
| 5.3 | Reconstruction stéréoscopique | 58 |
| 5.4 | Distributions des variables discriminantes | 60 |
| 5.5 | Bruit de fond de ciel et largeur du piédestal | 61 |

| | | |
|------|--|-----|
| 5.6 | Reconstruction à trois dimensions | 63 |
| 5.7 | Résolution des différentes méthodes de reconstruction | 64 |
| 6.1 | Méthode de soustraction utilisant plusieurs régions hors-source | 65 |
| 6.2 | Méthode de soustraction de l'anneau complet | 66 |
| 6.3 | Soustraction par intégration des événements du fond dans une autre partie du ciel. | 67 |
| 6.4 | Distribution du caractère significatif d'un excès dans le ciel | 70 |
| 7.1 | Distributions de la variable X_{eff} | 75 |
| 7.2 | Hauteur de première interaction | 76 |
| 7.3 | Compatibilité des reconstructions de la direction | 76 |
| 7.4 | Taux de rejet par coupure sur la reconstruction | 78 |
| 7.5 | Étude des corrélations entre les variables discriminantes | 79 |
| 7.6 | Effet des distributions sur la qualité de sélection | 80 |
| 7.7 | Fonctions de densité de probabilité utilisées dans l'analyse | 80 |
| 7.8 | Détermination de η | 81 |
| 7.9 | Corrélation entre η et la coupure sur X_{eff} | 83 |
| 7.10 | Éfficacité de sélection des données | 85 |
| 7.11 | Étude qualitative de la sélection avec X_{eff} | 86 |
| 7.12 | Distributions de l'énergie reconstruite pour des simulations à 1,25 TeV | 88 |
| 7.13 | Résolution de la reconstruction X_{eff} | 89 |
| 7.14 | Surface efficace du détecteur | 91 |
| 7.15 | Détermination de l'énergie vraie | 92 |
| 7.16 | Erreurs systématiques sur la reconstruction spectrale | 93 |
| 8.1 | Spectre de la nébuleuse du Crabe | 106 |
| 8.2 | Les pulsars et leur magnétosphère | 107 |
| 8.3 | Évolution des nébuleuses de pulsar | 109 |
| 8.4 | Croissance d'une nébuleuse dans un milieu inhomogène | 110 |
| 8.5 | Spectre de la nébuleuse du Crabe | 111 |
| 8.6 | Refroidissement des électrons dans HESS J1825-137 | 112 |
| 9.1 | Observations de la région des Voiles avec ROSAT | 114 |
| 9.2 | Observation de la région des Voiles avec MOST | 114 |
| 9.3 | Observation du pulsar de Vela en rayons X | 116 |
| 9.4 | Résultats de H.E.S.S. sur Vela X | 117 |
| 9.5 | Distribution des pointés des observations | 119 |
| 9.6 | Comparaison des données On et Off | 120 |
| 9.7 | Carte du flux de la région de Vela X | 122 |
| 9.8 | Profil radial du rayonnement γ émis par Vela X | 123 |
| 9.9 | Spectres des régions internes et externes de Vela X | 126 |
| 9.10 | Spectre de Vela X intégré sur toute la source | 127 |
| 9.11 | Régions réduites pour l'analyse spectrale | 130 |
| 9.12 | Spectre de la région autour du pulsar | 131 |
| 9.13 | Spectre du premier segment d'anneau | 132 |
| 9.14 | Spectre du second segment d'anneau | 133 |
| 9.15 | Spectre du troisième segment d'anneau | 134 |
| 9.16 | Spectre du quatrième segment d'anneau | 135 |

| | | |
|-------|--|-----|
| 9.17 | Variation de l'indice spectral avec la distance au pulsar | 136 |
| 9.18 | Variation de σ avec la coupure en énergie | 136 |
| 9.19 | Carte du flux pour deux tranches en énergies | 138 |
| 9.20 | Variation de l'indice spectral avec la distance au pulsar | 139 |
| 9.21 | Comparaison des flux radio et γ | 140 |
| 9.22 | Distribution spectrale en énergie dans la région de Vela X | 142 |
| 10.1 | Observations de G0.9+0.1 en radio et en X | 144 |
| 10.2 | Histogramme en θ^2 autour de G0.9+0.1 | 146 |
| 10.3 | Cartes du flux de la région du centre galactique | 146 |
| 10.4 | Spectre de G0.9+0.1 | 149 |
| 10.5 | MSH 15-52 à différentes longueurs d'onde | 151 |
| 10.6 | Distribution spectrale en énergie pour MSH 15-52 | 152 |
| 10.7 | Histogramme en θ^2 autour de MSH 15-52 | 153 |
| 10.8 | Cartes du flux autour de MSH 15-52 | 154 |
| 10.9 | Distribution du flux le long des axes principaux de MSH 1552 | 154 |
| 10.10 | Spectre de MSH 15-52 | 157 |
| 11.1 | H.E.S.S. en phase II | 162 |
| 11.2 | Schéma du télescope de H.E.S.S. II | 164 |
| 11.3 | Réflecteur du télescope de H.E.S.S. II | 165 |
| 11.4 | Système de mise au point de la caméra | 166 |
| 11.5 | Systèmes de déchargement de la caméra | 166 |
| 11.6 | Sensibilité de l'expérience H.E.S.S. en phase II | 169 |
| 11.7 | Performances attendues pour l'expérience H.E.S.S. II | 170 |
| 11.8 | Schéma du banc de montage | 172 |
| 11.9 | Flux reçu par les PMs sur le banc de test | 173 |
| 11.10 | Largeur du piédestal | 174 |
| 11.11 | Mesure de la tension nominale | 175 |
| 11.12 | Ajustement d'une distribution lors de la détection d'un photoélectron | 176 |
| 11.13 | Résultats sur la détection d'un photoélectron | 176 |
| 11.14 | Résultats du test de linéarité | 178 |
| 11.15 | Décalage du piédestal avec l'intensité du bruit de fond de ciel | 179 |
| 11.16 | Décalage du piédestal avec l'intensité du bruit de fond de ciel | 180 |
| A.1 | Distributions de l'abscisse de la position reconstruite pour des simulations à 1,25 TeV | 185 |
| A.2 | Distributions de l'ordonnée de la position reconstruite pour des simulations à 1,25 TeV | 186 |
| B.1 | Cartes de flux de Vela X à toutes les énergies | 190 |
| B.2 | Cartes de Vela X dans deux régimes d'énergie | 190 |
| B.3 | Profils des distributions de flux de Vela X | 191 |
| B.4 | Comparaison des profils le long du grand et du petit axe | 192 |
| B.5 | Comparaison des profils le long de l'axe de l'ascension droite | 193 |
| B.6 | Comparaison des résultats de l'analyse spectrale | 193 |

Liste des tableaux

| | | |
|------|---|-----|
| 2.1 | Comparaison des caractéristiques d'EGRET et de Fermi. | 24 |
| 2.2 | Comparaison des caractéristiques de détecteurs de surface et des télescopes Tcherenkov | 27 |
| 6.1 | Comparaison de la soustraction pour MSH 15-52. | 69 |
| 6.2 | Comparaison de la soustraction pour G0.9+0.1. | 69 |
| 7.1 | Calcul de η pour des simulations | 81 |
| 7.2 | Estimation de η pour des données | 82 |
| 7.3 | Jeux de coupures utilisés pour l'analyse X_{eff} | 84 |
| 7.4 | Résumé des différentes contributions aux erreurs sur l'estimation du flux dans H.E.S.S. | 94 |
| 7.5 | Résultats statistiques issus de l'analyse du Crabe | 95 |
| 7.6 | Spectres issus de l'analyse du Crabe | 96 |
| 7.7 | Résultats statistiques issus de l'analyse de G0.9+01 | 96 |
| 7.8 | Résultats statistiques issus de l'analyse de MSH 15-52 | 96 |
| 7.9 | Résultats statistiques issus de l'analyse de Vela X | 97 |
| 7.10 | Spectres issus de l'analyse de G0.9+01 | 97 |
| 7.11 | Spectres issus de l'analyse de MSH 15-52 | 97 |
| 7.12 | Spectres issus de l'analyse de Vela X | 97 |
| 7.13 | Résultats statistiques issus de l'analyse de H 2356-309 | 98 |
| 7.14 | Spectre issu de l'analyse de H 2356-309 | 98 |
| 7.15 | Résultats statistiques issus de l'analyse de 1 ES 0347-121 | 99 |
| 7.16 | Spectres issus de l'analyse de 1 ES 0347-121 | 99 |
| 9.1 | Temps d'observation de Vela X avant 2008. | 118 |
| 9.2 | Temps d'observation de Vela X après 2008. | 119 |
| 9.3 | Résultats statistiques dans la région de Vela X | 121 |
| 9.4 | Résultats statistiques des analyses de Vela X | 123 |
| 9.5 | Résultats de l'analyse de Vela X avec la méthode de l'anneau complet. | 124 |
| 9.6 | Résultats spectraux pour la région du cocon | 125 |
| 9.7 | Résultats spectraux pour la région externe | 128 |
| 9.8 | Résultats spectraux pour la région entière | 128 |
| 10.1 | Jeux de coupure utilisés pour l'analyse de G0.9+0.1. | 145 |
| 10.2 | Ajustements du spectre de G0.9+0.1 | 147 |
| 10.3 | Jeux de coupures utilisés pour l'analyse de MSH 15-52 | 153 |
| 10.4 | Ajustements du spectre de MSH 15-52 | 156 |

| | |
|---|-----|
| 11.1 Répartition des PM entre les différents laboratoires | 180 |
| A.1 Paramètres α_i pour l'énergie. | 184 |
| A.2 Paramètres α_i pour la position horizontale dans le système de coordonnées de la caméra. | 187 |
| A.3 Paramètres α_i pour la position verticale dans le système de coordonnées de la caméra. | 187 |
| C.1 Unités et constantes en physique | 195 |

Bibliographie

- [1] V. F. Hess, *Physik Zeit*, 12, 998 (1911) et 13, 1084 (1912)
- [2] M. S. Longhair, *High energy Astrophysics*, Ed. Cambridge University Press (2004)
- [3] E. S. Seo et al., *ApJ*, 378, 763 (1991)
- [4] M. Nagano et al., *J. Phys. G*, 18, 423 (1992)
- [5] D. J. Bird et al, *ApJ*, 424, 491 (1994)
- [6] N. B. Afanasiev et al., *International Symposium of Extremely High Energy Cosmic Rays, ICRR Tokyo*, vol. 32 (1996)
- [7] N. L. Grigorov et al., 12th ICRC, Hobart, 5, 1760 (1971)
- [8] M. A. Lawrence, R. J. O. Reid & A. A. Watson, *J. Phys. G*, 17, 733 (1991)
- [9] Pierre Auger Collaboration, *Phys. Rev. Lett*, 101, 061101 (2008)
- [10] J. R. Hörandel, *NATO Science Series*, 209, 365 (2005)
- [11] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.*, 16, 748 (1966)
- [12] G. T. Zatsepin & V. A. Kutz'min, *JETP Lett.*, 4, 78 (1966)
- [13] M. Israel, *ACE news* 84 (2004)
- [14] D. F. Torres & L. A. Anchordoqui, *Rept. Prog. Phys.*, 67, 1663 (2004)
- [15] E. Fermi, *Phy. Rev.*, 75, 1169 (1949)
- [16] G. F. Krymskii, *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 234, 1306 (1977)
- [17] W. I. Axford, E. Leer & G. Skadron, 15th International Cosmic Ray Conference, Plovdiv, p. 132 (1977)
- [18] A. R. Bell, *MNRAS*, 182, 147 (1978)
- [19] A. R. Bell, *MNRAS*, 182, 443 (1978)
- [20] R. D. Blandford & J. P. Ostriker, *ApJ*, 221, L29 (1978)
- [21] G. Ferrand, thèse de l'université de Toulouse III, (2007)
- [22] A. Spitkovsky, *ApJL*, 682, L5 (2008)
- [23] G. R. Blumenthal & R. J. Gould, *Rev. Mode. Phys.*, 42, 227 (1970)
- [24] W. Heitler, "The quantum theory of radiation", Oxford Press, Londres (1950)
- [25] E. Komatsu et al. (Collaboration WMAP), *ApJ Sup.*, 180, 330 (2009)
- [26] P. Astier, J. Guy, N. Regnault et al., *A&A*, 445, 827 (2006)
- [27] M. Kilbinger et al., *A&A*, 497, 677 (2009)
- [28] <http://www-glast.stanford.edu/cgi-bin/pubpub>
- [29] A. A. Abdo et al., *ApJ* (2009), ArXiv :astro-ph/0910.1608

- [30] V. Cocco et al., Nu. Phys. B, 113, 231, (2008)
- [31] P. Brun, Thèse de l'Université de Savoie(2007)
- [32] T. C. Weekes et al., ApJ, 342, 379 (1989)
- [33] M. F. Cawley et al., Experimental Astronomy, 1, 173 (1990)
- [34] G. Pülhofer et al. (Collaboration HEGRA), Ap. Phys., 20, 267 (2003)
- [35] M. Punch et al., Nature, 358, 477 (1992)
- [36] R. C. G. Chaves, Proceedings of the 31st ICRC, Łódź, n°1363 (2009)
- [37] <http://magic.mppmu.mpg.de/publications/articles/index.html>
- [38] E. Aliu et al., ApJ, 692, L29 (2008)
- [39] J. Albert et al., ApJL, 685, L25 (2008)
- [40] E. Aliu et al., Science, 322, 1221 (2008)
- [41] J. Guy, Thèse de l'Université Paris VI (2003)
- [42] C. W. Akerlof et al., PASP, 115, 132 (2003)
- [43] S. Gillessen, Proceeding of the 28th ICRC, p. 2899, Tsukuban (2003)
- [44] O. Bolz, Note interne de H.E.S.S. : "The HESS servo-system - short users guide" (2001)
- [45] K. Bernlöhr et al., Ap. Phys., 20, 111 (2003)
- [46] W. Hofmann, Note interne de H.E.S.S. : "Davies-Cotton vs Parabolic Mirros for HESS, and the influence of Tile Size" (1997)
- [47] R. Cornils et al., Ap. Phys., 20, 129, (2003)
- [48] R. Cornils, Proceeding of 28th ICRC, p. 2875, Tsukuban (2003)
- [49] O. Bolz, Note interne de H.E.S.S. : "Operating the HESS Drive system" (2006)
- [50] W. Hofmann, Note interne de H.E.S.S. : "How to focus a Cherenkov telescope" (2000)
- [51] R. Le Gallou, Note interne de H.E.S.S. : "The transmissometer : description, technical manual and first results" (2005)
- [52] P. Vincent et al., Proceedings of 28th ICRC, p. 2851, Tsukuban (2003)
- [53] A. Kohnle, Note interne de H.E.S.S. : " Test results of the first 200 XP2960 photomultipliers for the HESS cameras" (2000)
- [54] A. Koch, A. Kohnle, Note interne de H.E.S.S. : "Quantum and Collection Efficiency Measurements of the Photonis XP2960 Photomultipliers " (2001)
- [55] A. Kohnle et al., Note interne de H.E.S.S. : "Test results of the Hamamatsu R7525 and the Photonis XP290 Photomultipliers" (2000)
- [56] J. Guy, F. Toussanel & P. Nayman, Note interne de H.E.S.S. : "More on the photoelectron pulse shape " (2002)
- [57] R. Winston, W. T. Welford, "High collection for nonimaging optics", Academic Press
- [58] G. M. Haller & B. A. Wooley, SLAC-PUB-6402 (1993)
- [59] L. Rolland, Thèse de l'Université Paris VI (2005)
- [60] S. Funk et al., Ap. Phys. 22, 285 (2004)
- [61] L. Rolland, note interne de H.E.S.S., "Calibration in Paris : method and results" (2003)

- [62] F. A. Aharonian et al., *Astro. Phys.*, 22, 285 (2004)
- [63] N. Leroy, note interne de H.E.S.S. : "Using muons for calibration of the HESS telesopes" (2003)
- [64] A. M. Hillas, *Proceedings of 19th ICRC, La Jollan* (1985)
- [65] F. A. Aharonian et al., *A&A*, 457, 899 (2006)
- [66] S. Le Bohec, *Thèse de l'Université Paris XI* (1996)
- [67] S. Le Bohec, et al., *NIM, A* 416, 425 (1998)
- [68] M. de Naurois & L. Rolland, *Ap. Phys.*, 32, 231 (2009)
- [69] M. Lemoine-Goumard, B. Degrange & M. Tluczykont, *Ap. Phys.*, 25, 195 (2006)
- [70] M. de Naurois, conférence "Towards a network of atmospheric Cherenkov detectors VII", Palaiseau (2006), [arXiv : astro-ph/0607247]
- [71] G. P. Rowell, *A&A*, 410, 389 (2003)
- [72] T. C. Weekes et al., *ApJ*, 342, 379 (1989)
- [73] Site de la Collaboration H.E.S.S. : <http://www-glast.stanford.edu/cgi-bin/pubpub>
- [74] T. Li & Y. Ma, *ApJ*, 272, 317 (1983)
- [75] D. Buskulic et al., (ALEPH Collab.), *Phys. Lett. B*, 377, 205 (1996)
- [76] D. Buskulic et al., (ALEPH Collab.), *Phys. Lett. B*, 384, 449 (1996)
- [77] F. A. Aharonian et al., *ApJL*, 664, L71 (2006)
- [78] F. A. Aharonian et al., *A&A*, 435, L17 (2005)
- [79] F. A. Aharonian et al., *A&A*, 432, L25 (2005)
- [80] F. A. Aharonian et al., *Nature*, 439, 695 (2006)
- [81] L. Lyons, D. Gibaut & P. Clifford, *Nuc. Instr. and Meth. A*, 270, 110 (1988)
- [82] F. A. Aharonian et al., *A&A*, 448, L43 (2006)
- [83] F. A. Aharonian et al., *A&A*, 455, 461 (2006)
- [84] F. A. Aharonian et al., *A&A*, 473, L24 (2007)
- [85] B. M. Gaensler & P. O. Slane, *Annu. Rev. A&A*, 44, 17 (2006)
- [86] O. C. de Jager & A. Djannati-Ataï, *Springer Lecture Notes : "Neutron stars and pulsars, 40 years after their discovery"*, Ed. W. Becker
- [87] K. W. Weiler & N. Panagia, *A&A*, 90, 269, (1980)
- [88] A. S. Wilson & K. W. Weiler, *A&A*, 53, 89 (1976)
- [89] O. Kargaltsev & G. G. Pavlov, *Proceedings of "40 years of Pulsars : Millisecond Pulsars, Magnetars and more"*, Montreal (2007)
- [90] C.-Y. Ng, R. W. Romani, *ApJ*, 601, 479 (2004)
- [91] F. A. Aharonian et al., *Science*, 307, 1938 (2005)
- [92] F. A. Aharonian et al., *A&A*, 439, 1013 (2005)
- [93] F. A. Aharonian et al., *A&A*, 442, L25 (2005)
- [94] F. A. Aharonian et al., *ApJ*, 636, 777 (2006)
- [95] F. A. Aharonian et al., *A&A*, 460, 365 (2006)

- [96] G. Gilmore, *Science*, 304, 1915 (2004)
- [97] "ATNF Pulsar Catalogue", web interface to database (2008) : <http://www-glast.stanford.edu/cgi-bin/pubpub>
- [98] R. N. Manchester et al., "The ATNF Pulsar Catalogue" (2004), ArXiv :astro-ph/0412641v1
- [99] D. R. Lorimer, *Living Rev. Relativity*, 11, 8 (2008)
- [100] A. G. Lyne, R. S. Pritchard & F. Graham-Smith, *MNRAS*, 265, 1003 (1993)
- [101] J. E. Deeter, F. Nagase, P. E. Boynton, *ApJ*, 564, L85 (1999)
- [102] F. Camilo et al., *ApJ*, 541, 367 (2000)
- [103] M. A. Livingstone et al., *ApJ*, 619, L1046 (2005)
- [104] M. A. Livingstone, V. M. Kaspi & F. P. Gavriil, *ApJ*, 633, 1095 (2005)
- [105] A. G. Lyne et al., *Nature*, 381, 497 (1996)
- [106] R. N. Manchester & J. H. Taylor, "Pulsars", San Francisco : Freeman (1977)
- [107] J. M. Migliazzo, *ApJ*, 567, L141 (2002)
- [108] F. Pacini, M. Salvati, *ApJ*, 186, 249 (1973)
- [109] R. N. Manchester et al., *AJ*, 129, 1993 (2005)
- [110] M. A. Ruderman & P. G. Sutherland, *ApJ*, 196, 51 (1975)
- [111] K. S. Cheng & L. Zhang, *ApJ*, 487, 370 (1997)
- [112] Loïc Girard, thèse de l'université de Savoie (2004)
- [113] J. G. Kirk, Y. Lyubarsky & J. Pétri, "Neutron stars and pulsars, 40 years after the discovery", chap.16, éd. W.Becker (2007)
- [114] R. A. Chevalier, "Supernovae, ed. D. N. Schramm, 53 (1977)
- [115] L. I. Sedov, "Similarity and dimensional methods in mechanics" (1959)
- [116] S. P. Reynolds & R. A. Chevalier, *ApJ*, 278,630 (1984)
- [117] J. M. Blondin, R. A. Chevalier & D. M. Frierson, *ApJ*, 563, 806 (2001)
- [118] N. Bucciantini et al. *A&A*, 405, 617 (2003)
- [119] S. P. Reynolds, *ApJ*, 327, 853 (1988)
- [120] B. Jun, *ApJ*, 499, 282 (1998)
- [121] F. A. Aharonian et al., *A&A*, 472, 489 (2007)
- [122] J. B. Z. Whiteoak, A. J. Green, *A&AS*, 118, 329 (1996)
- [123] D. R. Lorimer, M. Bailes & P. A. Harrison, "Pulsars statistics : IV. Pulsar velocity", *Astron. Soc.*, 289, 592 (1997)
- [124] A. Kusenko & G. Segrè, *Phys. Rev. D*, 59, Id. 061302 (1999)
- [125] D. Horns et al., *ASS*, 309, 189 (2007)
- [126] D. Horns et al., *A&A*, 451, L51 2006
- [127] D. Horns & F. A. Aharonian, *ESAPS*, p. 552 (2004)
- [128] D. K. Milne, *MNRAS*, 277, 1435 (1995)
- [129] P. T. Wallace et al., *Nature*, 266, 692 (1997)

- [130] M. Lemoine-Goumard, M.-H. Grondin, Proceedings of the 31st ICRC, Łódź, n° 896 (2009)
- [131] J. H. Taylor, R. N. Manchester & A. G. Lyne, *ApJS*, 88, 529 (1993)
- [132] P. A. Caraveo et al., *ApJ*, 561, 930 (2001)
- [133] B. Aschenbach, *Nature*, 396, 141 (1998)
- [134] D. C.-J. Bock, A. J. Turtle, A. J. Green, *AJ*, 116, 1886 (1998)
- [135] H. Risbeth, *Au. J. Phys.*, 11, 550 (1958)
- [136] K. W. Weiler & N. Panagia, *A&A*, 90, 269 (1980)
- [137] D. K. Milne & R. N. Manchester, *A&A*, 167, 117 (1986)
- [138] R. G. Dodson et al., *MNRAS*, 343, 116 (2003)
- [139] A. S. Hales et al., 613, 977 (2004)
- [140] S. P. Reynolds & R. A. Chevalier, *ApJ*, 278, 630 (1984)
- [141] J. Hester et al., *ApJL*, 577, L49 (2002)
- [142] C. B. Markwardt & H. Ögelman, *Nature*, 375, 40 (1995)
- [143] C. B. Markwardt & H. Ögelman, *ApJ*, 480, L13 (1997)
- [144] O. C. de Jager, P. O. Slane & S. M. LaMassa, *ApJ*, 689, L121 (2008)
- [145] V. Mangano et al., *A&A*, 436, 917 (2005)
- [146] T. Yoshikoshi et al., *ApJ* 487, L65 (1997)
- [147] A. A. Abdo et al., *ApJ Sup.*, 183, 46 (2009)
- [148] F. A. Aharonian et al., *ApJ*, 661, 236 (2007)
- [149] J. J. Condon, M. R. Griffith & A. E. Wright, *AJ*, 106, 1095 (1993)
- [150] M. Lemoine-Goumard et al., "Fermi-LAT observations of the Vela X region", présentation au Fermi Symposium (2009) : <http://confluence.slac.stanford.edu/display/LSP/Parallel+Session+-+Galactic+Sources+II>
- [151] M. E. Nord et al., *AJ*, 128, 1646 (2004)
- [152] B. M. Gaensler, M. J. Pivovarov, & G. P. Garmire, *ApJ*, 556, L107 (2001)
- [153] M. J. L. Kesteven, *Austr. J. Phys.*, 21, 739 (1968)
- [154] D. J. Helfand & R. H. Becker, *ApJ*, 314, 203 (1987)
- [155] T. N. LaRosa et al., *AJ*, 119, 207 (2000)
- [156] G. Dubner, E. Giacani & A. Decourchelle, *A&A*, 487, 1033 (2008)
- [157] A. T. Moffet, "Strong nonthermal radio emission from galaxies (galaxies and the universe)" (1975)
- [158] B. Y. Mills, O. B. Slee & E. R. Hill, *AuJPh*, 11, 360 (1958)
- [159] B. Y. Mills, O. B. Slee & E. R. Hill, *AuJPh*, 13, 676 (1960)
- [160] B. Y. Mills, O. B. Slee & E. R. Hill, *AuJPh*, 14, 497 (1961)
- [161] J. L. Caswell, D. K. Milne & K. J. Wellington, *MNRAS*, 195, 89 (1981)
- [162] R. N. Manchester, I. R. Tuohy & F. G. Smith, *MNRAS*, 233, 667 (1988)
- [163] L. Kuiper et al., *A&A*, 351, 119 (1999)
- [164] F. D. Seward et al., *ApJ*, 256, L45 (1983)

- [165] R. D. Blandford & R. W. Romani, MNRAS, 234, 57 (1988)
- [166] B. M. Gaensler et al. MNRAS, 305, 724 (1999)
- [167] J. H. Taylor & J. M. Cordes, ApJ, 411, 674 (1993)
- [168] G. M. Dubner et al., AJ, 123, 337 (2002)
- [169] T. Delaney et al., ApJ, 640, 929, (2006)
- [170] D. K. Milne, J. L. Caswell & R. F. Haynes, MNRAS, 264, 853 (1993)
- [171] T. Nakamori et al., ApJ, 677, 297 (2008)
- [172] B. M. Gaensler et al., ApJ, 569, 878 (2002)
- [173] R. M. Pelling et al., ApJ, 319, 416 (1987)
- [174] A. Konopelko, Note interne de H.E.S.S. : "Study on design of H.E.S.S. phase II detector"
- [175] A. A. Abdo et al., pour publication dans ApJ, arXiv : 0910.1608
- [176] A. A. Abdo et al., ApJ, 700, 597 (2009)
- [177] R. Cornils et al., Proceedings of the 29th ICRC, Pune, 5, 171 (2005)
- [178] C. Deil et al., Proceedings of International Symposium of γ -ray Astronomy, Heidelberg (2008)
- [179] P. Vincent, Proceedings of the 29th ICRC, Pune, 5, 163 (2009)
- [180] P. Nayman, Note interne de H.E.S.S. : "Électronique pour H.E.S.S. II", (2008)
- [181] J.-F. Glicenstein, Présentation en réunion H.E.S.S., Tübingen (novembre 2008)
- [182] J. Masbou, Proceedings of the 31st ICRC, Łódź, n° 1059 (2009)
- [183] J. Masbou, thèse de l'Université de Savoie (2010)
- [184] M. Punch pour la collaboration H.E.S.S., proceeding of "Toward a Major Cerenkov Telescope", Palaiseau (2005)
- [185] <http://www.ni.com/labview>

Remerciements

Cette thèse touche à sa fin. Trois années de travail sont résumées ici, laissant de côté mille petites anecdotes qui ont émaillé la vie de tous les jours : de sombres histoires de cobra en Namibie ou de réveil par la police municipale. Il n'est pas aisé de raconter le déroulement de cette thèse, mais pour reprendre les paroles d'un sage (peut-être pas si sage que ça) : "Moi si je devais résumer [la thèse] aujourd'hui avec vous, je dirais que c'est d'abord des rencontres, des gens qui m'ont tendu la main peut-être à un moment où je ne pouvais pas, où j'étais seul chez moi. Et c'est assez curieux de se dire que les hasards, les rencontres, forgent une destinée."

Parmi ces rencontres viennent en premier lieu Jacques Colas et Yannis Karyotakis, directeurs successifs du LAPP, qui m'ont accueilli au sein de leur laboratoire et Marie-Noëlle Minard, vice-directrice à mes débuts, qui m'a orienté vers le groupe H.E.S.S., pendant l'été 2006.

À la fin de ce cycle de trois ans, qui m'a parfois paru être une éternité, arrivent les membres de mon jury de thèse, sans qui bien évidemment je ne pourrais imposer aux gens de m'appeler docteur : les rapporteurs Jean Ballet, Bernard Degrange, qui ont permis, par leurs conseils et leurs remarques d'améliorer la qualité de ce manuscrit, Raphaël Gragnier de Cassagnac, Yannis Karyotakis, Massimo Persic, pour s'être intéressés, l'espace d'une heure au moins à l'astronomie γ .

Au milieu, mes premiers mots vont évidemment vers mon directeur de thèse Giovanni Lama, soutien indéfectible qui m'aura guidé tout au long de cette thèse, qui m'aura donné le courage et la confiance pour aller jusqu'au bout, et à qui je dois finalement beaucoup.

Si c'est thèse a abouti, c'est également grâce à l'équipe H.E.S.S. au LAPP : Sylvie Lees-Rosier, Guy Coigner, Jean-Pierre Vialle, Roman Kossakowski, qui m'auront apporté de bons et de nombreux conseils et pour les nombreuses re-lecture de thèse, d'abstracts, de proceedings, de présentation. Je n'oublie pas non plus les ingénieurs et techniciens qui ont fait un travail merveilleux sur H.E.S.S. II, et tout particulièrement Nadia Fouque, Jean-Luc Panazol avec qui j'ai pu travaillé dans une atmosphère des plus conviviales.

La collaboration avec différents chercheurs au sein du groupe H.E.S.S. aura été des plus profitables. Je me souviendrai tout particulièrement de l'aide de Mathieu de Naurois, magicien de la programmation, et sans qui les résultats n'auraient pas été aussi rapides, du travail effectué en commun avec Yves Gallant, Bernhard Glück, Fabian Schöck, Bruno Khélifi et Jim Hinton sur les différentes sources analysées durant cette thèse, et de l'accueil réservé en Namibie par Albert, Eben, Maveipi et Toni.

J'en profite également pour souligner l'apport de Julien, collègue de travail et compagnon de route par monts et par vaux, d'Erévan à San Francisco, partenaire de tennis de table (uniquement après 19h, voire après la tombée de la nuit), et sans qui la fin de la thèse aurait été dure à vivre. Un mot également pour toutes celles et ceux qui m'ont apporté de nombreux moments de détente et qui m'ont permis de m'évader, que ce soit après le travail, pendant les week-ends ou durant les réunions de collaboration aux quatre coins du monde : Aldée, Anne, Armand, Bénédicte, Caroline, Christian, Daniel, Δημήτρης, Élise, Florence, François, Guillaume C.,

Guillaume D., Gwenaëlle, Ηρώ, Jérémie, Julia, Julien Mo., Kevin, Laura, Loïc, Louis, Ludovica, Magali, Mathieu A., Matthieu V., Nelly, Nukri, Olivier, Petruța, Pierre, Romain, Ryan, Sean, Thimotée, Timur, Valeria, et tous ceux que j'ai oubliés faute de n'avoir pas pu les voir assez souvent, ou parce qu'il m'arrive encore d'être vraiment distrait.

Je n'oublie certainement pas l'aide, le soutien, et les encouragements apportés par ma famille : Annette, Didier, Christian, Maurice, mes grand-parents, mes parents (également pour les nombreuses fautes d'orthographe qui ont été corrigées), mes sœurs, ma nièce (encore un peu jeune pour lire ma thèse), ni celle qui n'est plus, qui m'auront régulièrement nourri, logé et parfois blanchi au cours de ces trois années.

Et enfin, parce que plus d'un petit air m'a fait (beaucoup et souvent) du bien, je ne peux pas ne pas mentionner Nicole, Dominique et leurs amis, Georges, Jim, Antonín et tant d'autres encore.

Et toutes mes félicitations à ceux qui lisent cette page, sans avoir "court-circuité" les 200 précédentes...

Résumé

L'expérience H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic system) a pour objectif l'observation du ciel austral en rayons γ de très haute énergie. L'observatoire, constitué de quatre télescopes fonctionnant en stéréoscopie et situé en Namibie, est un des plus performants au monde. Enregistrant des données depuis 2003, c'est l'instrument idéal pour l'observation du plan galactique et la détection des nombreuses sources qui s'y trouvent.

Trois méthodes d'analyse ont été mises en place, s'appuyant sur différentes propriétés des gerbes électromagnétiques issues de l'interaction des γ avec l'atmosphère. L'objectif premier de cette thèse était de combiner les informations issues de ces trois méthodes pour la sélection des événements et la reconstruction de la direction et de l'énergie des γ . La nouvelle analyse, appelée X_{eff} , apporte un gain significatif sur la qualité de la sélection et sur la précision de reconstruction de l'énergie et de la direction. L'analyse X_{eff} a été utilisée pour l'étude de nébuleuses de pulsar telles que Vela X, G0.9+0.1 et MSH 15-52. De nouveaux résultats ont été mis en évidence concernant l'extension de la source (Vela X) ou la forme spectrale (G0.9+0.1 et MSH 15-52) grâce à de nouvelles observations et à l'efficacité de l'analyse mise en place.

Dès 2010, l'expérience rentrera dans une nouvelle phase avec l'achèvement d'un cinquième télescope, dédié à l'observation des rayons γ à partir de quelques dizaines de GeV. Les tests mis en place pour l'étalonnage des photomultiplicateurs et les résultats obtenus sont décrits dans le manuscrit.

Mots-clés : Rayons γ de très haute énergie, H.E.S.S., analyse multi-variables X_{eff} , nébuleuses de pulsar, Vela X, G0.9+0.1, MSH 15-52, étalonnage des photomultiplicateurs.

Summary

H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) is one of the leading systems of four Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes that investigates very high energy (VHE) cosmic γ -rays in the 100 GeV to 100 TeV energy range. H.E.S.S. is located in Namibia, near the Gamsberg mountain and operational since December 2003. The H.E.S.S. experiment is mainly aimed to the observation of the southern sky including the galactic plan and the numerous astrophysics sources therein.

Three analysis methods have been developed using various properties of the electromagnetic showers generated by the interaction of primary cosmic γ -rays within the Earth atmosphere. The first goal of this thesis was to combine the information from these methods for the selection and the energy and direction reconstruction of γ -ray events. The new analysis called X_{eff} improves significantly the quality of the selection and the precision of the reconstruction. This analysis has been afterwards applied to the study of pulsar wind nebulae like Vela X, G0.9+0.1 and MSH 15-52. New results were found concerning the source extension (Vela X) or spectral analysis (G0.9+0.1 and MSH 15-52) at TeV energies, thanks to additional data and to the improved efficiency of the new method.

In 2010, a new phase will begin with the achievement of a fifth telescope dedicated to γ -ray observation from tens GeV. The calibration processes of the photomultipliers equipping the camera of the new telescope, as well as the results of the tests, are also described in this thesis.

Key words : Very high energy γ -rays, H.E.S.S., X_{eff} multi-variable analysis, pulsar wind nebulae, Vela X, G0.9+0.1, MSH 15-52, photomultiplier calibration.