



Recherche de sources ténues ou transitoires dans les régions centrales de la Galaxie avec H.E.S.S. Application à l'étude de la région du vestige de supernova W49B.

François Brun

► To cite this version:

François Brun. Recherche de sources ténues ou transitoires dans les régions centrales de la Galaxie avec H.E.S.S. Application à l'étude de la région du vestige de supernova W49B.. Phénomènes cosmiques de haute energie [astro-ph.HE]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011. Français. tel-00645861

HAL Id: tel-00645861

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00645861>

Submitted on 28 Nov 2011

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

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

**THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI - PIERRE ET MARIE
CURIE**

Spécialité

Particules, Noyaux, Cosmos

Présentée par

François BRUN

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS VI - PIERRE ET MARIE CURIE

**Recherche de sources ténues ou transitoires dans les régions
centrales de la Galaxie avec H.E.S.S. - Application à l'étude
de la région du vestige de supernova W49B.**

Thèse soutenue le 26 septembre 2011 devant le jury composé de :

M. Jean BALLETT	Rapporteur
M. John CARR	Rapporteur
M. Stefano GABICI	Examineur
M. Mathieu de NAUROIS	Directeur de thèse
M. Jean-Paul TAVERNET	Président du jury
M. Fabian ZOMER	Examineur

*À Aneline,
À mes parents, à mes grands-parents
et à Elliot*

Remerciements

Au terme de ces trois années de thèse, je me sens infiniment redevable à l'égard de toutes les bonnes âmes qui m'ont accompagné, soutenu, motivé et avec lesquelles j'ai travaillé et passé des moments de détente plus que bienvenus. Ce préambule est l'occasion pour moi de saluer le soutien de chacune d'entre elles. Je souhaite néanmoins remercier tout particulièrement certaines personnes. Et si toutefois j'omettais de citer quelqu'un, c'est uniquement parce que la place me manque...

Je tiens d'abord à exprimer ma gratitude à tous les membres du jury pour avoir pris le temps de lire en détails mon manuscrit et pour avoir accepté de participer à l'étape finale de la thèse que constitue la soutenance. Merci donc à Jean-Paul Tavernet, qui a de surcroît endossé le rôle de président du jury. Merci à Stefano Gabici et à Fabian Zomer. Merci enfin à mes deux rapporteurs, Jean Ballet et John Carr, dont les précieux commentaires ont permis d'améliorer de manière significative ce manuscrit.

Je remercie chaleureusement mon directeur de thèse, Mathieu de Naurois, de m'avoir offert de travailler avec lui. Tu as su m'aiguiller, me conseiller et me rediriger lorsque je m'engageais dans des voies hasardeuses, tout en me laissant une grande liberté dans mon travail. Merci également pour tout ce que tu m'as transmis, pour ta disponibilité et ton ouverture d'esprit. Merci de m'avoir toujours poussé à aller au fond des choses.

Durant cette thèse, j'ai eu la chance de travailler successivement au sein de deux laboratoires : le Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies (LPNHE) puis le Laboratoire Leprince-Ringuet (LLR). Ce changement d'environnement en plein doctorat fut une étape difficile mais il m'a amené à faire deux fois plus de rencontres passionnantes. Ma reconnaissance va donc en premier lieu aux directeurs successifs du LPNHE, Pascal Debu et Reynald Pain, ainsi qu'au directeur du LLR, Jean-Claude Brient. Travailler au sein de leur laboratoire a été un véritable enrichissement pour moi. Je souhaite également remercier les membres des services généraux de ces deux établissements qui contribuent au quotidien à l'avancement de la recherche et qui, pour mon cas, ont permis un changement de laboratoire en douceur.

J'ai donc eu l'opportunité de travailler au sein du groupe HESS au LPNHE et je remercie ici tous les membres de cette équipe formidable que j'ai eu la chance de côtoyer : Pascal Vincent, Jean-Paul Tavernet, David Maurin, Olivier Martineau-Huynh, Julien Bolmont, Agnieszka Jacholkowska, François Toussenel, Patrick Nayman et Jean-François Huppert. Grâce à vous, mes années parisiennes ont été aussi agréables qu'enrichissantes. Par ailleurs, un grand merci à celle qui fut ma « marraine » au cours de ma thèse, Sophie Trincaz-Duvoid. Merci pour ton soutien et ton écoute attentive. Merci aussi à Jacques Chauveau pour son aide et ses conseils ainsi

qu'à Isabelle Cossin et Irena Nikolic-Audit qui m'ont permis de participer à ces événements importants que sont la fête de la science et les master-classes. J'ai par la suite rejoins le groupe d'Astronomie γ du LLR et je souhaite remercier chaleureusement tous les membres du groupe pour leur accueil, pour leur soutien et pour les échanges stimulants que nous avons eus. Merci à Berrie Giebels qui a fait en sorte que mon arrivée se fasse sans heurts ainsi qu'à Bruno Khé-lifi, Gérard Fontaine, Bernard Degrange, Stephen Fegan, Deirdre Horan, Pascal Fortin, Denis Bernard, Philippe Bruel et Yvonne Becherini. Vous m'avez tous beaucoup appris.

En outre, je voudrais adresser un immense merci à mes comparses thésards : Aldée Charbonnier, David Sanchez, Hélène Laffon et Jonathan Biteau mais aussi Jonathan Brown et Stefania Bordoni. Ça a été super d'échanger et de travailler avec vous, vous m'avez énormément apporté. Merci également à Christine Peters que j'ai eu le plaisir d'encadrer pendant son stage de Master.

Mes remerciements vont également à tous les membres de la collaboration HESS qui m'ont permis de découvrir ce formidable instrument et avec lesquels j'ai apprécié travailler ou partager un verre. J'aimerais remercier en particulier Werner Hofmann, Jean-François Glicenstein, Yves Gallant, Emma de Oña-Wilhelmi, Emmanuel Moulin, Arache Djannati-Ataï, Matthieu Renaud, Michael Punch, Régis Terrier, Marianne Lemoine-Goumard, Sylvie Rosier-Lees, Giovanni Lammanna mais aussi Loïc Rolland et tout les thésards et post-doc de HESS que j'ai eu la chance de rencontrer. C'est aussi grâce à eux que les réunions aux quatre coins de l'Europe sont si agréables : Matthieu Vivier, Nigel, Armand, Fabio, Aion, Clementina, Anna, Matteo, Julien, Jérémie, Florent, Vincent, Francesca, Henning, Pol, Christoph, Christian, Jean-Philippe, Anne, Arnim, Kathrin, Ryan, Svenja, Michael, Joachim, Stefan et tous les autres.

Je tiens à saluer le travail remarquable de tout le personnel présent sur le site en Namibie et notamment Eben Tchingete, Maveipi Kandjii, Toni Hanke et Albert Janke. Je voudrais aussi rendre hommage à la mémoire de Okkie de Jager qui, en juillet 2010, m'a accueilli dans son laboratoire. Le rencontrer et discuter avec lui fut un véritable honneur.

L'achèvement de la thèse correspond également à la fin des études et je souhaite remercier tous les professeur(e)s qui m'ont soutenu, conseillé et encouragé tout au long de mon cursus. Leur passion et leur engagement m'ont aidé à persévérer dans cette voie. Merci donc à Camélia Aguilar, Mesdames Benabou, Picard et Faye, Messieurs Leclerc, Grange et Duteil et encore une fois, mais dans un autre registre : Pascal Vincent, Jean-Paul Tavernet et Bernard Degrange.

Merci aussi à tous les ami(e)s qui m'ont accompagné, épaulé et déridé tout au long de ces années de labeur : Sofiane, Simon, Olivier, Médéric, Rhita, Bénédicte, S-Thomas, Marianne, Julien, Laurette, Hamza, Amandine, Parwana... Je souhaite remercier tout particulièrement Clément-binominio pour son indéfectible bonne humeur et sa présence. Ces innombrables heures passées à la bibliothèque n'auraient pas été aussi « agréables » sans toi. Merci pour ces moments et pour tout le reste ! Mes pensées reconnaissantes vont également à la joyeuse bande du 18 qui m'accompagne depuis tant d'années maintenant : Maïté, Gaëtan, Hélène et Jean-Marc pour leur soutien depuis toujours, Éléonore, Juliette, Anne, Charly et Giuliana. Je n'oublie pas non plus le petit monde du 9 : Romain, Agathe, Samson, Marie, Christos, Mathieu, Lorraine, Vincent, Sandrine, Lucas, Olympe, Romain, Lili-Rose, Aline Peleutier, Guillaume, Ghislaine ainsi que tous les petits avec des grandes jambes et les grands avec des petites jambes. Parmi eux, entre autre : Céline, Anne-Hélène et toute la clique du 87. Merci aussi à Pow de Minsé, bien sûr, mais également à Petite Nini, la Lilette, Monsieur Bubul et Docteur Léo.

Merci à toute ma famille, tous les Brun et les Santonastaso. Merci à ceux qui ont pu se libérer pour assister à ma soutenance, votre présence m'a beaucoup touché. Merci également à ceux qui n'ont pas pu venir mais qui m'ont accompagné par la pensée. Un grand merci à toute la famille Mennella et tout particulièrement à Noëlle. Ton soutien, tes attentions et ta disponibilité m'ont beaucoup aidé.

Je remercie mes parents qui ont toujours cru en moi et m'ont systématiquement soutenu. Merci de m'avoir enseigné la curiosité et la persévérance et de m'avoir permis d'apprendre tant de choses. Sans votre amour et votre présence, je n'en serais certainement pas là aujourd'hui. Merci à ma sœur Marion et à mon frère Pierre ainsi qu'à Anaïs et Clément d'être aussi géniaux.

J'ai une pensée toute particulière pour Jean, mon grand-père, qui a été présent à chaque étape de cette thèse mais qui, malheureusement, n'a pu en voir l'achèvement. Merci pour ta joie de vivre, ton humour et ta gentillesse. Merci de m'avoir donné le goût d'apprendre. Je suis bien d'accord : il vaut toujours mieux une bière dans le corps qu'un corps dans la bière ! Un grand merci également à mes grands-mères Loulette et Rolande pour leur douceur et leur bienveillance.

Merci à Elliot qui n'était pas encore de ce monde au début de cette thèse : tu es né alors que je commençais à écrire le premier chapitre. Aujourd'hui, tu n'es pas encore assez grand pour faire un âne mais sois prudent si tu bois de l'eau !

J'ai bien sur gardé la personne la plus importante à mes yeux pour la fin : un merci infini à Aneline pour son soutien sans failles depuis si longtemps. Merci pour tes relectures attentives, ce manuscrit te doit beaucoup. Merci pour ta patience, tes attentions et ta tendresse. Merci pour l'amour et le bonheur que tu m'apportes chaque jour.

Place maintenant au plat de résistance alors s'il y en a qui doivent prendre des cachets, c'est maintenant !

*Les amis de la vérité sont ceux qui la cherchent et non ceux
qui se vantent de l'avoir trouvée.*
Nicolas Marquis de Condorcet, 1743-1794

On se lasse de tout sauf de comprendre.
Virgile, 70-19 av. J.-C.

Table des matières

Remerciements	iv
Introduction	1
I Rayonnement Cosmique et Astronomie γ	3
1 Le rayonnement cosmique	5
1.1 Historique	5
1.2 Spectre et composition	6
1.2.1 Spectre en énergie	6
1.2.2 Composition	9
1.3 Origines	10
1.3.1 Sources potentielles	10
1.3.2 Mécanismes d'accélération des particules chargées par ondes de choc	11
2 L'astronomie γ	19
2.1 Présentation	19
2.2 Liens entre astronomie γ et rayonnement cosmique	21
2.3 Les processus de production de photons γ de très haute énergie	22
2.3.1 Processus leptoniques	22
2.3.2 Processus hadronique : Désintégration des pions neutres	25
2.3.3 Processus exotique : Annihilation de particules de matière noire	26
2.3.4 Absorption de photons par création de paires	27
2.4 Les détecteurs de l'astronomie γ	27
2.4.1 Détecteurs spatiaux	27
2.4.2 Détecteurs au sol	30
3 Les sources du rayonnement γ	41
3.1 Sources Galactiques	43
3.1.1 Le phénomène de supernova	44
3.1.2 Les vestiges de supernovæ	44
3.1.3 Nébuleuses à vent de pulsar	46
3.1.4 Systèmes binaires	50
3.1.5 Amas d'étoiles massives et vents stellaires	52
3.1.6 Les émissions diffuses	54
3.1.7 Les sources non identifiées	55

3.2	Les sources extragalactiques	55
3.2.1	Les noyaux actifs de galaxies	55
3.2.2	Les galaxies à sursaut de formation d'étoiles	57
3.2.3	Les sursauts γ	58
II	H.E.S.S.	61
4	Le réseau de télescopes H.E.S.S.	63
4.1	Le site	64
4.1.1	Disposition des télescopes	64
4.1.2	Instruments complémentaires	64
4.2	Les télescopes	65
4.2.1	Description	65
4.2.2	Alignement des miroirs	67
4.2.3	Correction de pointé	67
4.3	Les caméras	69
4.3.1	Instrumentation du plan focal	69
4.3.2	Électronique	70
4.4	La stratégie de déclenchement	72
4.4.1	Objectif et principe	72
4.4.2	Description	73
4.4.3	Choix des seuils et performances	73
4.5	Déroulement des observations	73
5	Étalonnage du détecteur	77
5.1	Étalonnage des caméras	77
5.1.1	Pixels non-opérationnels	78
5.1.2	Dispositifs de calibration	79
5.1.3	Détermination des piédestaux	79
5.1.4	Modes communs dans les données de H.E.S.S.	81
5.1.5	Gains	88
5.1.6	Correction des inhomogénéités de collection	89
5.2	Étalonnage de l'efficacité de collection de lumière	90
6	Reconstruction et analyse	93
6.1	Méthodes de sélection et de reconstruction	94
6.1.1	Simulations	94
6.1.2	Sélection des données utilisables	95
6.1.3	Méthode des moments de Hillas	96
6.1.4	Modèle semi-analytique	99
6.1.5	Autres méthodes	103
6.2	Estimation du bruit de fond résiduel	105
6.2.1	Principe	105
6.2.2	Estimations de l'acceptance	106
6.2.3	Méthodes utilisant le mode d'observation <i>wobble</i>	109
6.2.4	Méthode <i>ON-OFF</i>	110

6.2.5	Méthode <i>Template</i> et méthode des poids	111
6.2.6	Calcul de la significativité	111
6.3	Analyse morphologique	112
6.3.1	Production de cartes du ciel	113
6.4	Analyse spectrale	113
III Recherches systématiques de sources dans le plan Galactique		119
7	Exploration du plan Galactique avec H.E.S.S.	121
7.1	Stratégie(s) d'observation	122
7.2	Production de cartes sur le ciel	122
7.2.1	Cartes de significativité	123
7.2.2	Cartes et distributions des candidats normalisées par l'acceptance . . .	129
7.2.3	Cartes de flux et de seuil de détection	129
7.3	Vers les plus basses énergies et un seuil de détection plus faible	137
7.3.1	Cartes et distributions	142
7.3.2	Améliorations et développements possibles	145
7.3.3	Apports et perspectives	146
7.4	Conclusions	147
8	Recherche d'événements transitoires	149
8.1	Description du test : <i>exp-test</i>	150
8.2	Mise en place du test	152
8.2.1	Sélection des événements	152
8.2.2	Correction de l'acceptance	153
8.2.3	Efficacité	155
8.2.4	Méthode des <i>Inter Events</i>	159
8.3	Test en fenêtres glissantes	161
8.4	Application de la méthode : production de cartes sur le ciel	162
8.4.1	Méthode	162
8.4.2	Application au champ de vue du blazar PKS 2155-304	163
8.4.3	Application aux données du plan Galactique	167
8.5	Blocs bayesiens	169
8.6	Test par somme cumulative	178
8.7	Comparaison des différents tests	179
8.8	Conclusions	181
9	Observations des vestiges de supernovæ	183
9.1	Évolution d'un vestige de supernova	184
9.2	Vestiges de supernovæ et émission de photons γ de très haute énergie	188
9.2.1	Vestiges jeunes	189
9.2.2	Vestiges en interaction avec un nuage moléculaire	193
9.3	Approche multi-messagers et perspectives	197

10 La région W49	201
10.1 Présentation de la région	201
10.2 Observations avec H.E.S.S. : analyse et résultats	204
10.2.1 Significativité	205
10.2.2 Analyse spectrale et morphologique	206
10.3 Interprétations et modélisations	213
10.3.1 Modélisation de l'émission multi-longueurs d'onde	213
10.3.2 Émission possible en direction de W49A et durcissement du spectre . .	220
10.4 Conclusions et perspectives	223
Conclusions	225
Bibliographie	227
Résumé	246

Introduction

En 1912, Victor Hess découvre par des mesures en ballon que des particules de haute énergie en provenance du cosmos bombardent la Terre en permanence. Il s'agit d'un "rayonnement cosmique" constitué de particules élémentaires (protons, électrons) et de noyaux atomiques de haute énergie. Ces particules circulent dans le milieu interstellaire et arrivent sur Terre où elles sont en grande partie absorbées par l'atmosphère. Les particules du rayonnement cosmique ont la particularité d'être chargées électriquement, elles sont par conséquent déviées par les champs magnétiques qui règnent dans le milieu interstellaire et il est impossible d'en connaître l'origine et d'en identifier les sources astrophysiques. Ainsi, depuis bientôt un siècle, l'identification de l'origine du rayonnement cosmique est un des grands défis de la science.

Le champ des connaissances dans ce domaine n'a cependant pas stagné depuis la découverte de ce rayonnement. L'étude de la répartition en énergie de ces particules a notamment permis de déterminer que les processus à l'origine des rayons cosmiques sont parmi les plus violents de l'Univers. Ces processus produisent également des particules de lumière de très haute énergie : les photons γ , qui ont l'avantage d'être électriquement neutres et qui nous parviennent donc en ligne droite depuis leur source.

L'expérience d'astronomie γ au sol H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*) est un réseau de télescopes au sol de troisième génération utilisant la technique d'imagerie de l'effet Cherenkov. Elle est dédiée à l'observation de photons γ dont l'énergie est comprise entre la centaine de GeV et plusieurs dizaines de TeV. Chaque télescope est équipé d'une caméra constituée de 960 photomultiplicateurs dont la calibration, sur laquelle je me suis penché pendant cette thèse, est une des étapes clés de l'analyse des données.

Grâce à sa sensibilité et à sa bonne résolution angulaire, H.E.S.S. a rendu possible la détection d'un grand nombre de sources dans cette gamme en énergie. Il a ainsi permis un véritable essor de l'astronomie γ au sol. La situation géographique de l'instrument n'est d'ailleurs pas pour rien dans ce succès. Installé en Namibie, H.E.S.S. bénéficie d'un accès privilégié à une grande partie du plan de la Galaxie dans lequel est concentré la majorité des objets astrophysiques susceptibles d'émettre des γ de très haute énergie. Dès le début de l'exploitation des télescopes, une stratégie de relevé du plan Galactique a été mise en place : en plus d'observer des objets potentiellement intéressants, des observations sont prises de manière homogène sur toute la région du plan Galactique. L'un des objets de cette thèse a été d'appliquer les méthodes de reconstruction et d'analyse les plus récentes et les plus sensibles pour la recherche de sources au TeV dans cette région. Une source particulièrement intéressante a été découverte au cours de ce travail : il s'agit du vestige de supernova W49B. Les vestiges de supernovae sont le résultat de l'explosion d'étoiles massives dont les couches supérieures sont éjectées et créent une onde de choc qui peut accélérer des particules à très haute énergie. Ces objets sont probablement les candidats les plus prometteurs en tant que sources de rayons cosmiques.

Certains objets astrophysiques comme les systèmes binaires présentent, dans d'autres

gammes en énergies - notamment en rayons X - des sursauts d'activité. Avec plus de 2000 heures d'observation en direction des régions internes du plan Galactique, certains objets ont pu émettre des photons γ de très haute énergie pendant un court laps de temps sans être détectés par les méthodes classiques qui se basent sur l'accumulation du signal. Des outils ont été développés durant cette thèse avec pour objectif de détecter des événements transitoires dans les données de H.E.S.S. prises en direction des régions internes du plan Galactique.

Le manuscrit se divise en trois parties. La première dresse un tableau général du rayonnement cosmique et de l'astronomie γ pour décrire ensuite les techniques de détection utilisées dans ce domaine ainsi que les sources astrophysiques de ce rayonnement. Dans la deuxième partie, le réseau de télescopes H.E.S.S. est présenté ainsi que son étalonnage et sa contribution à cette étape importante de la chaîne d'analyse. C'est l'occasion par ailleurs de détailler les méthodes de reconstruction et d'analyse des événements détectés. La troisième partie s'attache à exposer la recherche de sources avec les méthodes d'analyse les plus sensibles et possédant un seuil en énergie abaissé dans les régions centrales du plan Galactique. La recherche d'événements transitoires dans ces mêmes données et les méthodes développées durant cette thèse pour y parvenir sont exposées. Enfin, nous revenons sur les vestiges de supernovæ observés à haute énergie et l'analyse du vestige de supernova W49B et de sa région est présentée.

Première partie

Rayonnement Cosmique et Astronomie γ

Chapitre 1

Le rayonnement cosmique

1.1	Historique	5
1.2	Spectre et composition	6
1.2.1	Spectre en énergie	6
1.2.2	Composition	8
1.3	Origines	10
1.3.1	Sources potentielles	10
1.3.2	Mécanismes d'accélération des particules chargées par ondes de choc	10
1.3.2.1	Mécanismes d'accélération de Fermi	10
1.3.2.2	Accélération par ondes de choc diffusives	14

1.1 Historique

En 1747, l'abbé Nollet met au point l'électroscope. À l'origine, cet instrument servait à mettre en évidence la charge électrique d'un objet. Il se compose de deux feuilles métalliques reliées à une électrode et placées dans une enceinte sous vide. Lorsque l'électrode est chargée, les feuilles se chargent à leur tour et se repoussent l'une l'autre. L'électroscope se décharge en présence d'un rayonnement ionisant, et ce d'autant plus vite que le rayonnement est intense.

Au début du XX^{ème} siècle, cet instrument a permis de mettre en évidence un rayonnement ionisant présent dans l'atmosphère dont l'origine extra-terrestre a été établie par Victor Hess entre 1911 et 1913 (voir figure 1.1). Ce dernier a montré, en mesurant la vitesse de déchargement des électroscopes lors de vols en ballon, que la densité de ce rayonnement ionisant augmente avec l'altitude (Hess, 1912).

Cependant, la nature de ce rayonnement n'était pas encore clairement déterminée. Certains physiciens, comme Compton pensaient qu'il s'agissait de particules chargées tandis que d'autres, comme Millikan, défendaient l'hypothèse de photons γ . La question est finalement tranchée lorsque Clay (1927) observe une dépendance de l'intensité avec la latitude, montrant ainsi que ce rayonnement est sensible à l'orientation par rapport au champ magnétique terrestre.

Il s'agit donc bien de particules chargées, toutefois, le nom de "rayonnement cosmique" est resté.

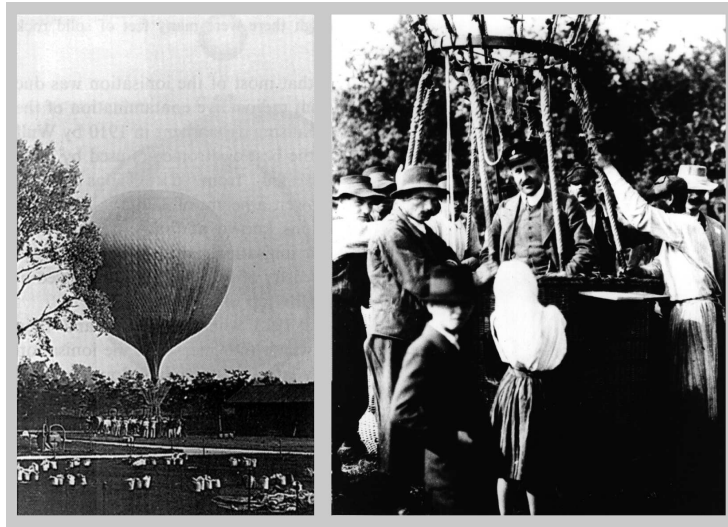


Fig. 1.1 – Victor Hess et son équipe en préparation pour un vol en ballon afin de mesurer la variation du rayonnement cosmique en fonction de l'altitude. Ces photographies sont tirées de (Sekido et collab., 1985)

En 1939, Pierre Auger (Auger et collab., 1939) met en évidence la nature secondaire des particules observées au sol. Il parvient à détecter des particules chargées en coïncidence temporelle dans des détecteurs éloignés de plusieurs dizaines de mètres. Il découvre alors les grandes gerbes atmosphériques initiées par des rayons cosmiques d'au moins 10^{15} eV.

L'étude de ces rayons cosmiques a joué un rôle essentiel dans l'histoire des sciences. Elle a permis d'élaborer et de tester les théories naissantes de physique des particules en fournissant naturellement des particules à très haute énergie. Elle a conduit notamment à la découverte du positron (Anderson, 1933), mais aussi à celle du muon, des pions, des kaons et des particules étranges Λ , Ξ et Σ .

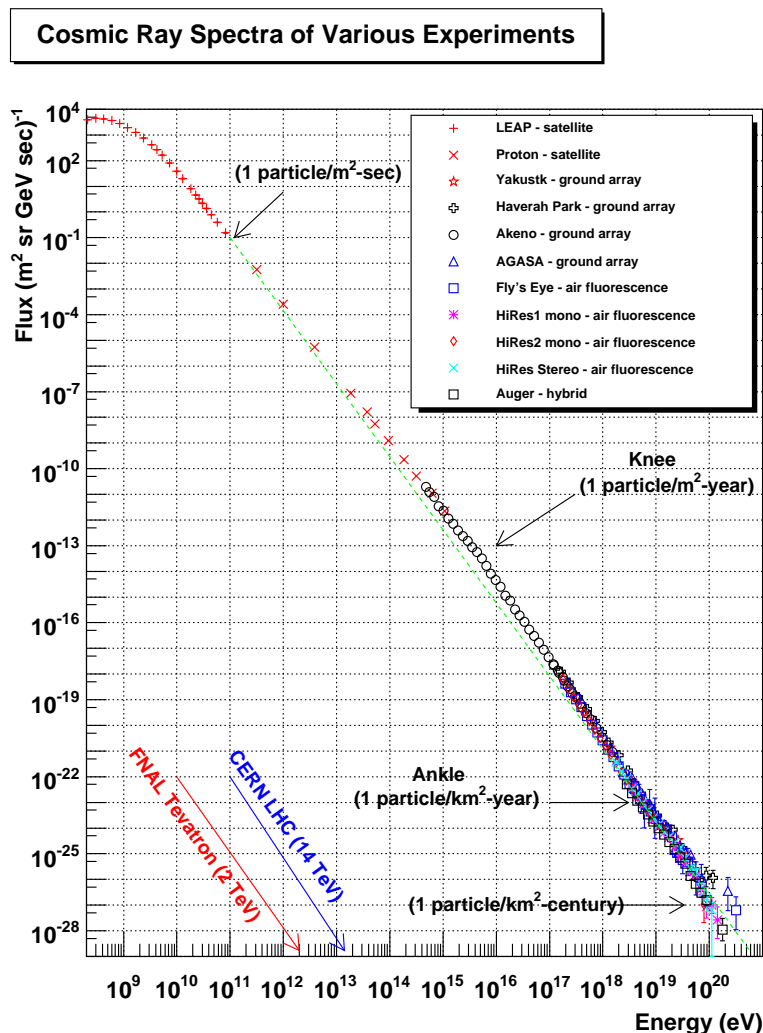
Au début des années 1950, les physiciens des particules sont parvenus à construire des accélérateurs suffisamment puissants pour étudier et produire de nouvelles particules en laboratoire tout en contrôlant un maximum de paramètres. La communauté de la physique des hautes énergies s'est alors scindée pour étudier les particules élémentaires d'une part et l'astrophysique des hautes énergies d'autre part avec notamment comme objectifs la compréhension et l'identification des sources des rayons cosmiques. Le développement du domaine de l'astroparticule, utilisant les techniques de détection développées pour la physique des particules pour étudier les phénomènes cosmiques de très haute énergie, rapproche ces deux communautés à nouveau.

1.2 Spectre et composition

1.2.1 Spectre en énergie

Le spectre en énergie des rayons cosmiques (voir figures 1.2 et 1.3) est bien décrit par une loi de puissance $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ sur plus de 12 ordres de grandeur en énergie et près de 32 ordres

de grandeurs en flux.



F . 1.2 – Spectre du rayonnement cosmique mesuré sur Terre par différentes expériences. Figure produite par William Hanlon (<http://www.physics.utah.edu/whanlon/spectrum.html>)

Plusieurs écarts à cette remarquable régularité sont toutefois observés en fonction de l'énergie. Pour des énergies inférieures à 10¹⁰ eV, la propagation des rayons cosmiques est affectée par l'influence de la magnétosphère solaire. Entre 10¹⁰ eV et 5 × 10¹⁵ eV, la distribution a un indice spectral Γ de ~ 2.7 . Cette énergie caractéristique est communément appelée "genou" car on y observe une inflexion dans le spectre. Au delà de cette énergie, et jusqu'à la "cheville" située à $\sim 4 \times 10^{18}$ eV, le spectre présente un indice plus mou ~ 3.1 . Il est à noter qu'un second genou a été mis en évidence aux alentours de 10¹⁷ eV. Aux énergies supérieures à la cheville, le spectre retrouve un indice de ~ 2.7 jusqu'à une coupure autour de $\sim 5 \times 10^{19}$ eV (Abraham et collab., 2010).

Les rayons cosmiques étant des particules chargées, ils sont déviés lors de leur propagation par les champs magnétiques Galactiques et intergalactiques. Pour une particule chargée évoluant dans un champ magnétique B , le rayon de giration est donné par la formule suivante :

$$\frac{R}{pc} = \frac{E/PeV}{B/\mu G} \quad (1.1)$$

Ainsi, toute information sur la direction d'origine de ces rayons cosmiques est perdue lorsque ces derniers sont détectés sur Terre, sauf lorsque le rayon de giration atteint les dimensions de la Galaxie ($\sim 10^4$ parsec), ce qui correspond à des énergies de l'ordre de 10^{19} eV pour des champs magnétiques typiques de l'ordre de $1 \mu G$. Cette énergie caractéristique correspond à celle de la cheville. Cette structure dans le spectre signerait donc la transition entre origine Galactique et origine extragalactique des rayons cosmiques, les rayons cosmiques ne pouvant plus être confinés dans la Galaxie.

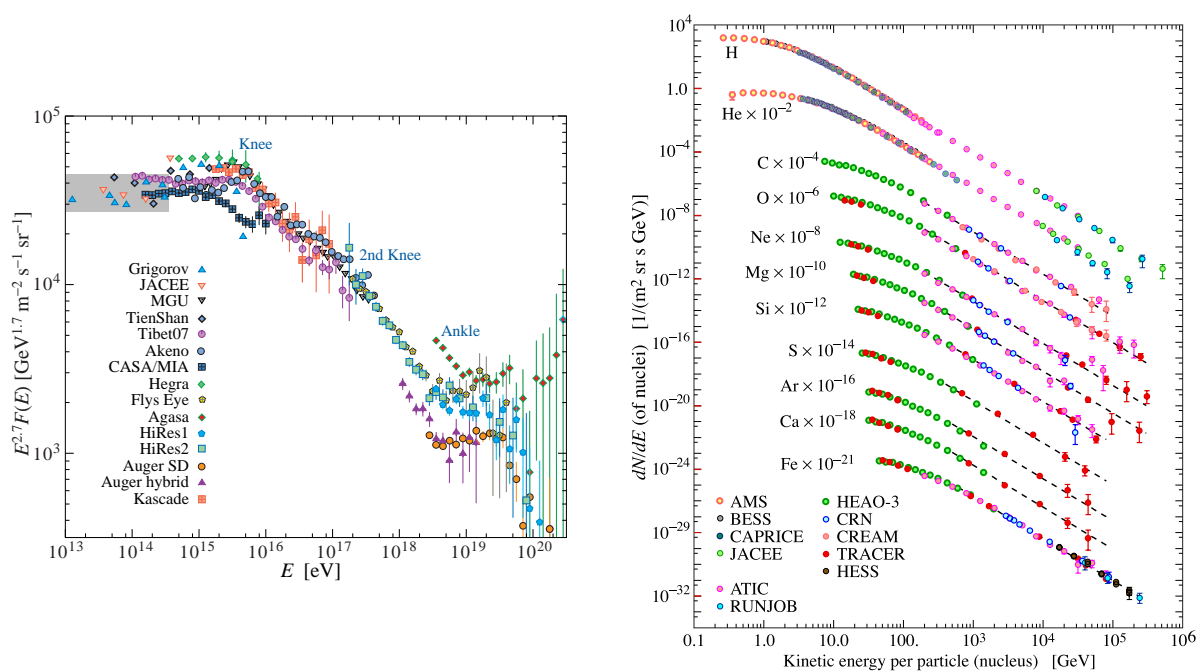


FIG. 1.3 – À gauche : Spectre du rayonnement cosmique mesuré sur Terre et multiplié par $E^{2.7}$. À droite : Spectre des principales composantes du rayonnement cosmique. Ces figures sont tirées de (Particle Data Group, 2008).

Il existe également une limite supérieure théorique à l'énergie maximale des rayons cosmiques observable pour les sources lointaines. Il s'agit de la coupure GZK, prédite par les physiciens Greisen, Zatsepin et Kuz'min (Greisen (1966), Zatsepin et Kuz'min (1966)), qui rend l'univers opaque aux rayons cosmiques d'énergie extrême. Les protons d'énergie supérieure à $\sim 10^{20}$ eV interagissent avec les photons du fond diffus cosmologique principalement par résonance Δ pour produire un pion et un proton. Il existe donc un horizon pour l'observation des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Cet horizon, qui est par ailleurs d'autant plus proche que l'énergie est élevée, est vraisemblablement responsable de la coupure observée à $\sim 5 \times 10^{19}$ eV.

L'observatoire Pierre Auger a ainsi pu mettre en évidence une anisotropie dans les directions des rayons cosmiques d'ultra haute énergie corrélée avec les directions des quasars situés à une distance inférieure à 71 Mpc (Abraham et The Pierre Auger Collaboration, 2007, voir figure 1.4). Cette corrélation trace ainsi la nature "locale" des sources des rayons cosmiques les plus énergétiques.

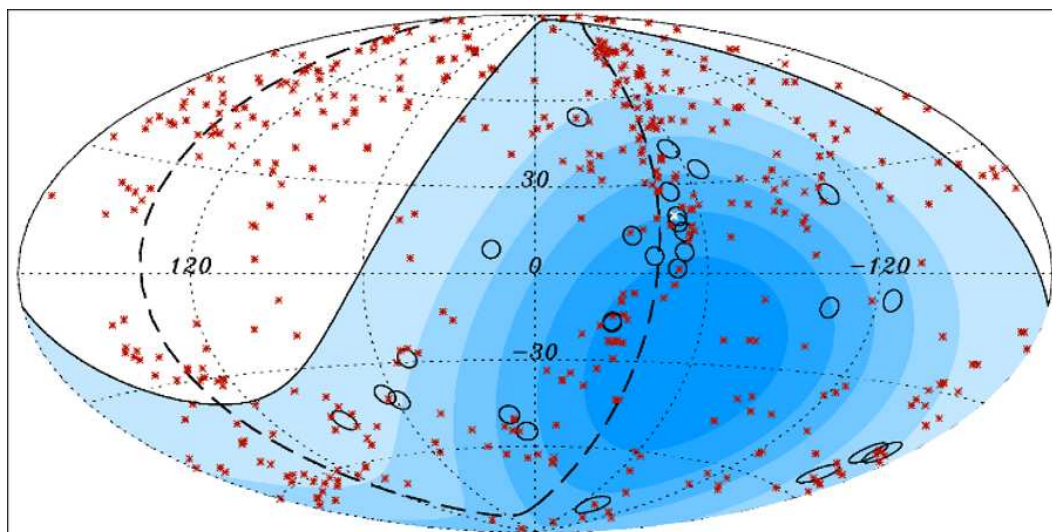
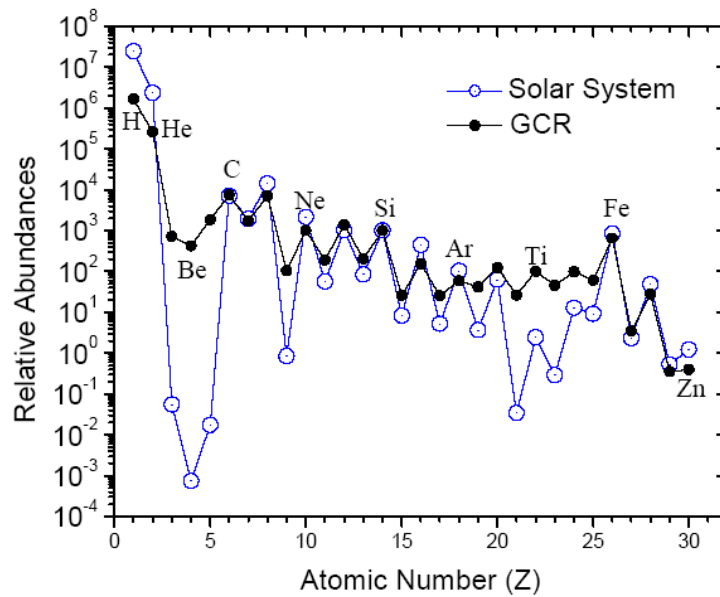


Fig. 1.4 – Représentation de la sphère céleste en coordonnées galactiques (projection Hammer-Aitoff) montrant les directions d'arrivée des 27 rayons cosmiques les plus énergétiques détectés par Auger. Les énergies sont supérieures à $5,7 \times 10^{19}$ eV. Les directions d'arrivée sont représentées par des cercles et la position de 442 noyaux actifs de galaxies situées à moins de 71 megaparsecs par des étoiles rouges. La région bleue correspond à la zone d'observation d'Auger et la zone plus foncée indique une exposition plus grande.

1.2.2 Composition

Le rayonnement cosmique Galactique est composé à 99% de nucléons et à 1% d'électrons. Les protons représentent la majeure partie des nucléons (89%), les noyaux d'hélium sont également présents en nombre significatif (10%) tandis que les noyaux plus lourds ne représentent que 1%. Les surabondances d'éléments comme le Lithium, le Béryllium et le Bore, par rapport à celles observées dans le système solaire (cf. figure 1.5), montrent leur origine secondaire : il s'agit de produits de spallation. Ces surabondances permettent d'estimer la quantité moyenne de matière traversée lors de la propagation des rayons cosmiques dans la Galaxie à $\sim 5 - 10 \text{ g cm}^{-2}$. Les isotopes radioactifs présents dans ces produits de spallation permettent quant à eux d'estimer le temps de confinement des rayons cosmiques dans la Galaxie et d'en déduire la densité moyenne du milieu dans lequel ils se propagent à $0.2 \text{ proton cm}^{-3}$. Cette densité, inférieure à la valeur moyenne dans le plan de la Galaxie (1 proton cm^{-3}), montre que les rayons cosmiques ne restent pas dans le disque Galactique mais se propagent aussi dans le halo.

Le genou observé vers 5×10^{15} eV pour les protons est également observé pour les autres espèces mais à des énergies d'autant plus importantes que les éléments sont lourds. Ainsi, le régime spectral entre les deux genoux serait dû à la superposition des genoux des différents éléments et le changement de pente à 10^{17} eV correspondrait au genou du Fer (Kampert et collab., 2004).



F . 1.5 – Composition du rayonnement cosmique et comparaison avec les abondances dans le système solaire. Cette figure a été réalisée par Israel (2004).

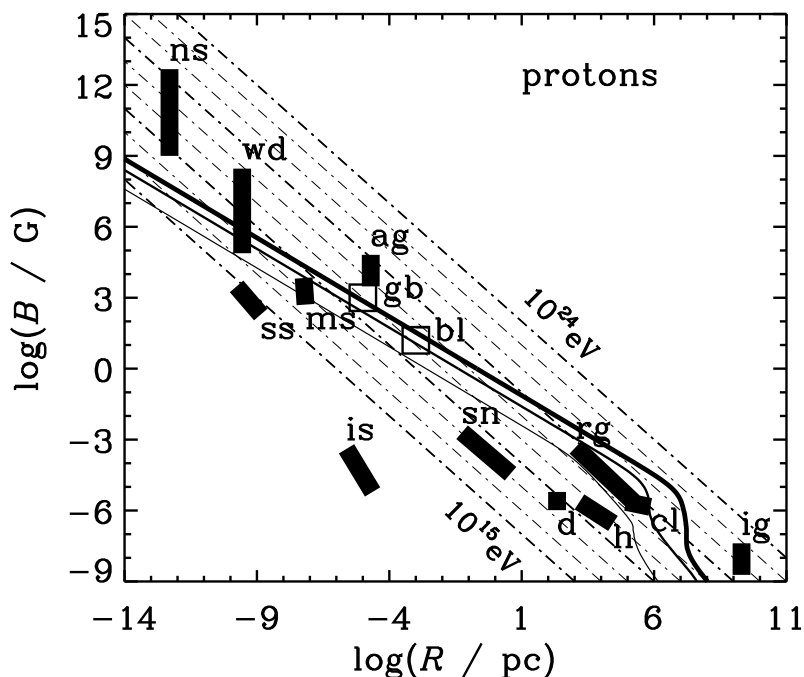
1.3 Origines

Le spectre en énergie des rayons cosmiques, en loi de puissance, est caractéristique de phénomènes non thermiques. Les particules chargées sont accélérées dans des sites astrophysiques où ont lieu les phénomènes les plus violents de l'univers.

1.3.1 Sources potentielles

Les sources potentielles du rayonnement cosmique peuvent être déterminées en considérant l'énergie maximale des particules que ces sources seraient capables d'accélérer. De manière générale, les particules peuvent être accélérées tant que leur rayon de Larmor ne dépasse pas la taille caractéristique (R) de la zone d'accélération (voir équation 1.1), après quoi elles s'échappent. En connaissant la taille et le champ magnétique des objets astrophysiques, on peut ainsi déterminer l'énergie maximale à laquelle ils sont capables d'accélérer des particules.

La figure 1.6, appelée diagramme de Hillas (Hillas, 1984), représente le champ magnétique en fonction de la taille pour différents objets astrophysiques. Dans une telle représentation, chaque énergie maximale possible peut être représentée par une droite de pente -1 (en échelle logarithmique). Les restes de supernovæ sont ainsi capables d'accélérer des particules jusqu'au genou. Pour des énergies plus importantes, il est nécessaire de s'intéresser à des objets extragalactiques comme les noyaux actifs de galaxies ou les sursauts γ . Les différents types de sources seront présentés au chapitre 3.



F . 1.6 – Diagramme de Hillas. Les différentes sources capables d'accélérer les rayons cosmiques sont représentées par des rectangles noirs. Les droites en pointillés sont des droites d'équi-énergie en fonction des paramètres B (Champ magnétique) et R (taille de la source). Plus une source est en haut et à droite de ce diagramme et plus les énergies accessibles seront élevées. On distingue sur ce diagramme : le plan galactique (d), le halo de la Galaxie (h), les étoiles à neutrons (ns), les naines blanches (wd), les éruptions solaires (ss), les magnétars (ms), les restes de supernovae (sn), les noyaux actifs de galaxies (ag) et les blazars (bl) et les lobes de radio-galaxies (rg) en particulier; les sursauts γ (gb), les milieux interstellaires (is) et intergalactiques (ig), les amas de galaxies (cl). Cette figure est tirée de (Torres et Anchordoqui, 2004).

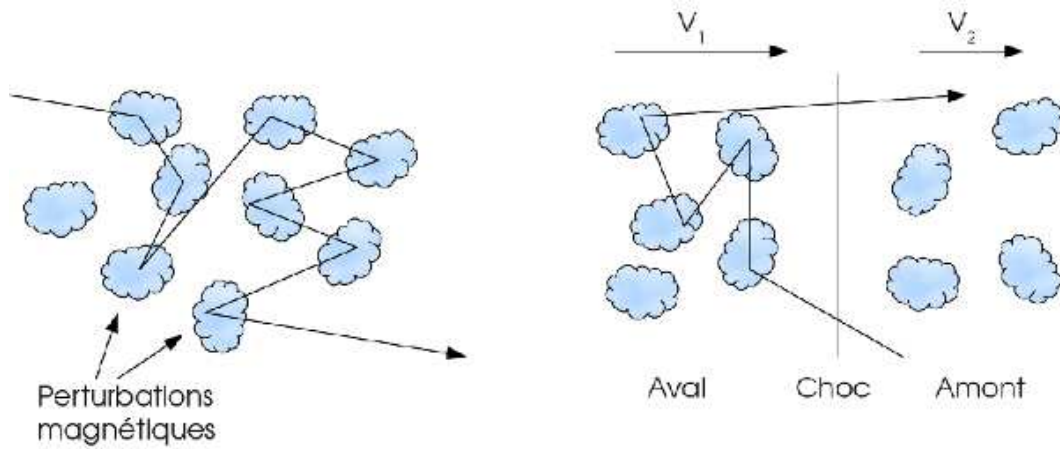
1.3.2 Mécanismes d'accélération des particules chargées par ondes de choc

Nous nous intéressons ici aux mécanismes d'accélération à l'origine des rayons cosmiques d'énergie inférieure à $\sim 10^{15}$ eV, très probablement d'origine Galactique. Les mécanismes vraisemblablement responsables des rayons cosmiques de plus haute énergie impliquent des ondes de choc relativistes. Ils ne seront pas traités dans ce manuscrit mais le lecteur intéressé pourra se référer à la revue de Gallant (2002).

1.3.2.1 Mécanismes d'accélération de Fermi

En 1949, Enrico Fermi propose un mécanisme permettant l'accélération des particules chargées (Fermi, 1949). Pratiquement, les particules gagnent de l'énergie par réflexions successives sur des régions du milieu interstellaire en mouvement où la densité ainsi que la norme du champ

magnétique sont plus élevées que la moyenne (voir figure 1.7). Ces régions sont communément appelées “nuages magnétiques”.



F . 1.7 – Schémas de principe des mécanismes d'accélération de Fermi du second ordre (à gauche) et du premier ordre (à droite). Les particules chargées sont accélérées par diffusions successives sur des “nuages magnétiques”. Dans le cas où une onde de choc est présente, on parle d'accélération de Fermi du premier ordre. Les particules diffusent sur les perturbations magnétiques du milieu, et sont isotropisées à la fois en amont et en aval du choc. Une fois passée dans le choc, soit après deux collisions frontales où la particule est accélérée, cette dernière peut repasser dans le choc et subir à nouveau l'effet du choc.

Accélération de Fermi du second ordre

Considérons un nuage magnétique animé d'une vitesse V dans le référentiel Galactique, au sein duquel règne un champ magnétique B uniforme et constant. Lorsqu'une particule chargée d'énergie E_1 pénètre dans ce nuage en formant un angle θ_1 par rapport à la direction de propagation de ce dernier, elle va être déviée par le champ magnétique et en ressortir avec une énergie E_2 en formant un angle θ_2 . Les grandeurs E'_1 , E'_2 , θ'_1 et θ'_2 correspondent aux énergies et angles d'entrée et de sortie dans le référentiel du nuage. Par changements de référentiels successifs, nous pouvons déterminer le gain ou la perte d'énergie de cette particule. Nous avons :

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (1.2)$$

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2) \quad (1.3)$$

La diffusion étant élastique dans le référentiel du nuage, nous pouvons écrire $E'_1 = E'_2$, ainsi on obtient l'énergie en sortie du nuage en fonction de l'énergie en entrée :

$$E_2 = \gamma^2 E_1 (1 - \beta \cos \theta_1)(1 + \beta \cos \theta'_2) \quad (1.4)$$

Avec $\beta = V_{\text{nuage}}/c$, $\gamma^2 = 1/(1 - \beta^2)$ et où les particules sont supposées relativistes ($v \simeq c$). La variation relative d'énergie s'écrit alors :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\beta(\cos \theta'_2 - \cos \theta_1) + \beta^2(1 - \cos \theta_1 \cos \theta'_2)}{1 - \beta^2} \quad (1.5)$$

D'après cette équation, la particule peut aussi bien gagner que perdre de l'énergie si la collision est frontale ou fuyante.

Afin de déterminer la variation moyenne d'énergie d'une telle particule lors d'un grand nombre de diffusions sur des nuages magnétiques, il convient de faire la moyenne sur tous les angles d'entrée et de sortie possibles. La probabilité d'avoir une collision frontale entre une particule et un nuage est proportionnelle à $v - V \cos \theta_1$ où v est la vitesse de la particule, ainsi :

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = -\frac{1}{3} \frac{V}{v} \simeq -\frac{1}{3} \beta \quad (1.6)$$

Par hypothèse, la direction de la particule est isotropisée dans le nuage et l'angle de sortie est quelconque, on a alors :

$$\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0 \quad (1.7)$$

La variation moyenne d'énergie peut donc s'écrire :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \simeq \frac{4}{3} \beta^2 \quad (1.8)$$

Les collisions frontales étant plus probables que les collisions fuyantes, les particules sont donc, en moyenne, accélérées d'un facteur $\frac{4}{3} \beta^2$ à chaque collision. On parle d'accélération de Fermi du second ordre. De fait, ce type d'accélération n'est que peu efficace, il peut être amélioré si, au lieu d'interagir avec des nuages magnétiques, les particules sont accélérées par diffusion sur des perturbations magnétiques telles que les ondes d'Alfvén. Ces ondes possèdent des vitesses plus grandes que les nuages et la distance entre deux centres diffuseurs est plus faible. Il n'en demeure pas moins que ce processus est proportionnel à β^2 , il est donc intrinsèquement peu efficace. Toutefois, l'idée de rebond sur des perturbations magnétiques sous-tend toutes les théories plus élaborées.

Accélération de Fermi du premier ordre

Le mécanisme d'accélération de Fermi du premier ordre reprend le principe de réflexion sur des inhomogénéités magnétiques, présenté précédemment, mais en considérant que les particules chargées ne subissent que des collisions frontales (Fermi, 1954). Dans ce cas, les particules sont accélérées à chaque collision. En outre, si on suppose que les particules en amont du choc sont isotropisées, on a :

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = -\frac{2}{3} \quad (1.9)$$

$$\langle \cos \theta'_2 \rangle = +\frac{2}{3} \quad (1.10)$$

Le gain moyen d'énergie vaut alors (en reprenant l'équation 1.5) :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{\frac{4}{3} \beta + \frac{13}{9} \beta^2}{1 - \beta^2} \simeq \frac{4}{3} \beta \quad (1.11)$$

Ainsi, le gain moyen en énergie est cette fois proportionnel à β et donc bien plus efficace que pour l'accélération de Fermi du second ordre. On parle de mécanisme d'accélération de Fermi du premier ordre.

Spectre des particules accélérées

Le grand succès des processus de Fermi, présentés précédemment, est de prédire un spectre des particules accélérées en loi de puissance.

Si on note τ_{acc} le temps caractéristique d'accélération, correspondant à un taux $dE/dt = E/\tau_{acc}$, les particules peuvent également s'échapper du système avec un temps caractéristique τ_{ech} correspondant à un taux $\partial N/\partial t = N/\tau_{ech}$. L'équation d'évolution de la densité de particules $N(E, t)$ accélérées peut s'écrire :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E} \left(\left(\frac{dE}{dt} \right)_{acc} N \right) = Q_{inj} - \left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_{ech} \quad (1.12)$$

où Q_{inj} est le terme de source. Si on suppose $Q_{inj} = \delta(E - E_0)$, alors, pour des énergies supérieures à E_0 et en régime stationnaire, on obtient la relation :

$$\frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{E}{\tau_{acc}(E)} N(E) \right) = - \frac{N(E)}{\tau_{ech}(E)} \quad (1.13)$$

Si on note le temps entre deux accélérations successives t_{cyc} , alors dans le cadre des processus d'accélération de Fermi les temps caractéristiques d'accélération sont indépendants de l'énergie : $\tau_{acc} = \frac{3}{4}\beta \times t_{cyc}$ (accélération du premier ordre) et $\tau_{acc} = \frac{3}{4}\beta^2 \times t_{cyc}$ (accélération du second ordre). On a ainsi :

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\langle \Delta E \rangle}{t_{cyc}} = \frac{E}{\tau_{acc}} \quad (1.14)$$

Si le temps d'échappement est également indépendant, alors l'équation 1.12 peut s'écrire :

$$\frac{\partial N}{\partial E} = - \frac{N}{E} \left(1 + \frac{\tau_{acc}}{\tau_{ech}} \right) \quad (1.15)$$

Cette équation a pour solution une loi de puissance :

$$N(E) \propto E^{-p} \text{ avec } p = 1 + \frac{\tau_{acc}}{\tau_{ech}} \quad (1.16)$$

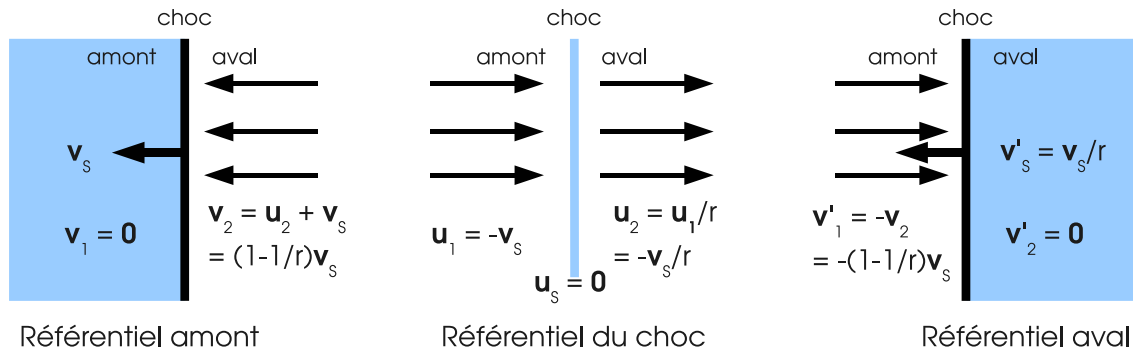
Les mécanismes d'accélération de Fermi sont donc capables de produire des spectres en loi de puissance et le mécanisme de Fermi du premier ordre est énergétiquement efficace.

Voyons maintenant comment il peut être à l'oeuvre dans les sites astrophysiques.

1.3.2.2 Accélération par ondes de choc diffusives

Le mécanisme de Fermi du premier ordre suppose que les particules rencontrent un "mur" magnétique. De telles situations sont effectivement présentes dans les sources astrophysiques, on parle d'ondes de choc. Ces ondes sont caractérisées par une discontinuité de grandeurs physiques telles que la densité ρ ou la vitesse v qu'elles créent au sein des plasmas astrophysiques. De part et d'autre du choc, on trouve le *milieu en amont* (ou *milieu calme*) par lequel le choc

n'est pas encore passé et le *milieu en aval* (ou *milieu choqué*) à travers lequel le choc est déjà passé (voir figure 1.8).



F . 1.8 – Schéma d'un choc à l'origine de l'accélération de particules chargées. Depuis chaque milieu, le milieu de l'autre côté du choc semble se rapprocher. Ainsi, les particules ne subissent que des collisions frontales et l'accélération peut être efficace. Cette figure est adaptée de Ferrand (2007).

Le mécanisme d'accélération par ondes de choc diffusives est un mécanisme de Fermi du premier ordre enrichi par la présence d'ondes de champs magnétiques, comme les ondes d'Alfvén, qui permettent le couplage entre les particules et le phénomène macroscopique qu'est l'onde de choc.

Les particules de haute énergie sont diffusées par les turbulences du champ magnétique et restent confinées dans la région accélératrice. Le rayon de Larmor des particules peut s'écrire :

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{qB} = \frac{\gamma m_0 v_{\perp}}{qB} \quad (1.17)$$

où v_{\perp} est la vitesse transverse des particules par rapport aux lignes de champ B , m_0 est la masse de la particule au repos et q sa charge.

Le couplage entre l'onde magnétique et la particule est maximal lorsque sa longueur d'onde est du même ordre de grandeur que le rayon de Larmor de la particule. Si $r_L \gg \lambda$, la particule est peu sensible aux perturbations créées par l'onde et n'est sensible qu'au champ magnétique moyen. De même, si $r_L \ll \lambda$, la particule suit les lignes de champs. Par contre, si $r_L \sim \lambda$, la particule entre en résonance avec la perturbation et suit alors une marche aléatoire caractérisée par le libre parcours moyen suivant, avant d'être rétrodiffusée :

$$r_{lpm} \simeq r_L \left(\frac{\delta B}{B} \right)_{\lambda \sim r_L}^{-2} \quad (1.18)$$

où δB est la perturbation magnétique.

Le coefficient de diffusion qui caractérise cette marche aléatoire s'écrit :

$$D = \frac{1}{3} r_{lpm} v \quad (1.19)$$

On peut prendre ici $v = c$. Dans un plasma tel que celui considéré ici, les déviations angulaires sont liées aux irrégularités magnétiques. Dès lors, le libre parcours moyen est toujours

supérieur au rayon de Larmor et on peut définir un facteur $\eta \geq 1$, tel que $D = \eta r_L c / 3$. La “diffusion de Bohm”, pour laquelle le confinement des particules est maximum, correspond au cas limite $\eta = 1$. Le libre parcours moyen des particules est alors équivalent au rayon de Larmor. Le coefficient de diffusion, dans cette limite, et pour des particules relativistes, peut s’écrire de la manière suivante (Parizot et collab., 2006) :

$$D_{Bohm}(E) = \frac{1}{3} r_L(E) c \simeq (3 \times 10^{22} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}) Z \left(\frac{E/1 \text{ GeV}}{B/1 \mu\text{G}} \right) \quad (1.20)$$

Relations de passage de Rankine-Hugoniot

On peut mesurer la force d’un choc par son nombre de Mach qui est le rapport entre la vitesse du choc et la vitesse locale du son ($M_{choc} = v_{choc}/v_{son}$). Les relations de passage de Rankine-Hugoniot pour un choc plan permettent de trouver les relations entre les grandeurs physiques de part et d’autre du choc. En notant γ le coefficient adiabatique du milieu¹ et $r = v_{amont}/v_{aval} = \rho_{amont}/\rho_{aval}$ étant le facteur de compression du choc, on obtient :

$$r = \frac{(\gamma + 1)M_{choc}^2}{(\gamma - 1)M_{choc}^2 + 2} \quad (1.21)$$

Ce facteur tend vers $\frac{\gamma+1}{\gamma-1}$ lorsque le nombre de Mach du choc croît. Lorsque le choc est fort, il vaut $\simeq 4$ pour un gaz monoatomique.

Accélération des particules

Lors de la propagation d’une onde de choc dans un plasma, chaque milieu voit le milieu opposé s’approcher dans sa direction avec une même vitesse :

$$\Delta V = \frac{r-1}{r} v_{choc} \quad (= \frac{3}{4} v_{choc} \text{ pour } r = 4) \quad (1.22)$$

Une fois que la particule a traversé la discontinuité, elle est rétrodiffusée en amont par les perturbations magnétiques et sa direction d’entrée dans le choc est aléatoire. Cela constitue un cycle amont/aval/amont. A chaque cycle, la particule passe deux fois par la discontinuité et le gain d’énergie moyen par passage est le suivant :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \frac{\Delta V}{c} = \frac{4}{3} \frac{r-1}{r} \frac{v_{choc}}{c} \quad (= \beta \text{ pour } r = 4) \quad (1.23)$$

On retrouve bien un gain d’énergie en β et l’énergie d’une particule au bout de n cycles est alors (pour une énergie initiale E_0) :

$$E_n = (1 + \alpha)^n E_0 \text{ avec } \alpha = \frac{4}{3} \frac{r-1}{r} \frac{v_{choc}}{c} \quad (1.24)$$

Le cycle décrit ci-dessus se reproduit tant que la particule ne s’échappe pas de la zone du choc. Si on note P_{ech} la probabilité pour une particule de quitter la zone d’accélération, après n cycles, il reste $N_n = N_0(1 - P_{ech})^n$ particules. On peut montrer que la probabilité d’échappement peut s’écrire : $P_{ech} = 4v_{choc}/rc$

¹ $\gamma = 5/3$ pour un gaz parfait monoatomique.

En identifiant n entre l'équation donnant le nombre de particules qu'il reste après n cycles et l'équation 1.24, on a $n = \frac{\log(E/E_0)}{\log(1+\alpha)}$. Le nombre de particules ayant une énergie supérieure à E peut s'écrire :

$$N(\geq E) = N_0 \frac{E^{-p}}{E_0} \quad (1.25)$$

$$\text{où } p = -\frac{\log(1-P_{ech})}{\log(1+\alpha)} \simeq \frac{P_{ech}}{\alpha} = \frac{3}{r-1}.$$

En dérivant cette expression, on obtient le spectre différentiel :

$$N(E) = (\Gamma - 1) \frac{N_0}{E_0} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad (1.26)$$

$$\text{avec } \Gamma = p + 1 = \frac{r+2}{r-1}.$$

Le spectre obtenu est donc une loi de puissance qui ne dépend que du rapport de compression du choc. Si le choc considéré est fort, non-relativiste et dans un gaz monoatomique, ce qui est majoritairement le cas pour les chocs astrophysiques, alors r est très proche de 4 et on obtient un indice spectral ~ 2 . Il est à noter qu'il s'agit ici du spectre à la source.

Le temps caractéristique d'accélération par onde de choc diffusive est donné par (Drury, 1983) :

$$t_{acc} = \frac{3r}{r-1} \times \left(\frac{rD_{av} + D_{am}}{v_{choc}^2} \right) \quad (1.27)$$

où $D_{am,av}$ sont respectivement les coefficients de diffusion dans les milieux en amont et en aval du choc. Suivant Berezhko et collab. (2002), les champs magnétiques en amont et en aval sont liés par la relation :

$$B_{av} \approx \sqrt{\frac{1+2r^2}{3}} B_{am} \quad (1.28)$$

Effets de propagation

Le spectre des rayons cosmiques est affecté par les effets de propagation, notamment la spallation, les pertes d'énergie ou encore l'échappement de la Galaxie. Ainsi, le spectre des rayons cosmiques détectés sur Terre n'est pas celui à la source. Le flux des rayons cosmiques après propagation peut s'exprimer comme le spectre à la source pondéré par le temps d'échappement : $\phi(E) \propto Q(E) \times \tau_{ech} \propto E^{-\Gamma}/E^\delta$, avec Γ l'indice spectral à la source. Le paramètre δ est estimé entre $\delta \sim 0.3 - 0.7$, ce qui conduit à un indice spectral pour les rayons cosmiques détectés sur Terre de $\Gamma_T \sim 2.3 - 2.7$, en relativement bon accord avec ce qui est observé.

Effets non-linéaires

Les modèles présentés précédemment ne sont valables que dans l'approximation dite de la "particule-test" pour laquelle les particules accélérées n'ont pas d'influence sur la dynamique du choc. Les modèles théoriques les plus récents prévoient que les propriétés du choc sont modifiées par la rétroaction des rayons cosmiques conduisant à des effets non linéaires (Lucek et Bell,

2000; Malkov et O’C Drury, 2001; Bell, 2004; Zirakashvili et Ptuskin, 2008, par exemple). Ces effets ne sont, dans la pratique, pas négligeables et conduisent à l’apparition d’un précurseur du choc qui tend à rendre la discontinuité moins abrupte. Le rapport de compression au niveau du choc est alors moins important et les particules de plus basse énergie sont accélérées moins efficacement. La forme du spectre source prédite a alors une forme concave.

D’autre part, l’accélération efficace de rayons cosmiques au choc a pour effet de générer des ondes d’Alfvén de grande amplitude pouvant conduire à une importante amplification du champ magnétique ambiant (Lucek et Bell, 2000). Le champ magnétique résultant peut alors atteindre des valeurs aussi grandes que $\sim 1\text{mG}$ alors que le champ magnétique moyen dans le milieu interstellaire est de l’ordre de $\sim 3\mu\text{G}$. Cette amplification a pour effet de diminuer la valeur du coefficient de diffusion proche de la valeur dans la limite de Bohm et par suite de rendre la rétrodiffusion plus probable et donc l’accélération plus efficace.

Chapitre 2

L'astronomie γ

2.1	Présentation	19
2.2	Liens entre astronomie γ et rayonnement cosmique	21
2.3	Les processus de production de photons γ de très haute énergie	22
2.3.1	Processus leptoniques	22
2.3.2	Processus hadronique : Désintégration des pions neutres	25
2.3.3	Processus exotique : Annihilation de particules de matière noire	26
2.3.4	Absorption de photons par création de paires	26
2.4	Les détecteurs de l'astronomie γ	27
2.4.1	Détecteurs spatiaux	27
2.4.2	Détecteurs au sol	30
2.4.2.1	Les gerbes atmosphériques	31
2.4.2.2	Lumière Cherenkov	33
2.4.2.3	Détecteurs de lumière Cherenkov	34
2.4.2.4	Détecteurs de particules	39

2.1 Présentation

On appelle rayons γ les photons d'énergie supérieure à ~ 100 keV. La borne supérieure pour cette partie du spectre électromagnétique est mal déterminée et peut être fixée aux photons de plus haute énergie actuellement détectés autour de ~ 100 TeV. S'étendant sur près de neuf ordres de grandeur en énergie, ce domaine couvre une large fraction du spectre électromagnétique (voir figure 2.1); presque autant que le reste du spectre électromagnétique, des ondes radios aux X durs. L'astronomie, dans cette gamme en énergie, est ainsi appelée astronomie γ .

La majeure partie du spectre électromagnétique est dominée par des émissions thermiques provenant d'objets de températures comprises entre quelques degrés kelvin et quelques millions de degrés. La puissance totale dissipée par émission thermique étant proportionnelle à la puissance quatrième de la température et à la surface totale de l'objet, à émission totale identique,

une augmentation d'un facteur 10 de la température doit être contrebalancée par une diminution d'un facteur 100 du rayon de l'objet. De ce fait, les objets les plus chauds de l'Univers sont aussi les plus petits : étoiles à neutrons, environnement immédiat de trous noirs... Cette propriété rend impossible l'existence d'émissions thermiques dans le domaine gamma, tant les températures requises seraient élevées et donc la taille des objets microscopique (un objet de la taille d'un nanomètre émettrait alors autant d'énergie que le soleil). Par conséquent, le domaine γ est le domaine des émissions non-thermiques.

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

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

F . 2.1 – Spectre électromagnétique des ondes radios aux rayons γ .

Il a fallu attendre les années 1970 et le développement de techniques de détection performantes - souvent issues de la physique des particules - pour voir se développer l'astronomie γ . Plusieurs facteurs ont retardé l'avènement de cette branche de l'astronomie.

Tout d'abord, l'atmosphère est totalement opaque aux rayons γ et la détection directe de tels photons ne peut se faire que par satellites. Par ailleurs, aux énergies considérées ici, les longueurs d'onde des photons sont plus petites que les distances interatomiques, rendant leur focalisation impossible.

La large gamme en énergie de l'astronomie γ ne permet pas d'en étudier toute l'étendue avec les mêmes techniques. On peut donc diviser le domaine γ en trois sous-domaines correspondant aux différentes techniques de détection.

En dessous de ~ 30 MeV, on parle de "basses énergies". En dessous du MeV, la détection repose sur l'effet photoélectrique. La focalisation des photons n'étant plus possible au-delà de la dizaine de keV, la reconstruction de leur direction se fait en utilisant la technique des masques codés, utilisée notamment par le détecteur IBIS à bord du satellite INTEGRAL (Ubertini et collab., 2003; Winkler et collab., 2003). Pour les photons jusqu'à ~ 30 MeV, la détection peut s'effectuer par effet Compton.

Entre ~ 30 MeV et ~ 100 GeV, on parle de "hautes énergies" (HE) ou de "domaine du GeV". Dans cette gamme en énergie, la détection repose sur la conversion des photons en une paire

électron-positron qui est alors le processus dominant. Les particules secondaires sont observées dans un trajectographe et un calorimètre qui permettent de remonter à la direction et à l'énergie du photon incident.

Au delà de ~ 100 GeV, on parle de “très hautes énergies” (THE) ou encore de “domaine du TeV”. Dans cette gamme, les spectres du rayonnement γ peuvent en général être décrits par des lois de puissance ($dN_\gamma/dE \propto E^{-\Gamma}$) dont l'indice différentiel varie entre $\Gamma \sim 2.0$ et $\Gamma \sim 4.0$. En raison de la décroissance rapide du flux en fonction de l'énergie, l'utilisation de satellites est impossible, les surfaces de collection qu'il est raisonnablement envisageable d'envoyer en orbite étant trop faibles. Dès lors, il est nécessaire d'effectuer une détection indirecte à partir du sol en tirant parti des gerbes de particules créées par les γ lorsqu'ils pénètrent dans l'atmosphère. Celle-ci fait alors partie intégrante du détecteur et est utilisée comme calorimètre.

Ces techniques doivent permettre de déterminer les observables suivantes afin de parvenir à caractériser les sources :

- l'énergie des photons γ , permettant de construire des spectres et ainsi de contraindre les processus à l'oeuvre,
- la direction des photons, qui permet d'identifier les sources par comparaison aux observations à d'autres longueurs d'onde et d'étudier leur morphologie.

2.2 Liens entre astronomie γ et rayonnement cosmique

Les rayons cosmiques étant des particules chargées, ils sont déviés lors de leur propagation par les champs magnétiques qui baignent le milieu interstellaire. Au moment de leur détection sur Terre, l'information sur leur origine est donc perdue. Soulignons que, pour les rayons cosmiques d'origine extragalactique dont l'énergie est supérieure à la cheville, le flux est trop faible pour en étudier les sources, même s'ils se propagent quasiment en ligne droite sur quelques mégaparsecs.

Pour étudier les sources du rayonnement cosmique, il est donc nécessaire de passer par d'autres voies que celle de l'étude directe. Il faut trouver d'autres messagers qui se dirigent en ligne droite depuis la source. Ils doivent par conséquent être neutres. Ces messagers sont les photons γ et les neutrinos. Les processus présentés dans ce chapitre sont ceux qui permettent de produire de tels messagers à partir des particules chargées accélérées.

On distingue deux types de processus : les processus leptoniques, qui font intervenir des leptons (électrons, positrons), et les processus hadroniques, qui font intervenir des hadrons (protons et noyaux plus lourds). Notons d'ores et déjà que les processus leptoniques peuvent également s'appliquer pour les hadrons mais qu'ils ne sont généralement pas dominants.

Le rayonnement cosmique est principalement composé de hadrons (à $\sim 99\%$). Pour en révéler les accélérateurs il faut à la fois être capable d'identifier les sources potentielles et de mettre en évidence que des processus hadroniques sont à l'oeuvre dans ces sources. Le neutrino est le messenger idéal pour identifier ces processus car il ne peut être produit que par ceux-ci. Toutefois, ces particules n'interagissent avec la matière que par interaction faible. Elles sont de ce fait extrêmement difficiles à détecter. La détection de neutrinos cosmiques constitue ainsi un véritable défi pour les expérimentateurs. Au regard des expériences actuelles comme AN-

TARES (par exemple : Brunner et ANTARES Collaboration, 2011) ou IceCube (par exemple : Abbasi et collab., 2009), pour détecter de tels événements il faudra certainement des volumes de détection de l'ordre de la dizaine de km^3 voire plus.

Les photons γ quant à eux sont bien plus faciles à détecter, ce sont en cela des messagers de choix. Cependant, si l'on veut déterminer les sources du rayonnement cosmique, il faut être capable de discriminer entre processus leptoniques et hadroniques.

2.3 Les processus de production de photons γ de très haute énergie

Les processus de production présentés dans cette section permettent de mettre en évidence l'accélération de particules chargées au voisinage des sources. Soulignons que les photons produits emportent de l'énergie et peuvent également limiter l'accélération.

2.3.1 Processus leptoniques

Processus Compton Inverse

Le processus de diffusion Compton inverse a lieu lorsqu'un photon de basse énergie du rayonnement ambiant diffuse sur un électron de très haute énergie. Le photon diffusé peut ainsi acquérir une fraction importante de l'énergie de l'électron. Il s'agit d'un des processus dominants responsable de la production de photons γ dans les sources astrophysiques, notamment car le fond diffus cosmologique est présent partout dans l'univers et fournit ainsi une importante population de photons cibles. La population de photons cibles peut également être fournie par une étoile proche de l'accélérateur comme dans les systèmes binaires (voir section 3.1.4).

On peut distinguer deux régimes pour ce processus :

- Lorsque l'énergie du photon dans le référentiel du centre de masse E_{ph} est telle que $E_{ph} \ll 2m_e c^2$, avec m_e la masse de l'électron : ce régime est appelé régime de Thomson. L'énergie caractéristique du photon diffusé est de l'ordre de $E_{ph,f} \sim \gamma^2 E_{ph,i}$. Elle dépend à la fois de l'énergie du photon incident et de l'énergie de l'électron. La puissance rayonnée par un électron dans un champ de photons isotropes est (Blumenthal et Gould, 1970) :

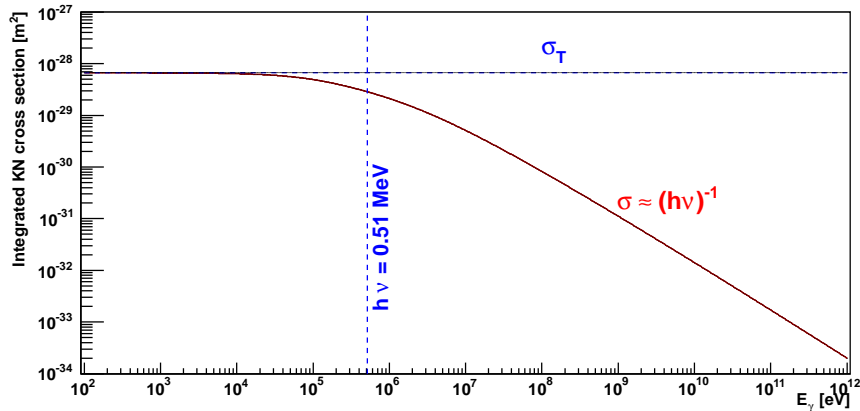
$$P_{IC} \simeq \frac{4}{3} c \gamma^2 \sigma_T U_{ph} \quad (2.1)$$

où U_{ph} est la densité d'énergie des photons cibles et σ_T est la section efficace de Thomson, valant :

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6.653 \times 10^{-29} \text{ m}^2 \quad (2.2)$$

avec $r_e = e^2 / 4\pi\epsilon_0 m_e c^2$ le rayon classique de l'électron.

- Lorsque l'énergie du photon dans le référentiel du centre de masse est $E_{ph} \gg 2m_e c^2$, il s'agit du régime relativiste. La section efficace d'interaction est la section efficace de Klein-Nishina, dont la section efficace de Thomson est une bonne approximation à faible transfert d'énergie (voir figure 2.2). La section efficace de Klein-Nishina s'exprime de la manière suivante (Longair, 2004) :



F . 2.2 – La section efficace de Klein-Nishina intégrée sur tous les angles d’incidence est tracée en fonction de l’énergie du photon incident dans le référentiel de l’électron. La ligne noire donne la section efficace de Thomson, limite asymptotique à bas transfert de la section efficace de Klein Nishina.

$$\sigma_{\text{KN}} = \pi r_e^2 \frac{1}{\epsilon} \left\{ \left[1 - \frac{2(\epsilon + 1)}{\epsilon^2} \right] \ln(2\epsilon + 1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\epsilon} - \frac{1}{2(2\epsilon + 1)^2} \right\} \quad (2.3)$$

où $\epsilon = \hbar\omega/(m_e c^2)$. Cette section efficace décroît lorsque l’énergie du photon dans le référentiel de l’électron augmente (voir figure 2.2).

Pour un électron d’énergie E_e et un champ de photons de densité d’énergie U_{ph} , le temps caractéristique de diffusion Compton inverse vaut :

$$t_{IC} \approx 3 \times 10^8 \left(\frac{U_{ph}}{1 \text{ eV cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{E_e}{1 \text{ GeV}} \right)^{-1} \text{ ans} \quad (2.4)$$

Enfin, en raison de la diminution de la section efficace à haute énergie, l’énergie maximale des photons diffusés est limitée et le spectre est alors d’autant plus mou que l’énergie des photons est grande. Ainsi, pour une population d’électrons possédant un spectre en loi de puissance d’indice spectral p , le spectre du rayonnement Compton inverse est également une loi de puissance d’indice $(p + 1)/2$ dans le régime de Thomson et d’indice $p + 1$ dans le régime de Klein-Nishina (Blumenthal et Gould, 1970).

Rayonnement synchrotron

Le rayonnement synchrotron concerne les particules chargées accélérées en interaction avec un champ magnétique.

Lorsqu’une particule chargée de masse m et de charge q se propage avec une vitesse $v = \beta c$ et une énergie $\gamma m c^2$ dans un champ magnétique B , elle subit la force de Lorentz et suit une trajectoire hélicoïdale autour des lignes de champ :

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \vec{v}) = \frac{q}{c} \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (2.5)$$

La vitesse angulaire de la particule est alors $\omega_g = \frac{qB}{m\gamma}$, également appelée ‘‘pulsation de rotation’’. Ces particules perdent alors de l’énergie par l’émission de photons à la même pulsation dans le cas non relativiste. Dans la limite relativiste, les photons émis ont une pulsation proportionnelle à $\gamma^3 \times \omega_g$. Si le vecteur vitesse de la particule forme un angle α avec la direction du champ magnétique, alors le spectre de puissance émis par le rayonnement synchrotron d’un électron est le suivant (Longair, 2004) :

$$P(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{8\pi^2 \epsilon_0 m_e c} \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} d\xi K_{5/3}(\xi) \quad (2.6)$$

où $K_{5/3}$ est la fonction de Bessel modifiée d’ordre 5/3 et ω_c est la pulsation critique définie comme suit :

$$\omega_c = \frac{3eB\gamma^2}{2m_e} \sin \alpha = \frac{3}{2}\gamma^3 \sin \alpha \times \omega_g \quad (2.7)$$

Ce qui correspond à une énergie caractéristique :

$$E_c \simeq 0.07 \left(\frac{E_e}{1 \text{ TeV}} \right)^2 \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \sin \alpha \text{ eV} \quad (2.8)$$

Le maximum d’émission du spectre synchrotron étant proche de la pulsation critique (la distribution de l’équation 2.6 est piquée pour $\omega \simeq \omega_c$), celui-ci se situe à une énergie proche de l’énergie caractéristique E_c et plus précisément $\omega_{max} \approx 0.29 \times \omega_c$. L’énergie correspondant à l’émission maximale par processus synchrotron peut s’écrire :

$$E_{max} \approx 0.45 \frac{qB\hbar}{m} \gamma^2 \sin \alpha \sim 5 \times 10^{-12} B \gamma^2 \text{ keV} \quad (2.9)$$

On en déduit que pour produire un photon de 1 keV dans un champ magnétique de 5 μG , il faut un électron de ~ 100 TeV. Les électrons de haute énergie peuvent ainsi être étudiés de la radio aux rayons X. Les observations dans ces domaines de longueurs d’onde permettent par exemple de contraindre les intensités des champs magnétiques ou la densité des électrons accélérés. Toutefois, l’émission d’un photon γ au TeV nécessiterait des électrons de plus de 10 EeV, ce qui est peu probable étant donné le temps caractéristique de perte d’énergie par ce processus.

En effet, le temps caractéristique de refroidissement par rayonnement synchrotron pour un électron d’énergie E_e plongé dans un champ magnétique B vaut :

$$t_{sync} \approx 1.3 \times 10^{10} \left(\frac{E_e}{1 \text{ GeV}} \right)^{-1} \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right)^{-2} \text{ ans} \quad (2.10)$$

Ainsi, des électrons de 10 EeV possèdent un temps caractéristique de refroidissement de ~ 2 jours dans un champ magnétique de $\sim 5 \mu\text{G}$.

Enfin, on peut montrer que pour une population d’électrons possédant un spectre en loi de puissance d’indice spectral p , le spectre du rayonnement synchrotron est également une loi de puissance d’indice $(p - 1)/2$ (Blumenthal et Gould, 1970).

Rayonnement de freinage

Le rayonnement de freinage, également appelé Bremsstrahlung, se manifeste lorsqu'une particule chargée interagit avec le champ coulombien d'un ion ou d'un noyau. En pratique, ce processus concerne principalement les électrons et peut se révéler très efficace. L'énergie du photon émis peut en effet être du même ordre de grandeur que celle de l'électron. Le Bremsstrahlung dépend du degré d'ionisation de la matière traversée. Le cortège électronique écrante la charge du noyau et l'interaction est moins efficace. Pour un gaz complètement ionisé, l'écrantage est faible. Si le gaz est composé de N espèces d'ions de densité n_i et de charge Z_i , la puissance totale émise dans ce régime par une particule d'énergie E peut alors s'écrire (Rybicki et Lightman, 1979) :

$$P_{brem} = \frac{e^6}{16\pi^3 \epsilon_0^3 m^2 c^4 \hbar} \sum_i^N n_i Z_i (Z_i + 1) E \left[\ln(2\gamma) - \frac{1}{3} \right] \quad (2.11)$$

Le milieu interstellaire est partiellement ionisé, l'écrantage γ est donc moins important. Dans ce régime, la puissance émise s'écrit :

$$P_{brem} = \frac{e^6}{16\pi^3 \epsilon_0^3 m^2 c^4 \hbar} \sum_i^N n_i Z_i (Z_i + 1) E \left[\log \left(\frac{183}{Z_i^{1/3}} \right) + \frac{1}{8} \right] \quad (2.12)$$

Le temps caractéristique de perte d'énergie pour un milieu neutre de densité n s'écrit :

$$t_{brem} = 4 \times 10^7 \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ ans} \quad (2.13)$$

Enfin, pour une population d'électrons possédant un spectre en loi de puissance d'indice spectral p , le spectre du rayonnement de freinage est également une loi de puissance d'indice p (Longair, 2004).

2.3.2 Processus hadronique : Désintégration des pions neutres

Les protons de haute énergie peuvent créer des pions (π^0 et π^\pm) par diffusion inélastique sur des protons ou des noyaux du milieu ambiant, on parle de processus hadronique.



Les π^0 ainsi créés ont un temps de vie de $t_{\pi^0} \sim 8,4 \times 10^{-17}$ s. Ils se désintègrent quasi instantanément en deux photons γ (avec 99% de probabilité de produire un γ et 1% de produire un électron et un positron). L'énergie des γ dans le référentiel du pion est de $E_\gamma = m_{\pi^0} c^2 / 2 \sim 70$ MeV.

Au delà de 1 GeV, la section efficace de production de γ par interaction proton-proton est à peu près constante ; ainsi l'énergie moyenne emportée dans les pions neutres lors de l'interaction vaut en moyenne $\kappa_{pi} \sim 17\%$. Les photons emportent la moitié de l'énergie de masse du pion neutre. Pour un proton d'énergie E_p , les photons ont alors une énergie moyenne $\langle E_\gamma \rangle = 0.085 \times E_p$. Pour tenir compte du fait que la matière interstellaire n'est pas uniquement composée de protons mais également d'éléments plus lourds, un facteur correctif est appliqué à

la section efficace. Dermer (1986) a estimé ce facteur à $\sim 1,45$ en considérant les abondances des différents éléments dans la Galaxie.

Le spectre des photons produit par ces interactions a un indice spectral identique à celui de la population de protons initiale, avec un maximum à la moitié de l'énergie de masse des pions (~ 70 MeV). La détermination de ce spectre repose sur des simulations basées sur des expériences en laboratoire. En se basant sur le code SIBYLL (Fletcher et collab., 1994), Kelner et collab. (2006) ont dérivé les expressions permettant de déterminer le flux de rayons γ produit par une population de protons dont le spectre est $J_p(E_p)$:

$$\phi_\gamma(E_\gamma) = cn_H \int_0^1 \sigma_{p-p}^{inel}(E_\gamma/x) J_p(E_\gamma/x) F_\gamma(x, E_\gamma/x) \frac{dx}{x} \quad (2.15)$$

où $x = E_\gamma/E_p$, n_H représente la densité ambiante d'hydrogène, $\sigma_{p-p}^{inel}(E_\gamma/x)$ est la section efficace inélastique de l'interaction proton-proton et la fonction $F_\gamma(x, E_\gamma/x)$, dont la paramétrisation est explicitée par Kelner et collab. (2006), représente le nombre de photons émis par interaction d'un proton possédant une énergie E_p avec un proton du milieu interstellaire.

Les pions chargés produits lors de ces interactions conduisent à la production de muons qui se désintègrent par la suite en électrons, positrons et neutrinos :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \text{ et } \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.16)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \text{ et } \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2.17)$$

Ces réactions créent donc des neutrinos dont la distribution spectrale est en général très proche de celle des γ produits par les π^0 .

Le rayonnement cosmique étant composé à 99% de hadrons, les processus hadroniques sont les processus clés pour sonder l'accélération des rayons cosmiques.

2.3.3 Processus exotique : Annihilation de particules de matière noire

Un autre processus pourrait également produire des photons γ . Il s'agit de l'annihilation de particules de matière noire. La matière baryonique ne constitue que 17.1% de la matière présente dans l'Univers (Kilbinger et collab., 2009). On parle alors de matière noire pour les 82.9% restants. Les particules de matière noire sont souvent attribuées à des particules interagissant très faiblement avec la matière ordinaire. Elles doivent être massives pour pouvoir expliquer les effets. On parle alors de "particules massives interagissant faiblement" : les WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles). Les modèles supersymétriques de la physique des particules fournissent un très bon candidat pour la matière noire, il s'agit de la particule la plus légère de ces modèles : le neutralino.

L'annihilation de deux neutralinos (notés χ), ou plus généralement de deux WIMPs, pourrait produire des photons γ conduisant à des signatures spectrales très particulières :

- Lors de l'annihilation, les processus d'hadronisation des quarks mènent à la production d'un continuum de photons γ jusqu'à l'énergie du neutralino.
- Les processus du type $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$ et $\chi\chi \rightarrow \gamma Z$ conduisent à la production d'une raie à la masse du neutralino.

Ce processus d'annihilation se produit préférentiellement là où la densité attendue de matière noire est importante (la probabilité d'interaction est proportionnelle à la densité au carré). Les directions d'observation privilégiées sont alors principalement le centre de notre Galaxie ou le centre des galaxies satellites particulières que sont les galaxies naines sphéroïdes.

2.3.4 Absorption de photons par création de paires

Contrairement aux processus évoqués précédemment, le processus présenté ici ne mène pas à la production des photons γ mais à leur absorption. Un photon de haute énergie peut interagir avec un photon de plus basse énergie pour produire une paire électron-positron. La condition nécessaire à la production d'une telle paire étant que l'énergie disponible dans le centre de masse soit supérieure à l'énergie de masse de la paire électron-positron.

Si on pose \sqrt{s} comme étant l'énergie disponible dans le centre de masse, alors elle s'exprime ainsi, en fonction des énergies des deux photons E et ϵ et en fonction de l'angle θ entre leurs directions :

$$s = 2E\epsilon(1 - \cos\theta) \quad (2.18)$$

Pour que la création de paires soit possible, il faut que :

$$\sqrt{s} \geq 2m_e c^2 \quad (2.19)$$

où m_e est la masse de l'électron.

La section efficace de production de paires peut s'exprimer (Gould et Schröder, 1967) :

$$\sigma = \frac{1}{8}(1 - \beta^2) \left[2\beta(\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \right] \text{ barn} \quad (2.20)$$

Avec :

$$\beta = \left(1 - \frac{2m_e^2 c^4}{E\epsilon(1 - \cos\theta)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.21)$$

Notons que la section efficace de création de paires présente un maximum juste au dessus du seuil.

Les photons γ au TeV sont ainsi principalement absorbés par les photons de l'infrarouge proche. Dès lors, ce mécanisme affecte principalement les spectres des sources extragalactiques comme les blazars dont l'émission au TeV peut être fortement absorbée par le fond diffus infrarouge (voir section 3.2.1). On peut également retrouver ce type de processus à l'oeuvre au sein de systèmes binaires où les photons γ émis au TeV à proximité de l'objet compact sont absorbés par le champ de photons dense de l'étoile compagnon (voir section 3.1.4).

2.4 Les détecteurs de l'astronomie γ

2.4.1 Détecteurs spatiaux

L'astronomie γ a connu ses premiers résultats grâce au satellite OSO-3 (*third Orbiting Solar Observatory*) lancé en 1967 (Clark et collab., 1968). En 1972 est lancé le satellite SAS-II

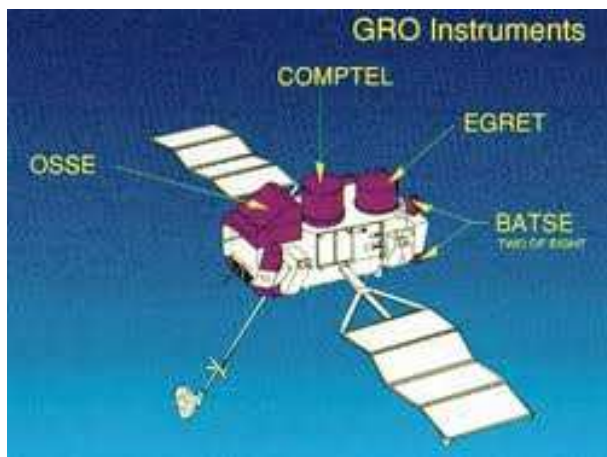


Fig. 2.3 – Schéma du satellite Compton Gamma-Ray Observatory et des quatre instruments à son bord. La description de ces différents instruments se trouve dans le texte.

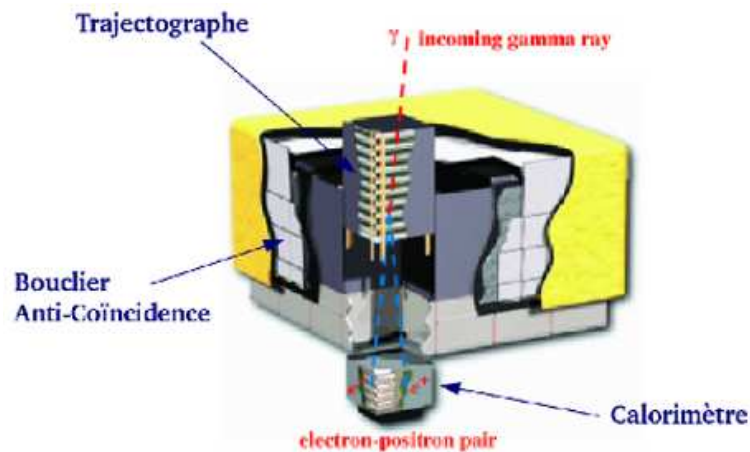
(*Small Astronomy Satellite*) qui détecte pour la première fois l'émission γ de trois pulsars : le Crabe, Vela et Geminga (Fichtel et collab., 1975). Lancé en 1975, le satellite COS-B marque une étape supplémentaire dans la révélation du ciel aux énergies extrêmes, il opère jusqu'en 1982 et détecte 25 sources (Bennett et collab., 1974).

En 1991, la navette spatiale Atlantis lance le satellite CGRO (*Compton Gamma-Ray Observatory*) équipé de quatre détecteurs différents (voir figure 2.3) :

- BATSE (*Burst and Transient Source Experiment*, Fishman et collab., 1985) dont l'objet d'étude était les sursauts γ et dont la gamme en énergie s'étendait de 20 keV à 100 keV,
- OSSE (*Oriented Scintillation Spectrometer Experiment*, Johnson et collab., 1989) opérait dans la gamme 50 keV - 10 MeV et avait pour objectif l'étude des raies de désintégration des noyaux radioactifs dans les restes de supernovæ,
- COMPTEL (*imaging COMPTon TELEscope*, Schönfelder et collab., 1984) était dédié à l'étude des sources de photons γ de basse énergie (1 MeV - 30 MeV),
- EGRET (*Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope*, Kanbach et collab., 1988) était dédié quant à lui à l'étude des sources de haute énergie (30 MeV - 30 GeV).

L'apport de ce dernier détecteur fut considérable. Il parvint à détecter 271 sources (Hartman et collab., 1999). Cependant 170 d'entre elles étaient non identifiées, soit parce qu'elles ne présentaient pas de contreparties dans d'autres longueurs d'onde, soit parce que la résolution angulaire (supérieure à 1° au dessus de 1 GeV) ne permettait pas de discriminer entre les différentes contreparties possibles.

Le dernier né de ces satellites est Fermi. Il a été lancé le 11 juin 2008 et doit fonctionner pendant 5 à 10 ans. Ce satellite comporte deux détecteurs : le GBM (*Gamma-ray Burst Monitor*, Lichti et collab. (2001)) et le LAT (*Large Area Telescope*, Atwood et collab. (2009)). Le GBM est dédié à la détection et à l'étude des sursauts γ tandis que le LAT (voir figure 2.4) est un télescope à création de paires pour l'astronomie γ des hautes énergies : la gamme couverte par ces détecteurs va de ~ 20 MeV à 300 GeV. L'un des problèmes majeurs d'EGRET était la diminution drastique de la surface efficace à haute énergie. Le LAT ne connaît pas ce problème.



F . 2.4 – Schéma du Large Area Telescope à bord du satellite Fermi. Lorsqu'un photon γ pénètre dans le détecteur, il est converti en une paire électron-positron. La direction du photon incident est reconstruite à partir de la trace laissée dans le trajectographe. L'énergie est reconstruite grâce au calorimètre électromagnétique. Le schéma présente une coupe d'une des 16 tours du LAT.

Les technologies et techniques utilisées pour les satellites pionniers, tout comme celles utilisées par leurs successeurs, sont tirées de la physique des particules. Le LAT utilise un trajectographe et un calorimètre électromagnétique pour reconstruire la direction et l'énergie de la particule incidente ainsi qu'un bouclier anti-coïncidence pour la réjection des particules chargées.

Le trajectographe effectue la conversion du photon incident en une paire électron-positron grâce à des plans de tungstène dont le numéro atomique élevé ($Z = 74$) permet une conversion efficace. Entre ces couches sont intercalées des pistes de silicium permettant d'enregistrer le passage de la paire afin de remonter à la direction du photon primaire. Cette technologie est différente de celle qui était à l'oeuvre dans EGRET qui utilisait une chambre à étincelles remplie de gaz.

Les particules chargées issues de la gerbe initiée dans le trajectographe traversent ensuite le calorimètre électromagnétique où elles sont pour la plupart arrêtées. Ce dernier est constitué d'un matériaux scintillant qui émet une quantité de lumière proportionnelle à l'énergie des particules qui le traversent. La détection et l'enregistrement de cette lumière de scintillation permet de remonter à l'énergie du photon primaire. Cette détermination de l'énergie peut toutefois être délicate dans certains cas. En effet, à basse énergie il est nécessaire de tenir compte de l'énergie déposée dans le trajectographe tandis qu'à haute énergie, les gerbes ne sont plus contenues dans le calorimètre et l'énergie est estimée à partir des caractéristiques morphologiques de la gerbe.

Enfin, le détecteur est entouré d'un bouclier d'anti-coïncidence (*Anti-Coïncidence Detector* ou ACD) qui a pour fonction de rejeter le bruit de fond, composé en grande majorité de particules chargées du rayonnement cosmique. Ce bouclier est constitué de tuiles de scintillateurs plastiques empilées et de rubans scintillants dans lesquels les particules chargées déposent de l'énergie et sont ainsi reconnues comme telles. Ce dispositif permet d'obtenir un facteur de réjection de 99,97%. La structure de ce détecteur permet également de s'affranchir de l'effet de "backsplash" dû aux photons de plus haute énergie. Il se peut en effet que les particules chargées

Mission	Année	Gamme en énergie	Surface efficace (cm^2)
OSO 3	1967	> 50 MeV	4
SAS-II	1972	20 MeV - 1 GeV	540
COS-B	1975	30 MeV - 5 GeV	50
EGRET	1991	30 MeV - 10 GeV	1500
AGILE	2007	30 MeV - 50 GeV	1500
LAT	2008	20 MeV - 300 GeV	10000

T . 2.1 – Tableau récapitulatif des principales expériences d'astronomie γ en satellites.

de la gerbe initiée dans le trajectographe ne soient pas totalement contenues dans le détecteur et déposent également de l'énergie dans l'ACD. Cet effet était responsable de la perte de sensibilité au-delà du GeV pour EGRET. Le LAT ne connaît pas ce problème car l'ACD parvient à déterminer si la particule est entrante ou sortante, notamment grâce à sa segmentation qui permet une association avec les traces du trajectographe.

Le satellite AGILE (*Astro-Rivelatore Gamma a Immagini LEggero*), lancé un an auparavant, en 2007, observe les photons γ entre 30 MeV et 50 GeV (Tavani et collab., 2009b). Il possède la même technologie que le LAT de Fermi mais sa sensibilité est de l'ordre de celle d'EGRET en raison d'une surface efficace plus faible et d'un calorimètre plus mince.

Un comparatif des caractéristiques des différents satellites dédiés à l'astronomie γ peut être trouvé dans le tableau 2.1.

Pour terminer ce bref tour d'horizon des détecteurs γ spatiaux, notons le lancement de AMS-02 (*Alpha Magnetic Spectrometer*, Barao (2004); Gentile (2007)) en mai 2011 par la navette spatiale Endeavour et qui s'est amarré à la station spatiale internationale. AMS-02 est principalement dédié à l'étude du rayonnement cosmique mais il est également capable de détecter des photons γ entre 10 et plus 300 GeV.

2.4.2 Détecteurs au sol

En raison de la décroissance rapide du flux avec l'énergie, il n'est pas possible de détecter les photons γ de très haute énergie en satellite, la surface de collection étant trop faible (typiquement $1 m^2$). À titre d'exemple, pour pouvoir espérer détecter quelques photons γ en une heure en provenance de la nébuleuse du Crabe ¹ au dessus de 1 TeV, il faut disposer d'une surface de collection de $\sim 10^4 m^2$.

Il est donc nécessaire de redescendre sur Terre. L'opacité de l'atmosphère empêche la détection directe des photons γ sur Terre mais elle fournit également le moyen de détecter ces γ de façon indirecte. Comme dans les trajectographes des satellites, le photon interagit avec la matière de l'atmosphère et initie une gerbe de particules chargées. Ces particules se déplacent plus vite que la vitesse de la lumière dans le milieu, il y a alors émission de lumière Cherenkov. Deux possibilités s'offrent aux expérimentateurs pour remonter au photon primaire : détecter

¹Il s'agit de la source stable la plus brillante du ciel γ (voir chapitre 3.1.3). Cette source, visible depuis les deux hémisphères terrestres est qualifiée de chandelle standard de l'astronomie γ .

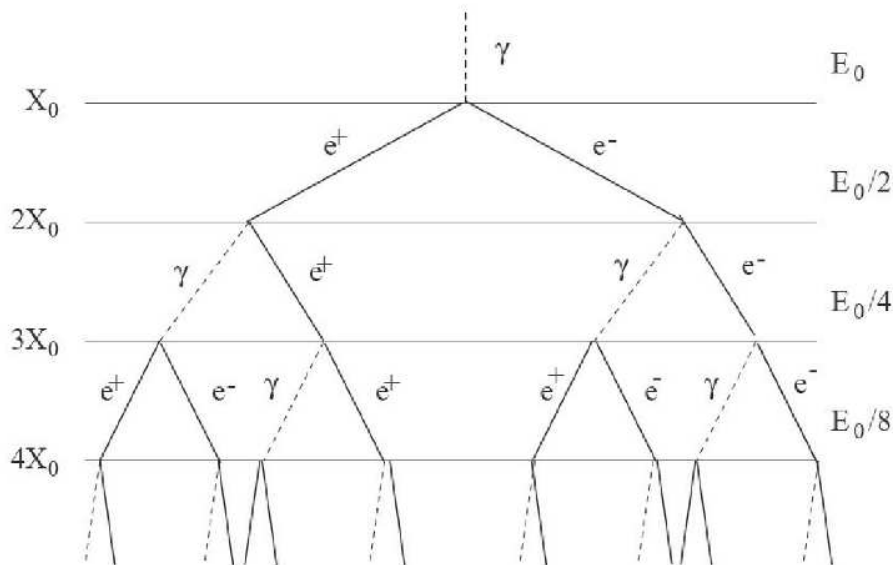
directement les particules de la gerbe ou détecter la lumière Cherenkov. Cependant, cette tâche est rendue extrêmement ardue par la présence des rayons cosmiques dont l'interaction avec l'atmosphère conduit aux mêmes effets (gerbes de particules et émission de lumière Cherenkov). Les rayons cosmiques constituent ainsi le bruit de fond principal de ce type d'expérience.

2.4.2.1 Les gerbes atmosphériques

Les gerbes électromagnétiques

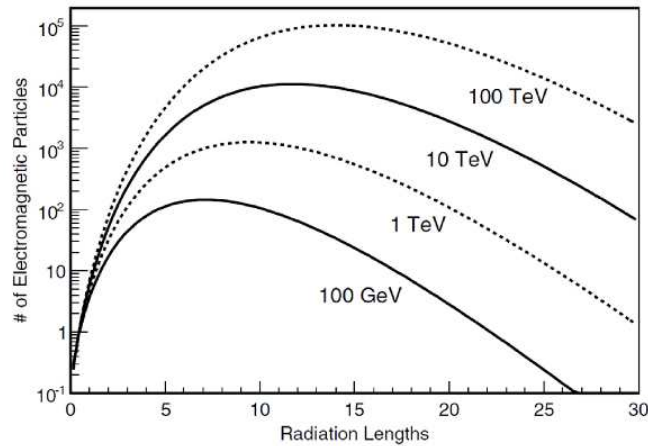
Lorsqu'un photon γ pénètre dans l'atmosphère, il initie une cascade de particules par le processus de création de paires et celui de Bremsstrahlung.

Le passage d'un γ dans le champ coulombien d'un atome de l'atmosphère peut conduire à la production d'une paire électron-positron. Ce phénomène est dominant au-delà de ~ 30 GeV. Les particules chargées ainsi créées perdent alors de l'énergie par Bremsstrahlung en émettant des γ secondaires. Le processus se répète en créant un nombre de particules qui croît de manière exponentielle jusqu'au maximum de développement de la gerbe. Au-delà de ce maximum, les particules chargées ont une énergie telle que la perte d'énergie ne se fait plus par Bremsstrahlung mais par ionisation. L'énergie critique en-deçà de laquelle les pertes par ionisation deviennent dominantes vaut $E_c \approx 83$ MeV dans l'air sec. Les particules chargées perdent alors leur énergie très rapidement et la cascade s'arrête.



F . 2.5 – *Modèle simple de développement d'une gerbe électromagnétique.*

Les longueurs caractéristiques des différents processus en jeu peuvent être quantifiées par le grammage parcouru (exprimé en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$). Cette unité est utilisée afin de prendre en compte la nature du milieu traversé. Pour les pertes par Bremsstrahlung dans l'air, cette distance caractéristique, appelée longueur de radiation, vaut : $X_0 \approx 36.7 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ et correspond à la distance moyenne au bout de laquelle un électron perd $1 - 1/e \approx 68\%$ de son énergie. Pour la création



F . 2.6 – Nombre de particules en fonction du nombre de longueurs de radiation traversées dans l'atmosphère pour des photons γ de différentes énergies. Cette figure est tirée de (Aharonian et collab., 2008a).

de paires électron-positron, la distance caractéristique est du même ordre de grandeur et vaut $9/7X_0$. L'atmosphère représente ainsi ~ 28 longueurs de radiation.

En première approximation, il y a création d'une paire électron-positron à chaque longueur de radiation et chaque particule de la paire récupère la moitié de l'énergie de la particule initiale. Le nombre de particules secondaires est alors proportionnel à l'énergie de la particule incidente (voir figure 2.5). Le nombre de longueurs de radiation au bout duquel l'énergie des électrons ou positrons atteint l'énergie critique E_c dépend donc de l'énergie du photon primaire (voir figure 2.6). Le maximum de développement de la gerbe se situe à une altitude de ≈ 7 km pour un γ de 20 TeV et ≈ 12 km pour un γ de 20 GeV (Völk et Bernlöhr, 2009).

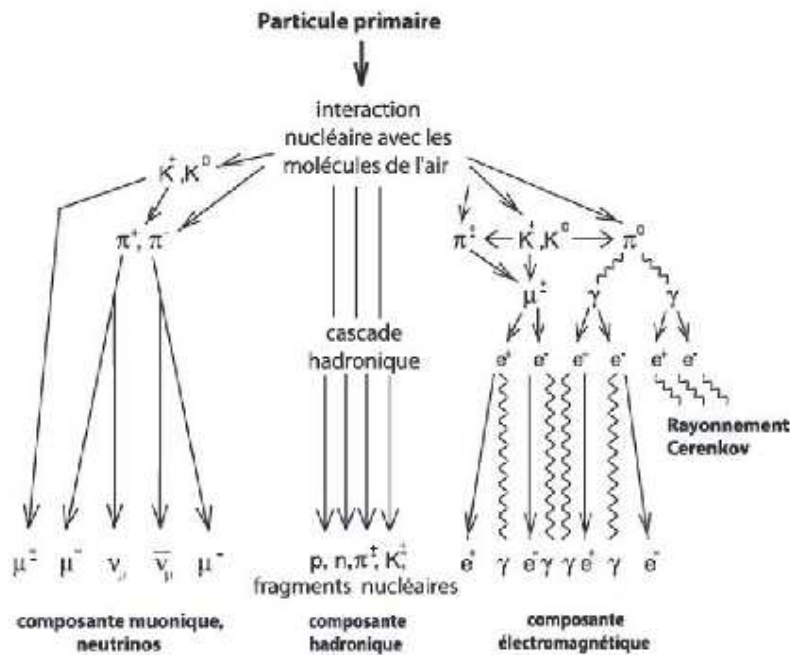
Les gerbes hadroniques

Les rayons cosmiques chargés produisent également des gerbes lorsqu'ils pénètrent dans l'atmosphère.

Concernant les électrons cosmiques, les interactions en jeu sont les mêmes que pour les photons et créent de la même manière des gerbes atmosphériques électromagnétiques. Toutefois, lors de leur entrée dans l'atmosphère, ils perdent d'abord leur énergie par Bremsstrahlung et émettent donc des photons Cherenkov en moyenne plus haut.

En revanche, les autres particules (les hadrons) initient des gerbes dites hadroniques qui se distinguent des gerbes électromagnétiques par les processus à l'œuvre. Les hadrons entrent en collision avec les noyaux présents dans l'atmosphère pour produire des fragments nucléaires ainsi que des pions (π^0, π^\pm) et des kaons (K^0, K^\pm). Les kaons se désintègrent en pions et muons. Les pions neutres se désintègrent en deux photons et créent des sous-gerbes électromagnétiques tandis que les pions chargés se désintègrent principalement en neutrinos et muons (voir figure 2.7).

Contrairement aux photons γ , la direction des particules lorsqu'elles entrent dans l'atmosphère est isotrope. Cette propriété sera utilisée lors de l'analyse pour discriminer entre photons



F . 2.7 – Schéma des processus à l'œuvre lors du développement d'une gerbe hadronique.

et particules chargées.

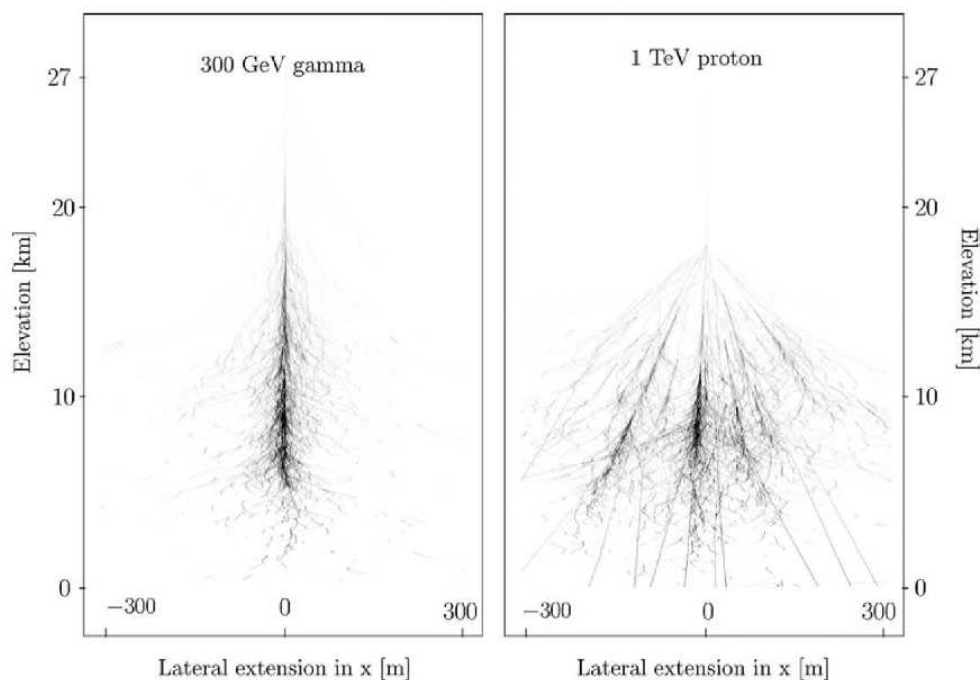
Différences notables

Les rayons cosmiques dominent largement en nombre les photons γ qui initient des gerbes dans l'atmosphère. À titre d'exemple, pour les sources les plus brillantes au TeV, on peut espérer détecter quelques photons par minute tandis que le nombre de gerbes initiées par des hadrons dans la même région du ciel et pour le même intervalle de temps est plutôt de l'ordre du millier. Il est alors nécessaire de connaître les différences majeures entre gerbes électromagnétiques et gerbes hadroniques afin de parvenir à les discriminer lors de la détection.

Les particules secondaires des gerbes électromagnétiques présentent des distributions à symétrie de révolution autour de la direction du photon incident. La présence de sous-gerbes avec de grands moments transverses dans les gerbes hadroniques les rend plus irrégulières, et la symétrie de révolution n'est pas respectée. Elles génèrent également un nombre variable de muons qui parviennent, pour la plupart, jusqu'au sol. Ces différences sont visibles sur la figure 2.8.

2.4.2.2 Lumière Cherenkov

Lorsqu'une particule chargée se déplace dans un milieu diélectrique avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu ($v > c/n$, avec n l'indice de réfraction du milieu), il se forme une onde de choc électromagnétique qui conduit à l'émission de lumière que l'on appelle lumière Cherenkov (voir figure 2.9). Cette onde de choc se matérialise ainsi en un cône de lumière émis vers l'avant et de demi-angle au sommet :



F . 2.8 – Développement longitudinal simulé d'une gerbe électromagnétique initiée par un photon γ de 300 GeV (à gauche) et par un proton de 1 TeV (à droite). Pour chaque particule primaire est représentée la trajectoire des particules secondaires des gerbes dans le plan (x,z) . Cette figure est tirée de (Aharonian et collab., 2008a).

$$\theta_C = \sin^{-1} \left(\frac{1}{\beta n} \right) \quad (2.22)$$

où $\beta = v/c$.

La majeure partie des photons Cherenkov sont émis au niveau du maximum de développement de la gerbe. Ainsi, pour un maximum de gerbe à 10 km d'altitude, l'angle Cherenkov est de 12 mrad (soit 0.66° , Aharonian et collab., 2008a) ce qui correspond à une surface éclairée au sol de ~ 120 m de rayon. Le "flash" de lumière Cherenkov est très bref, de l'ordre de ~ 3 ns. Par ailleurs, la lumière émise par ce processus se concentre dans le domaine ultra-violet - bleu ($\lambda \sim 300 - 600$ nm).

Le nombre de photons Cherenkov émis par unité de longueur de trace et par unité de longueur d'onde peut s'écrire :

$$\frac{d^2N}{d\lambda dx} = 2\pi\alpha \frac{\sin^2 \theta_C}{\lambda^2} \quad (2.23)$$

où α est la constante de structure fine. Le nombre de photons Cherenkov est donc proportionnel à la longueur de trace des particules chargées, or, cette longueur de trace est, en première approximation, proportionnelle à l'énergie de la particule primaire. Il en découle que la quantité de lumière Cherenkov d'une gerbe est directement proportionnelle à l'énergie de la particule qui l'a initiée. Cette propriété permet la mesure directe de l'énergie du photon incident à partir de l'émission Cherenkov des gerbes.

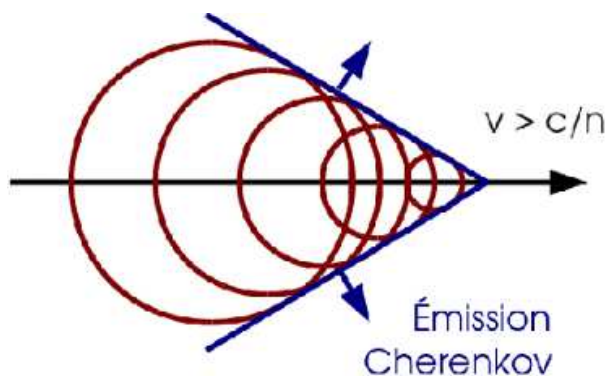


Fig. 2.9 – Principe d'émission de la lumière Cherenkov. Lorsqu'une particule se déplace plus vite que la lumière dans le milieu, il se crée une onde de choc électromagnétique. Le schéma présente cette onde pour une particule de vitesse v se déplaçant dans un milieu d'indice n . La vitesse de la lumière dans le milieu est alors c/n . Les cercles rouges représentent les fronts de l'onde électromagnétique générés à intervalles de temps réguliers par la particule.

La détection et la mesure de la lumière Cherenkov peut toutefois être affectée par différents effets dus à l'atmosphère : par exemple la diffusion de Mie sur des aérosols, la diffusion Rayleigh sur les molécules ou encore l'absorption par l'ozone.

2.4.2.3 Détecteurs de lumière Cherenkov

La lumière Cherenkov produite par les gerbes dans l'atmosphère peut être détectée au sol. Les instruments utilisant cette technique ne peuvent fonctionner que pendant les nuits sans lune et sans nuages. De ce fait, le temps disponible d'observation est relativement faible avec un cycle utile de $\sim 10\%$ (soit ~ 1000 heures par an). Deux types de détecteurs ont été développés : les échantillonneurs spatio-temporels du front lumineux et les télescopes imageurs de la gerbe.

Échantillonneurs

Ces détecteurs ont pour objectif de faire l'échantillonnage spatio-temporel du front d'onde de la lumière Cherenkov émis par une gerbe de particules. Dans ce but, un grand nombre de détecteurs sont répartis sur une surface au moins aussi grande que la taille de la tâche de lumière Cherenkov au sol. La reconstruction de la direction du γ primaire est effectuée par analyse des temps d'arrivée et l'énergie est reconstruite à partir de la quantité de lumière Cherenkov de la gerbe. Cette méthode conduit à des seuils en énergie relativement bas et permet un recouvrement des expériences en satellite et au sol. À titre d'exemple, l'expérience CELESTE (Paré et collab., 2002), reconversion d'une centrale solaire en détecteur de lumière Cherenkov, fonctionnait dans la gamme 30 - 300 GeV.

Les expériences pionnières utilisant ce procédé étaient ASGAT (Goret et collab., 1993) et Themistocle (THEMISTOCLE Collaboration et collab., 1993). Les expériences plus récentes sont CELESTE (dont les prises de données se sont arrêtées en 2005), STACEE (Hanna et collab., 2002), GRAAL (Arqueros et collab., 2002), PACT (Bose et collab., 2007) ou encore CACTUS (Tümer et collab., 1999).

Imageurs Cherenkov Atmosphériques

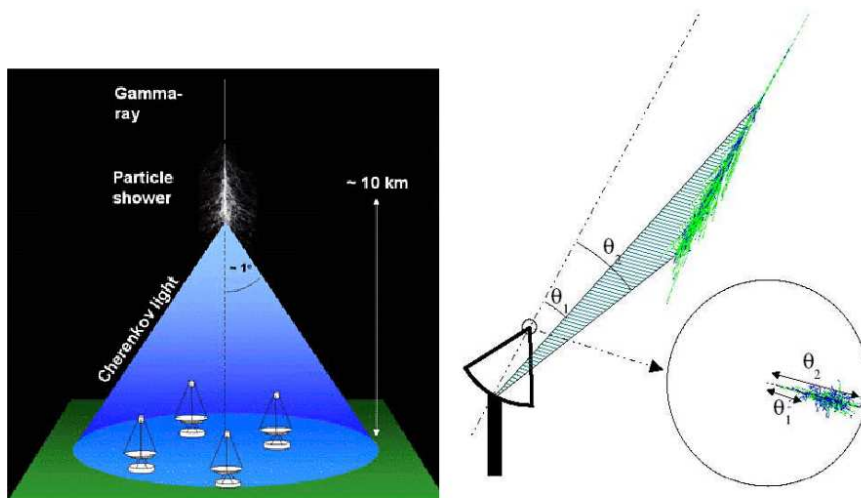


Fig. 2.10 – À gauche : Schéma d'un réseau de télescopes détectant le flash de lumière Cherenkov émis par une gerbe dont le maximum de développement est à ~ 10 km d'altitude. À droite : Schéma de principe de l'imagerie Cherenkov. L'image de la gerbe se forme dans le plan focal du télescope. Le cercle sur la droite représente une caméra dont le centre est l'axe optique et le cercle est la limite du champ de vue. Si un γ génère une gerbe se développant selon l'axe optique, l'image, en forme d'ellipse, du flash de lumière Cherenkov se développe de l'intérieur vers l'extérieur dans la caméra. Par ailleurs, l'axe de symétrie de l'image passe par le centre de la caméra.

Les imageurs Cherenkov atmosphériques se proposent de détecter l'image de la gerbe grâce à des détecteurs photosensibles au foyer d'un ou plusieurs grands télescopes (de l'ordre de 100 m^2) par le biais de la lumière Cherenkov qu'elles émettent, comme le montre la figure 2.10. Ce procédé permet d'avoir une surface effective de l'ordre de 10^5 m^2 à 1 TeV. Les premiers résultats obtenus par cette technique sont relativement récents, ils ont été obtenus en 1989 par l'observatoire Whipple en Arizona qui parvint à détecter la nébuleuse du Crabe (Weekes et collab., 1989). Depuis, de grands progrès ont été faits au niveau instrumental et les expériences actuelles sont des expériences de troisième génération qui reprennent les développements et innovations des générations précédentes. Toutes les expériences de ce type sont situées suffisamment haut en altitude pour diminuer l'absorption de la lumière Cherenkov par l'atmosphère.

Comme dans l'expérience CAT (*Cherenkov Array at Themis*, Barrau et collab., 1998), les caméras placées au plan focal des télescopes sont finement pixellisées et possèdent une électronique rapide (au GHz). Ces caractéristiques permettent à la fois de bien reconstruire la forme de la gerbe pour une meilleure discrimination entre hadrons et rayons γ et de s'affranchir du bruit de fond de ciel en n'intégrant le signal que lorsque la lumière Cherenkov de la gerbe domine le ciel.

Comme dans l'expérience HEGRA (*High-Energy Gamma-Ray Astronomy*, Daum et collab., 1997), plusieurs télescopes sont utilisés afin d'observer la gerbe sous différents angles. Cette technique dite "stéréoscopique" permet une reconstruction géométrique des paramètres de la

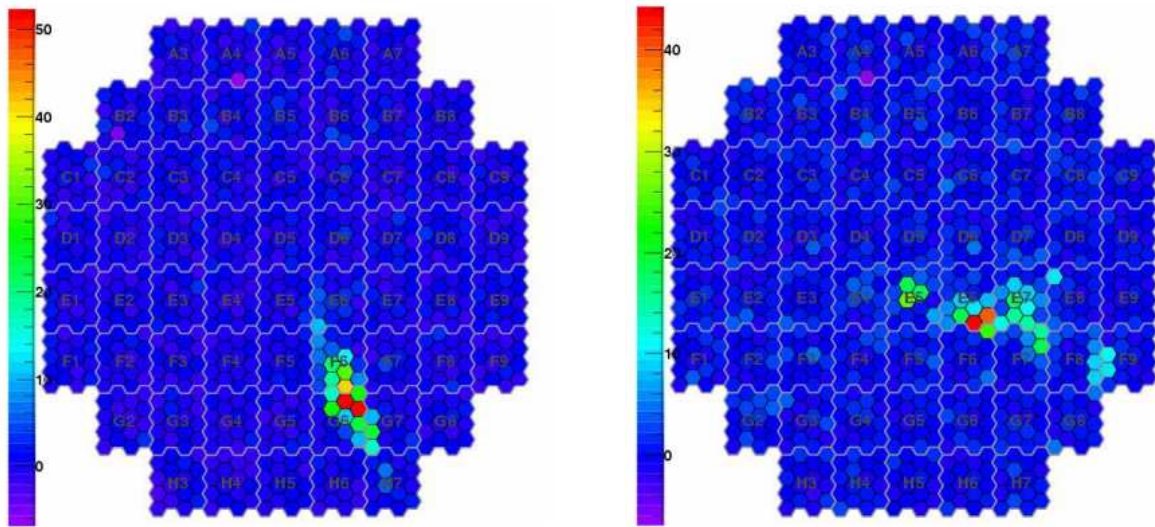


FIG. 2.11 – Exemples d’images de gerbes atmosphériques détectées par le réseau de télescopes H.E.S.S. À gauche est présentée une image de gerbe dont la forme est une ellipse et qui est probablement due à un photon γ . À droite est présentée une image caractéristique générée par une gerbe hadronique. La tâche de lumière n’est pas homogène et présente des “grumeaux”.

gerbe. Elle offre une meilleure sensibilité ainsi qu’une meilleure reconstruction de l’énergie et de la direction du photon primaire. Elle permet en outre d’éliminer une grande partie du signal généré par les muons et améliore considérablement la capacité de réjection des gerbes hadroniques. Les télescopes quant à eux possèdent un grand champ de vue, typiquement $\gtrsim 3^\circ$, ce qui permet de contenir toute l’image de la gerbe dans les caméras.

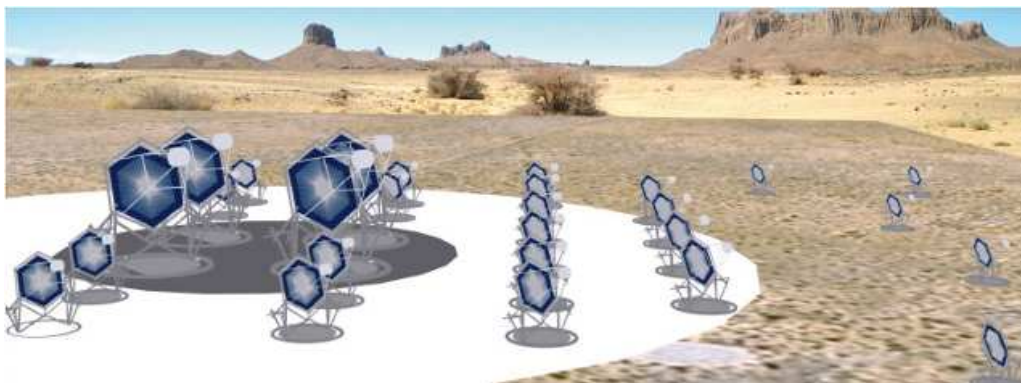
Un exemple d’images de gerbes obtenues dans les caméras du réseau de télescopes H.E.S.S. est présenté sur la figure 2.11 pour différents types de particules primaires. Les propriétés géométriques des gerbes sont conservées dans les images obtenues à partir de la lumière Cherenkov qu’elles émettent.

Les principales expériences actuellement en fonctionnement sont les expériences H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*, Bernlöhr et collab., 2003), VERITAS (*Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array*, Weekes et collab., 2002; Holder et collab., 2006) et MAGIC (*Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov telescope*, Baixeras et collab., 2004; Albert et collab., 2008) dont les caractéristiques sont indiquées dans le tableau 2.2 (voir figure 2.12). Le détecteur H.E.S.S., outil d’étude de cette thèse, sera présenté plus en détails par la suite. Il est intéressant de noter que ces expériences sont situées dans les deux hémisphères, ce qui offre une couverture complète du ciel dans le domaine du TeV.

Par ailleurs, le futur de la discipline est d’ores et déjà en préparation. Courant 2012, l’ajout d’un cinquième télescope de 28 mètres de diamètre au centre du réseau H.E.S.S. (H.E.S.S.-II), devrait abaisser significativement le seuil en énergie du système à ~ 50 GeV. À plus long



F . 2.12 – Photographies des principales expériences d'imagerie de l'effet Cherenkov des gerbes atmosphériques. De gauche à droite et de haut en bas : deux des quatre télescopes de l'expérience H.E.S.S., MAGIC et VERITAS.



F . 2.13 – Une des configurations possibles des télescopes pour l'observatoire CTA.

terme, l'observatoire CTA (*Cherenkov Telescope Array*²) devrait permettre d'étendre la gamme en énergie de 10 GeV à 100 TeV, d'améliorer la résolution en énergie, la résolution angulaire et la sensibilité par le biais d'un réseau de plus de 50 télescopes imageurs à effet Cherenkov. La configuration du réseau est encore à l'étude mais les grandes lignes sont déjà dégagées. Le cœur du réseau comprendra un ensemble de quelques grands télescopes (~ 4 du type H.E.S.S.-II

²<http://www.cta-observatory.org>

Instrument	Site	Alt. (m)	N_{Tel}	S_{Tel} (m^2)	S_{Tot} (m^2)	N_{pix}	CdV ($^\circ$)	E_S (TeV)
H.E.S.S.	Namibie (S)	1800	4	107	428	960	5	0,1
VERITAS	Mont Hopkins (N)	1275	4	106	424	299	3,5	0,1
MAGIC	La Palma (N)	2225	2	234	468	574	3,5	0,06
Whipple	Mont Hopkins (N)	2300	1	75	75	379	2,3	0,3
HEGRA	La Palma (N)	2200	5	9	43	271	4,3	0,5
CAT	Targassone (N)	1650	1	18	18	600	4,8	0,25

T . 2.2 – *Tableau comparatif des différents imageurs Cherenkov au sol. Les trois dernières lignes donnent les caractéristiques des détecteurs majeurs de deuxième génération. La première colonne indique le nom de l'expérience, la deuxième indique le lieu avec l'hémisphère précisé entre parenthèses et la troisième donne l'altitude. La quatrième colonne indique le nombre de télescopes du réseau. La surface réfléchissante par télescope et pour tout le réseau est indiquée respectivement dans la cinquième et la sixième colonne. La septième colonne indique le nombre de pixels dans les caméras. La huitième donne la taille angulaire du champ de vue obtenu. Enfin, la dernière colonne indique le seuil en énergie.*

ou MAGIC) pour la détection des gerbes de basse énergie. Autour de ce cœur seront disposés de nombreux télescopes de taille moyenne (de type H.E.S.S. ou VERITAS) afin d'améliorer la sensibilité et la reconstruction en énergie. Enfin, un champ de petits télescopes viendra compléter le réseau pour augmenter la surface effective et donner accès aux rares gerbes de très haute énergie. Un schéma d'une telle configuration est présenté sur la figure 2.13.

2.4.2.4 Détecteurs de particules

Les détecteurs de particules détectent directement les particules de la gerbe. Un exemple de ce type de détecteurs est donné par l'expérience MILAGRO près de Los Alamos aux États-Unis (Atkins et collab., 2004). Cette expérience consiste en un bassin rempli d'eau. Il est équipé de photomultiplicateurs afin de détecter la lumière Cherenkov émise par les particules chargées le traversant. Pour parvenir à détecter suffisamment de particules secondaires des gerbes, il est nécessaire de placer les détecteurs suffisamment haut en altitude. Cela entraîne également un seuil en énergie assez élevé (1 à 10 TeV contre 50 à 100 GeV pour les imageurs Cherenkov atmosphériques). Par ailleurs, ce type de détecteurs a l'avantage de pouvoir fonctionner de jour comme de nuit avec un cycle utile de $\sim 90\%$ et leur champ de vue est beaucoup plus important (1 sr contre 10^{-2} sr pour les télescopes imageurs de l'effet Cherenkov). Cependant, la réjection des hadrons est bien moins efficace, ce qui conduit à des temps d'observations relativement long avant d'obtenir une détection significative. De même, les reconstructions en énergie et angulaire sont médiocres ($\sim 0.8^\circ$).

L'avenir de ce type de détecteurs réside dans l'expérience HAWC (*High Altitude Water Cherenkov experiment*) actuellement en construction au Mexique. Ce détecteur sera composé d'un ensemble de 300 cuves à eau, chacune équipée de trois photomultiplicateurs. Le gain attendu en sensibilité est de près de deux ordres de grandeur. D'autre part, ce réseau de cuves sera placé à 4100 m d'altitude (contre 2600 m pour MILAGRO) ce qui permettra d'obtenir un seuil en énergie plus bas. Enfin, la résolution en énergie pourra être améliorée d'un facteur 2.

	Spatial	Imageurs	Échantillonneurs	Dét. de Part.
Gamme	20 MeV - 300 GeV	100 GeV - 50 TeV	60 - 300 GeV	> 1 TeV
Mode	survey	pointé	pointé	survey
Champ de Vue	2.2 sr	5°	0.5°	1 sr
Rés. angulaire	0, 1° (à 10 GeV)	0.07°	0.1°	0.8°
Rés. en énergie	< 10%	10-15%	50%	50%
Temps utile	> 80%	10%	10%	90%
Surface efficace	1 m ²	10 ⁵ m ²	10 ⁴ m ²	10 ⁵ m ²

T . 2.3 – *Tableau comparatif des différentes techniques de détection pour l'astronomie γ .*

Un comparatif des différentes techniques de détection est présenté dans le tableau 2.3.

Chapitre 3

Les sources du rayonnement γ

3.1 Sources Galactiques	43
3.1.1 Le phénomène de supernova	44
3.1.2 Les vestiges de supernovæ	44
3.1.3 Nébuleuses à vent de pulsar	46
3.1.4 Systèmes binaires	50
3.1.5 Amas d'étoiles massives et vents stellaires	52
3.1.6 Les émissions diffuses	54
3.1.7 Les sources non identifiées	55
3.2 Les sources extragalactiques	55
3.2.1 Les noyaux actifs de galaxies	55
3.2.2 Les galaxies à sursaut de formation d'étoiles	57
3.2.3 Les sursauts γ	58

Nous avons vu, dans les chapitres précédents, la distribution en énergie des rayons cosmiques. Cette distribution est caractéristique de processus non thermiques. Les mécanismes permettant l'accélération des particules chargées ont été décrits dans le premier chapitre tandis que le deuxième a présenté les processus qui rendent visibles ces mécanismes. Dans ce chapitre, nous nous attarderons sur les sources observées en rayons γ .

La première source à avoir été détectée dans le domaine γ est l'émission diffuse du plan Galactique par le satellite OSO-3 (Clark et collab., 1968). Il s'agit de la source la plus abondante de photons γ de haute énergie, elle représente près de 80% des photons détectés par le LAT. L'interaction des rayons cosmiques avec la matière ou avec les champs de radiations présents dans la Galaxie est à l'origine de ce rayonnement diffus de haute énergie. Avec SAS-II, COS-B puis EGRET des sources ponctuelles ont été détectées. À la fin de la mission CGRO et après 9 années de service, on en dénombrait 271 dont près de 170 sont non-identifiées (voir figure 3.1, Hartman et collab., 1999). Le catalogue Fermi, après seulement une année de fonctionnement, comprend 1451 sources de haute énergie (voir figure 3.2, Abdo et collab., 2010b).

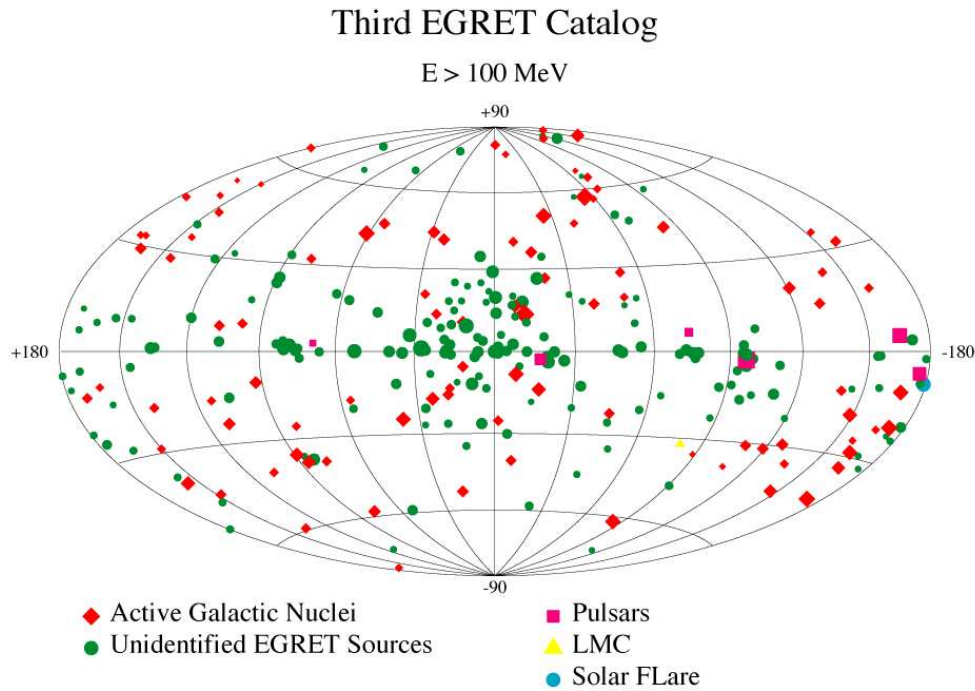


Fig. 3.1 – Catalogue des sources vues par l’instrument EGRET à bord du satellite CGRO. Cette représentation montre tout le ciel en coordonnées Galactiques pour lesquelles le plan de la Galaxie se trouve sur l’horizontale. Dans cette représentation, les coordonnées le long de l’horizontale sont appelées “latitudes (l)” et les coordonnées le long de la verticale sont les “longitudes (b)”. Le centre de la carte coïncide avec le centre galactique ($l = 0$ et $b = 0$) et les points en $l = \pm 180^\circ$ coïncident avec l’anti-centre Galactique.

En ce qui concerne les très hautes énergies, la première source à avoir été détectée est la nébuleuse du Crabe en 1989 par le télescope Whipple. En 2002, le nombre de sources au TeV était de seulement 15 et uniquement 6 d’entre elles avaient été confirmées par une expérience indépendante. Les instruments de troisième génération, H.E.S.S. en particulier, ont permis d’accroître considérablement le nombre de sources connues. Le catalogue TeVCat¹ (Wakely et Horan, 2008) recense les sources de très haute énergie. Il comptait ainsi 119 sources au 1^{er} Février 2011 (voir figure 3.3).

On peut distinguer deux classes de sources : les sources Galactiques, situées à l’intérieur de la Voie Lactée, que nous présenterons dans une première partie ; et les sources dites extragalactiques, plus éloignées, sur lesquelles nous reviendrons dans une seconde partie.

¹<http://tevcat.uchicago.edu>

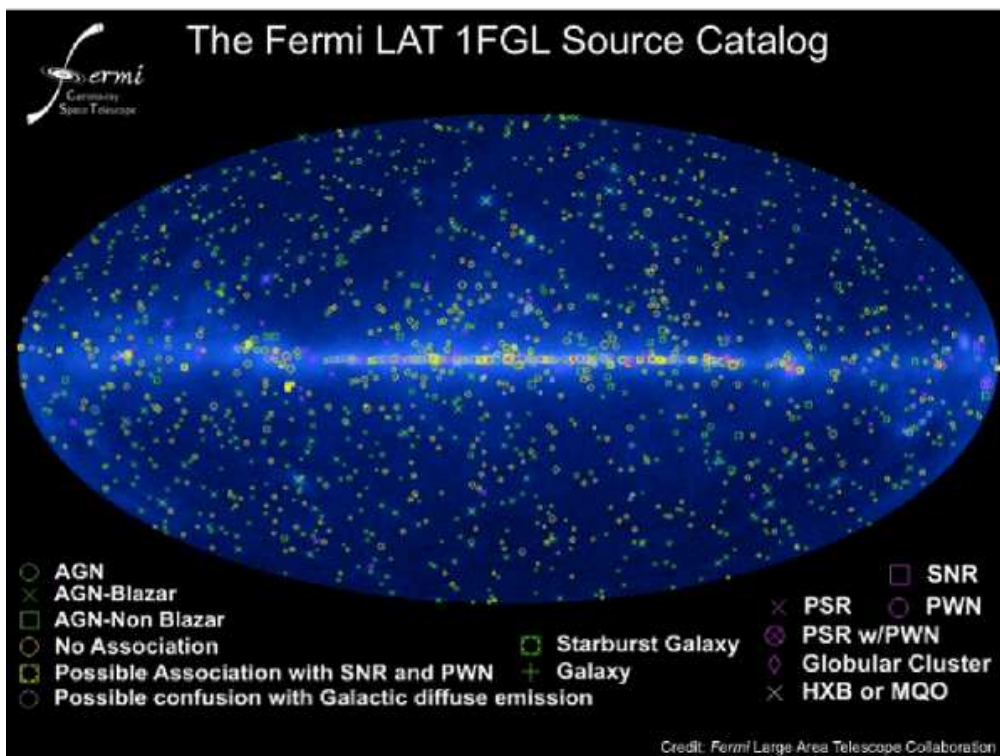


Fig. 3.2 – Premier catalogue Fermi, les différentes catégories de sources sont représentées par différents symboles explicités sur la figure (Abdo et collab., 2010b).

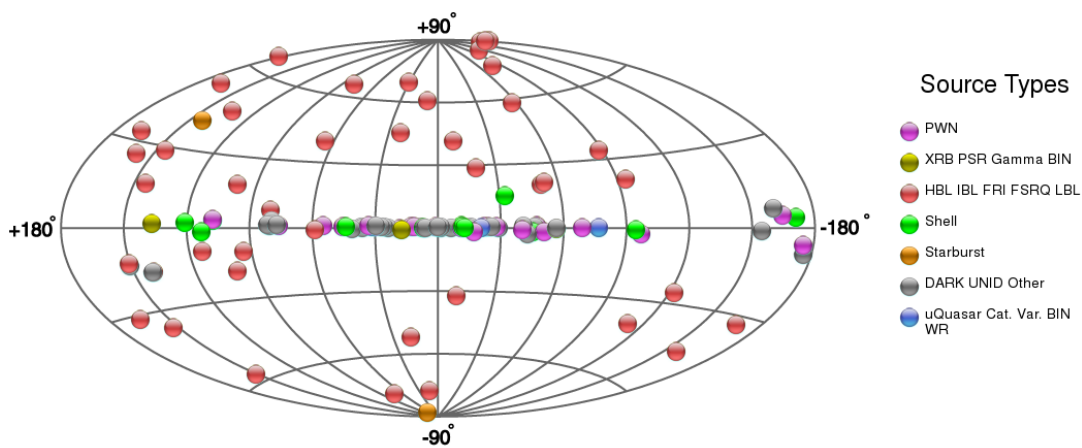


Fig. 3.3 – Catalogue des sources au TeV telles que référencées par le catalogue TeVCat.

3.1 Sources Galactiques

En raison de sa position géographique, H.E.S.S. est le télescope le mieux placé pour détecter les sources Galactiques dans le domaine du TeV. La majeure partie des sources Galactiques dans ce domaine en énergie a ainsi été détectée par H.E.S.S. Le catalogue TeVCat recense ainsi 84 sources Galactiques au TeV dont 57, soit les deux tiers, ont été découvertes par H.E.S.S. La

diversité des sources détectées est présentée dans cette section.

3.1.1 Le phénomène de supernova

Lorsqu'une étoile arrive en fin de vie, et si sa masse est suffisamment importante, il peut se produire une explosion que l'on appelle supernova. Suivant les conditions d'évolution et l'environnement de l'étoile, on peut distinguer deux mécanismes expliquant le phénomène de supernova.

Les supernovæ de type Ia ou thermonucléaires correspondent à l'explosion d'une naine blanche appartenant à un système binaire serré. La naine blanche, formée principalement de carbone et d'oxygène, accrète progressivement de la masse de l'étoile compagnon jusqu'à une masse proche de la masse de Chandrasekhar². Avant que cette masse ne soit atteinte, la fusion du carbone se déclenche donnant lieu à une explosion thermonucléaire détruisant complètement l'étoile. Ce phénomène se produisant toujours pour une masse proche de la masse Chandrasekhar, il induit des propriétés spectrales très similaires pour cette classe de supernovæ qui peuvent alors être utilisées pour estimer les distances en cosmologie.

Les supernovæ de type II, Ib et Ic se produisent pour des étoiles de plus de $8 M_{\odot}$. En raison de leur masse importante, ces étoiles peuvent abriter des réactions de fusion qui peuvent se poursuivre jusqu'au fer. L'étoile possède alors une structure en couches avec les éléments les plus lourds au centre et des éléments de plus en plus légers à mesure que l'on s'approche de la surface où se trouve une enveloppe d'hydrogène. Lorsque le cœur de fer atteint la masse de Chandrasekhar, la pression due à la force de gravitation l'emporte sur la pression de dégénérescence des électrons. On parle d'effondrement gravitationnel et toutes les couches de l'étoile convergent vers le centre. Cet effondrement prend fin au bout d'environ 10 ms, lorsque la densité atteint celle de la matière nucléaire. Cet arrêt brusque provoque le rebond des couches externes qui sont expulsées à des vitesses de l'ordre $10^7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Le cœur de fer s'est alors transformé en une étoile principalement composée de matière nucléaire et que l'on appelle *étoile à neutrons*. L'éjection des couches externes du progéniteur constitue le phénomène de supernova. Si la masse de l'étoile à neutrons créée est supérieure à deux fois celle du soleil, la pression de dégénérescence des fermions ne peut contrebalancer la force de gravité et il se forme un trou noir.

3.1.2 Les vestiges de supernovæ

Qu'elle soit de type I ou II, la supernova conduit à l'éjection des couches externes de l'étoile progénitrice, formant une onde de choc sphérique qui se propage dans le milieu interstellaire et qui constitue le vestige de la supernova (ou *SuperNova Remnant, SNR* en anglais). Les particules chargées du milieu interstellaire peuvent être accélérées au niveau de ce choc par les mécanismes de Fermi (voir partie 1.3.2) et rayonner par les processus présentés dans la partie 2.3. Les vestiges de supernovæ sont visibles en radio où ils présentent une forme caractéristique en coquille. Cette émission radio est due aux électrons accélérés qui rayonnent par émission synchrotron et signe la présence d'électrons de l'ordre de 10 à 100 TeV au sein de la coquille.

²Il s'agit de la masse pour laquelle la force de pression de dégénérescence électronique égale la force de gravitation, elle vaut $\sim 1.4 M_{\odot}$.

Ces électrons fortement accélérés sont visibles de la radio aux rayons X et ils mènent également à la production de photons γ de très haute énergie par processus Compton inverse sur des photons du fond diffus cosmologique.

On peut citer trois exemples caractéristiques de tels objets détectés au TeV par H.E.S.S. : RX J1713.7-3946 (Aharonian et collab., 2006b), RX J0852.0-4622 également appelé Vela Junior (Aharonian et collab., 2005a) ou encore SN1006 (Acero et collab., 2010) dont une image composite est présentée sur la figure 3.4.

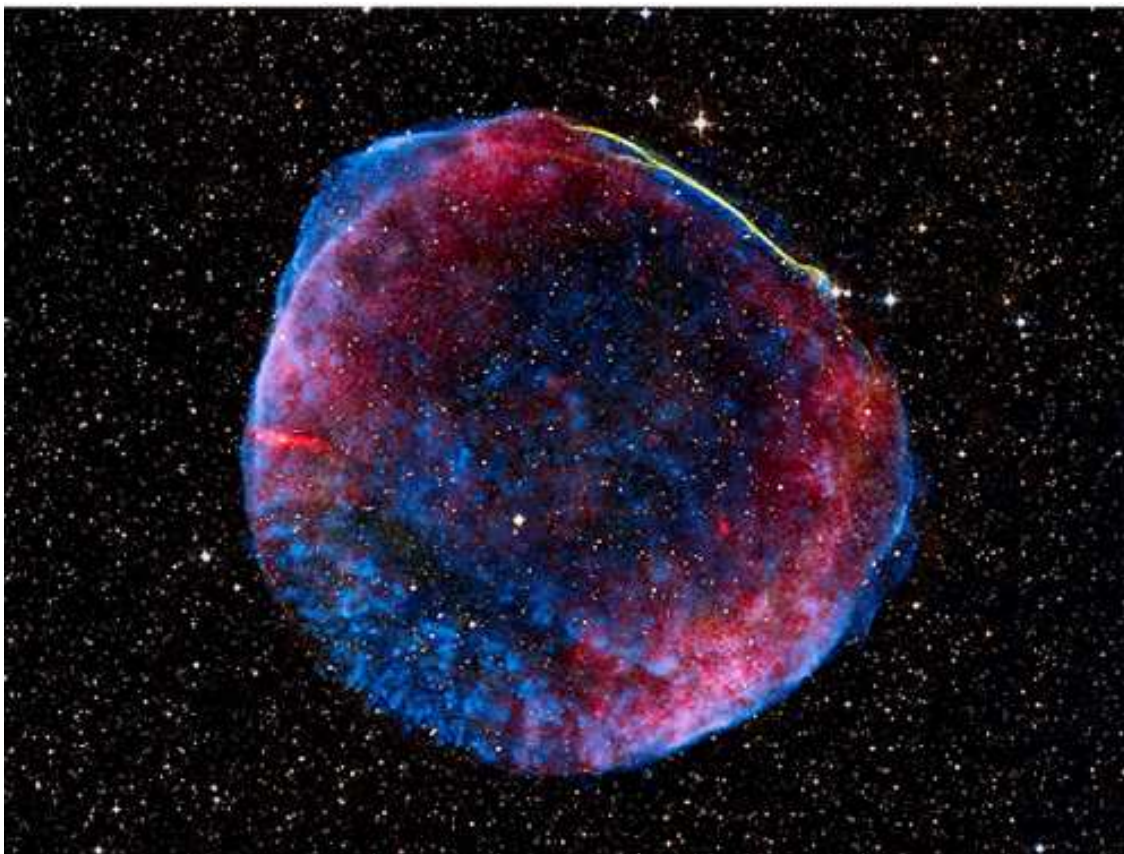


Fig. 3.4 – Image composite du vestige de supernova SN 1006 qui a explosé en l’an 1006 de notre ère. Cette supernova fut la plus brillante de l’ère historique. Elle était visible en plein jour et son éclat, la nuit, était équivalent à celui d’un quartier de lune si bien qu’il donnait une ombre aux objets. Le reste de cette supernova de type Ia est aujourd’hui observable de la radio au TeV. L’image présentée ici superpose des données prises en X (par le satellite Chandra, en bleu), en optique (en jaune) et en radio (en rouge). Crédits : NASA, ESA, Zolt Levay (STScI)

Dès les années 1930 (Baade et Zwicky, 1934), l’idée que ces ondes de choc générées par les supernovæ puissent être à l’origine de l’accélération des rayons cosmiques Galactiques est avancée. En effet, la grande quantité d’énergie relâchée dans ces processus (typiquement $\sim 10^{51}$ ergs), combinée au taux de supernovæ dans la Galaxie (environ une tous les trente ans), permettrait de maintenir le flux des rayons cosmiques dans la Galaxie si seulement $\sim 10\%$ de cette énergie est utilisée pour l’accélération. De plus, le mécanisme de Fermi - ou sa version

moderne, l'accélération diffusive par onde de choc - prédit des spectres en loi de puissance relativement compatibles avec les observations.

Bien que cette hypothèse soit fort attractive et que de nombreuses indications observationnelles existent, il manque encore une preuve définitive de l'hypothèse des supernovæ comme sources principales du rayonnement cosmique. Les neutrinos étant produits uniquement lors des processus hadroniques, la détection de ces particules au niveau du choc constituerait une preuve irréfutable de la présence de protons accélérés. Toutefois, au regard des modèles d'émission, la sensibilité des instruments actuels ne permettrait pas une telle détection (Kappes et collab., 2007).

Une autre classe de SNR est particulièrement intéressante dans l'optique de la recherche des sources du rayonnement cosmique. Il s'agit des restes de supernovæ interagissant avec des nuages moléculaires. Si des protons sont accélérés en nombre suffisant au niveau du choc, le passage de ce choc dans un nuage moléculaire qui présente, de fait, une densité de matière importante, favorise les interactions hadroniques. On s'attend alors à une émission accrue de photons à haute et très haute énergie. La détection d'associations SNR/nuages moléculaires en rayons γ est donc une indication forte de la nature hadronique des particules accélérées. De telles sources sont effectivement détectées au TeV mais également au GeV comme par exemple : W28 (Aharonian et collab., 2008c; Abdo et collab., 2010d) ou IC443 (Albert et collab., 2007a; Abdo et collab., 2010g).

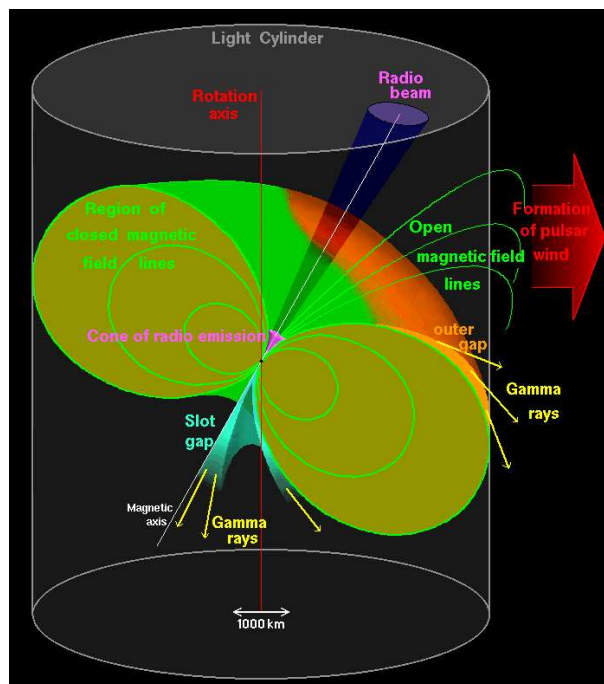
Les vestiges de supernovæ et les observations de ces objets à haute énergie sont présentés plus en détails dans le chapitre 9.

3.1.3 Nébuleuses à vent de pulsar

Pulsars

Comme cela a été mentionné précédemment, les supernovæ de type II peuvent conduire à la formation d'une étoile à neutrons. Lors de l'effondrement de l'étoile, il y a conservation du moment cinétique et du flux magnétique. Les étoiles à neutrons formées sont alors en rotation rapide avec des périodes allant de quelques secondes à quelques millisecondes. Elles sont aussi fortement magnétisées avec des champs magnétiques à leur surface de l'ordre de 10^8 T. Ces champs magnétiques intenses conduisent à une émission radio collimée le long de l'axe des pôles magnétiques. Cet axe est en général différent de l'axe de rotation conduisant à un effet de phare. Si le cône d'émission radio balaye la Terre, l'observateur détecte une émission pulsée en radio, on parle alors de *pulsars*. Cette émission pulsée fut détectée accidentellement pour la première fois en 1967 par Jocelyn Bell à Cambridge.

La figure 3.5 représente schématiquement un pulsar. L'étoile à neutrons se trouve au centre, son axe de rotation (vertical) n'est pas aligné avec l'axe magnétique. Le cylindre de lumière est également représenté. Il s'agit d'une surface imaginaire en co-rotation avec l'étoile située à une distance telle que sa vitesse linéaire est égale à celle de la lumière. Les lignes de champs magnétiques peuvent se refermer et être en co-rotation avec l'étoile à l'intérieur du cylindre de lumière. Au-delà du cylindre de lumière, les lignes de champs ne peuvent se refermer. Des particules arrachées à la surface de l'étoile et accélérées dans différentes zones suivant les modèles peuvent alors s'échapper.



F . 3.5 – Schéma d'un pulsar.

Plusieurs modèles peuvent expliquer l'accélération des particules chargées à la surface des pulsars les rendant visibles de la radio aux rayons X et même en rayons γ de haute énergie. Ces différents modèles prédisent la formation de cavités accélératrices à différents endroits de la magnétosphère du pulsar. Ces cavités présentent un déficit de charges qui génère un champ électrique important permettant d'accélérer les particules chargées, principalement leptoniques (électrons-positrons).

Ainsi, le modèle de la calotte polaire (ou *polar gap*) ou le modèle de la cavité en fente (ou *slot gap*) prédisent que l'accélération des particules se fait dans une région proche de la surface de l'étoile et des pôles magnétiques (Sturrock, 1971; Arons et Scharlemann, 1979), tandis que le modèle de la cavité externe (ou *outer gap*) prédit une accélération dans des régions plus éloignées de l'étoile, entre le cylindre de lumière et la dernière ligne de champ fermée (Cheng et collab., 1986).

Plus de 1800 pulsars ont à ce jour été détectés, la plupart dans le domaine radio³. Le nombre de pulsars dans la Galaxie doit toutefois être plus important car on ne peut les détecter que lorsque le jet est dirigé vers l'observateur. À plus haute énergie, EGRET a détecté 6 pulsars. Plus récemment, le LAT de Fermi a détecté plus de 50 pulsars dans le domaine du GeV. Ces détections ont été en partie possibles grâce aux éphémérides produits par les télescopes du domaine radio. Cependant, 16 pulsars, dont l'émission dans les autres longueurs d'onde n'avait jamais été mise en évidence, ont pu être détectés par une recherche d'émission pulsée à l'aveugle (Abdo et collab., 2010i).

Les résultats des observations des pulsars par le LAT permettent notamment de contraindre les modèles d'émission et favoriseraient les modèles de type cavité externe. Par ailleurs, l'émission pulsée en rayons γ présente dans la plupart des cas une coupure en énergie autour du GeV,

³Voir par exemple le catalogue ATNF <http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>

rendant la détection de cette émission à plus haute énergie très difficile. Seule l'émission pulsée de très haute énergie du Crabe a pu être détectée par le télescope Cherenkov au sol MAGIC avec un système de déclenchement spécialement adapté pour cette étude (Albert et collab., 2008).

Nébuleuses à vent de Pulsars

Les particules qui s'échappent du cylindre de lumière constituent ce que l'on appelle le vent du pulsar. La vitesse à laquelle le pulsar perd de l'énergie permet de caractériser la puissance dissipée dans le vent :

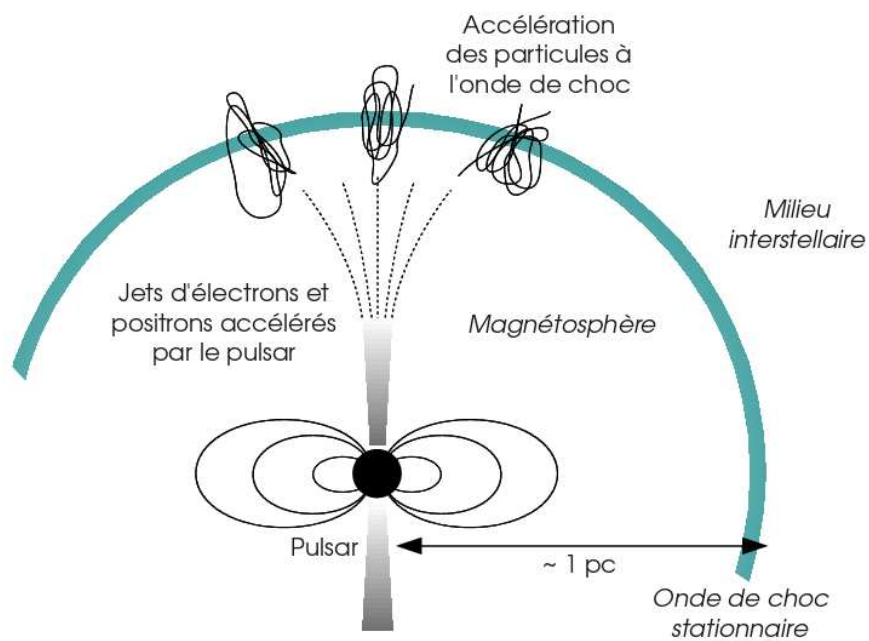
$$\dot{E} = 4\pi^2 I \frac{\dot{P}}{P^3} \quad (3.1)$$

où P et \dot{P} sont respectivement la période de rotation du pulsar et sa dérivée et I est son moment d'inertie. Cette perte d'énergie se fait via l'émission d'un vent de particules chargées (principalement des électrons et des positrons). Sa période de rotation s'en trouve augmentée au cours de son évolution et l'énergie injectée dans le vent est de moins en moins importante. Ce vent peut interagir avec les restes de l'explosion de la supernova qui a donné naissance à l'étoile à neutrons (Kennel et Coroniti, 1984), formant une onde de choc stationnaire (voir figure 3.6). Cette onde de choc est le siège de mécanismes d'accélération de Fermi du premier ordre où les électrons et positrons peuvent être accélérés jusqu'à des énergies de l'ordre de la centaine de TeV. L'étoile à neutron se trouve alors au centre d'une nébuleuse synchrotron qu'elle alimente, les électrons rayonnant principalement via ce processus de la radio aux rayons X durs. Ces nébuleuses synchrotrons sont également émettrices de photons au TeV grâce au processus d'auto-comptonisation (ou *Synchro-Self-Compton*, *SSC*). Dans ce processus, les électrons de haute énergie produisent des photons de haute énergie par diffusion Compton inverse sur les photons synchrotrons qu'ils ont eux-mêmes émis.

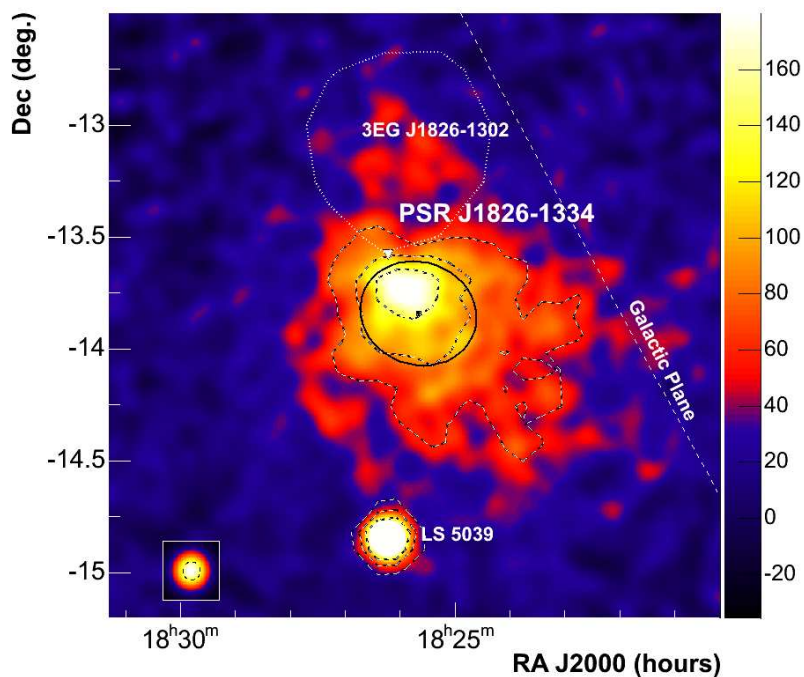
Les sources de ce type sont en général désignées par le terme "plériions" ou "nébuleuses à vent de pulsar" (*Pulsar Wind Nebulae*, *PWN*). La nébuleuse du Crabe est l'archétype de cette catégorie de source. Il s'agit de la première et de la plus brillante source stable détectée au TeV. Étant visible depuis les deux hémisphères, elle est considérée comme la chandelle standard de l'astronomie γ . Il a été récemment observé dans le domaine du GeV des sursauts d'émission de la part de cette source (Tavani, 2011). Toutefois, des observations concomitantes au TeV n'ont pas révélées de variabilité dans ce domaine en énergie.

Environ la moitié des sources détectées (et identifiées) par H.E.S.S. dans le plan Galactique sont des nébuleuses à vent de pulsar. On peut distinguer deux catégories de sources. Les nébuleuses à vent de pulsar associées à un pulsar jeune et celles associées à un pulsar plus évolué. Les premières sont caractérisées par une morphologie compacte. Elles apparaissent comme ponctuelle ou faiblement étendue et sont centrées sur le pulsar. C'est le cas de la nébuleuse du Crabe (Aharonian et collab., 2006f) mais également des nébuleuses associées aux pulsars issus des supernovæ SNR G0.9+0.1 (Aharonian et collab., 2005e), SNR G21.5-0.9 (H. E. S. S. Collaboration: A. Djannati-Atai et collab., 2007), Kes 75 (Terrier et collab., 2008) ou encore MSH 15-52 (Aharonian et collab., 2005b).

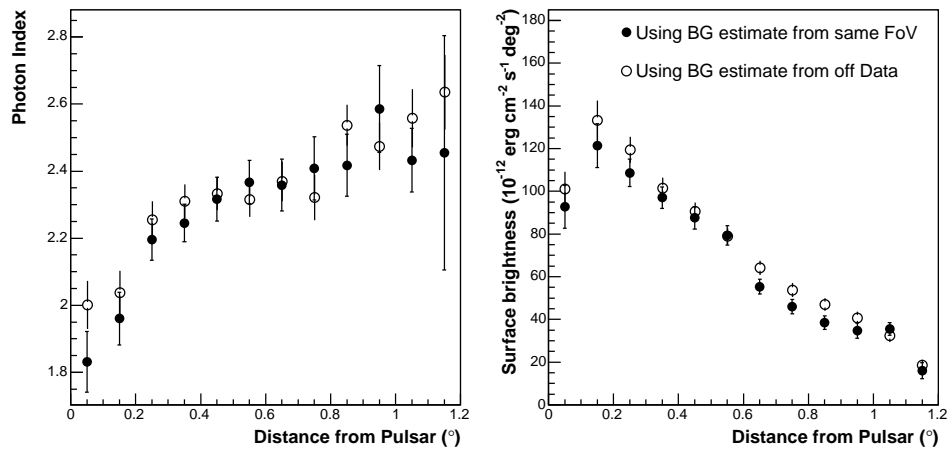
À l'inverse, les nébuleuses plus évoluées présentent des morphologies plus complexes, l'émission au TeV apparaît étendue et le pulsar peut être décalé par rapport à la position du barycentre de l'émission. Ce décalage peut être expliqué par une asymétrie du choc en retour de la supernova qui écrase la nébuleuse d'un côté (Blondin et collab., 2001). Pour la nébuleuse



F . 3.6 – Schéma d'une nébuleuse à vent de pulsar.



F . 3.7 – Carte d'excès en photons γ obtenue par H.E.S.S. de la source HESS J1825-137. La position du pulsar PSR B1823-13, associée à l'émission observée, est représentée par un triangle blanc tandis que le barycentre de l'émission de très haute énergie est représenté par un point noir.



F . 3.8 – Indice spectral et brillance de surface (intégrée entre 0.25 et 10 TeV) en fonction de la distance au pulsar.

HESS J1825-137 (Aharonian et collab., 2006e) notamment, on constate également une dépendance du spectre en énergie en fonction de la distance au pulsar (voir figures 3.7 et 3.8). L'indice spectral augmente à mesure que l'on s'éloigne du pulsar. Cette particularité a permis d'identifier cet objet comme étant de type PWN et constitue une indication forte du caractère leptonique de l'émission.

Les électrons qui émettent dans le domaine du TeV par diffusion Compton inverse sont en général moins énergétiques que les électrons qui rayonnent par synchrotron en X. Les caractéristiques morphologiques de cet objet peuvent donc être comprises de la manière suivante : lors de son déplacement, le pulsar émet des électrons de haute énergie qui rayonnent principalement en X. Les électrons refroidissant, l'émission en X s'affaiblit tandis que l'émission Compton inverse au TeV devient prédominante.

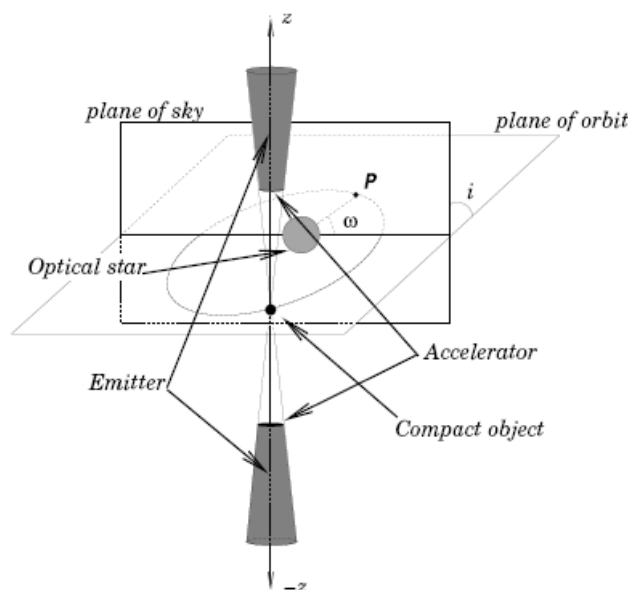
Il y a en quelques sortes un délai entre l'apparition de l'émission au TeV et le moment où les électrons s'échappent du pulsar. Ces derniers s'éloignant du lieu de leur émission (le pulsar) par diffusion, un décalage spatial est naturellement attendu entre l'émission au TeV et celle dans le domaine des rayons X.

3.1.4 Systèmes binaires

Un système binaire est un système au sein duquel deux étoiles orbitent l'une autour de l'autre. On estime à près de 70% le nombre d'étoiles dans notre galaxie appartenant à des systèmes binaires ou plus. Lorsque l'un des constituants est un objet compact, le système peut émettre du rayonnement X ou même γ . On parle alors de binaires X ou binaires γ . De tels systèmes sont constitués d'un objet compact (un trou noir ou une étoile à neutrons) et d'une étoile massive que l'on appelle étoile compagnon.

Pour les systèmes binaires compacts, il existe deux principaux scénarios d'émission de photons γ à haute et très haute énergie. Soit le système est constitué d'un trou noir de masse stellaire, accrétant la matière de l'étoile avec production de jets de particules relativistes (voir figure 3.9). Ces systèmes sont appelés microquasars en raison de leur similitude avec les quasars (présentés dans la suite). Soit l'objet compact est une étoile à neutrons et le modèle le plus pertinent est

de type pléïon où le vent du pulsar interagit avec celui de l'étoile massive, créant une onde de choc stationnaire au sein de laquelle les particules sont accélérées.

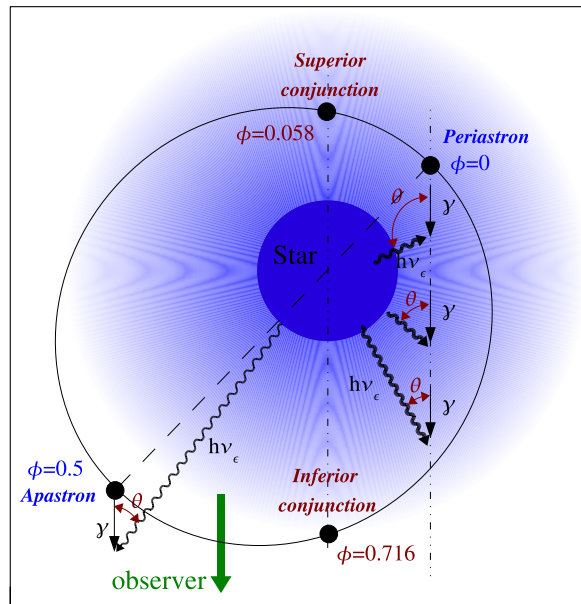


F . 3.9 – Diagramme schématisé de la configuration possible des jets de particules émis par un microquasar.

Dans les deux cas, il peut alors y avoir production de photons de haute ou très haute énergie par diffusion Compton inverse des particules accélérées sur le champ de photons dense de l'étoile compagne. En outre, les phénomènes d'absorption peuvent également jouer un rôle important en fonction de la position relative des deux objets. En raison de la nature de ces objets, on attend une émission éventuellement modulée à la période du système. Cette périodicité donne des indices importants sur la nature des particules accélérées, sur le lieu de l'accélération au sein du système ainsi que sur les processus d'émission à l'œuvre.

Le premier système binaire à avoir été détecté à très haute énergie est LS 5039 (Aharonian et collab., 2005d). La géométrie de ce système est schématisée sur la figure 3.10. Ce système binaire pour lequel la nature de l'objet compact n'est pas connue, présente une variabilité significative avec une période de 3.9078 ± 0.0015 jours compatible avec la période orbitale du système (Casares et collab., 2005, voir figure 3.11). Par ailleurs, cet objet est détecté au GeV, où l'émission est également modulée à la période orbitale, mais anti-corrélée avec l'émission au TeV (Abdo et collab., 2009g). Ces observations, prédites par les modèles de type leptonique (par exemple, Dubus et collab., 2008), résultent d'une compétition entre l'absorption par les photons de l'étoile et l'émission Compton inverse. Lorsque l'objet compact est à la conjonction supérieure (c'est-à-dire derrière l'étoile massive par rapport à l'observateur), les collisions entre les électrons accélérés et les photons de l'étoile sont les plus efficaces, ainsi l'émission est maximum mais elle est absorbée au TeV alors qu'elle ne l'est pas au GeV. On observe également une modulation des spectres qui peut s'expliquer par ce type de scénarios (voir figure 3.11).

En plus de LS 5039, le catalogue des systèmes binaires détectés au TeV comprend trois objets : LSI + 61°303 (Albert et collab., 2006), PSR B1259-63 (Aharonian et collab., 2005c) et plus récemment l'objet HESS J0632+057 (Aharonian et collab., 2007d; Hinton et collab., 2009)



F . 3.10 – Schéma de la géométrie du système binaire LS 5039. Les configurations particulières du système sont représentées en fonction de leurs phases. Ainsi, on trouve le périastro et l'apoastron. À la conjonction inférieure l'objet compact est aligné entre l'étoile et l'observateur. La conjonction supérieure correspond quant à elle au cas où l'objet compact est situé derrière l'étoile. On note également sur ce schéma la représentation de l'absorption possible des photons de très haute énergie par création de paires avec les photons d'énergie $h\nu_\epsilon$ de l'étoile. Cette figure est tirée de (Aharonian et collab., 2006a)

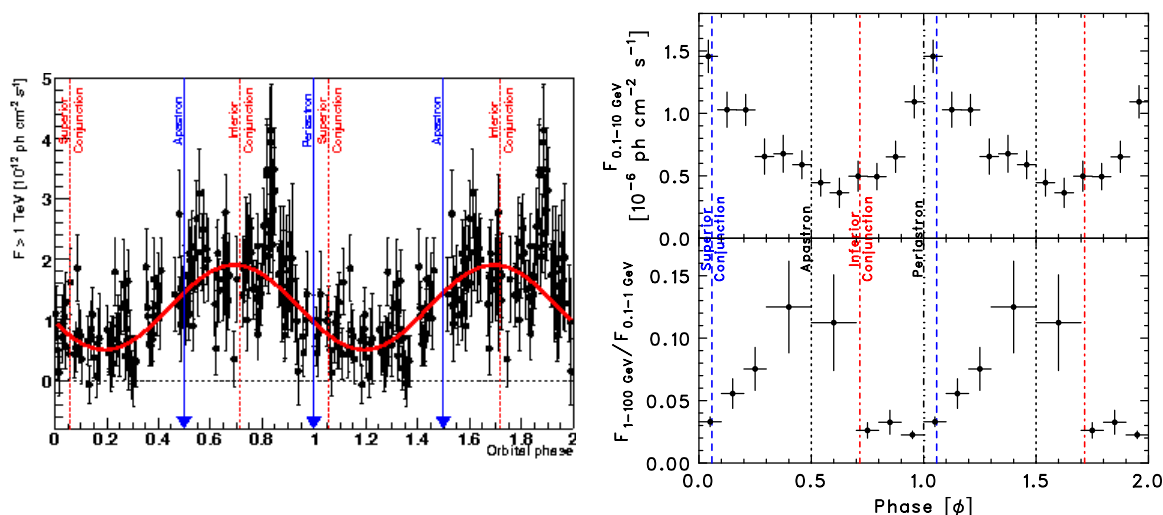
dont la détection par H.E.S.S. a déclenché des observations dans les autres longueurs d'onde a pu être ajouté à la liste.

LS 5039 (Abdo et collab., 2009g), LSI + 61°303 (Abdo et collab., 2009c) et PSR B1259-63 (Abdo et collab., 2011a) ont également été détectés au GeV. Fermi et AGILE ont annoncé la détection d'une émission modulée à la période orbitale du microquasar Cygnus X-3 (Fermi LAT Collaboration et collab., 2009; Tavani et collab., 2009a).

3.1.5 Amas d'étoiles massives et vents stellaires

Certains amas d'étoiles peuvent contenir un nombre important d'étoiles massives dans un volume restreint. Ils peuvent alors abriter des restes de supernovæ ainsi que des nébuleuses à vents de pulsar. Ils sont donc de bons candidats pour être des sources détectables aux très hautes énergies.

De plus, les étoiles massives présentent des vents de particules importants qui peuvent donner lieu à des processus d'accélération des particules chargées différents de ceux à l'œuvre dans les objets présentés précédemment. Les étoiles massives peuvent se trouver dans des systèmes multiples et l'interaction de leurs vents crée un choc au sein duquel les particules peuvent être accélérées (voir par exemple Bednarek, 2005). Un tel regroupement d'étoiles massives peut également donner lieu à des effets collectifs de vents stellaires capables d'accélérer les particules (voir par exemple Parizot et collab., 2004).



F . 3.11 – Courbe de lumière mesurée par H.E.S.S. (au-delà de 1 TeV, à gauche) et Fermi (entre 0,1 et 10 GeV, en haut sur la figure de droite) en fonction de la phase orbitale. Afin de mieux voir la modulation, les données ont été répétées sur deux périodes. La courbe en bas sur la figure de droite présente le rapport du flux détecté par Fermi, entre 1 et 100 GeV et entre 0,1 et 1 GeV, en fonction de la phase orbitale. Notons que, proche de la conjonction supérieure, le flux est maximal au GeV car, d'une part, le processus Compton inverse est plus efficace pour les collisions frontales et, d'autre part, car dans ce domaine les photons ne subissent pas l'absorption par les photons de l'étoile massive. Cette absorption est responsable de la diminution du flux observée à la même phase au TeV.

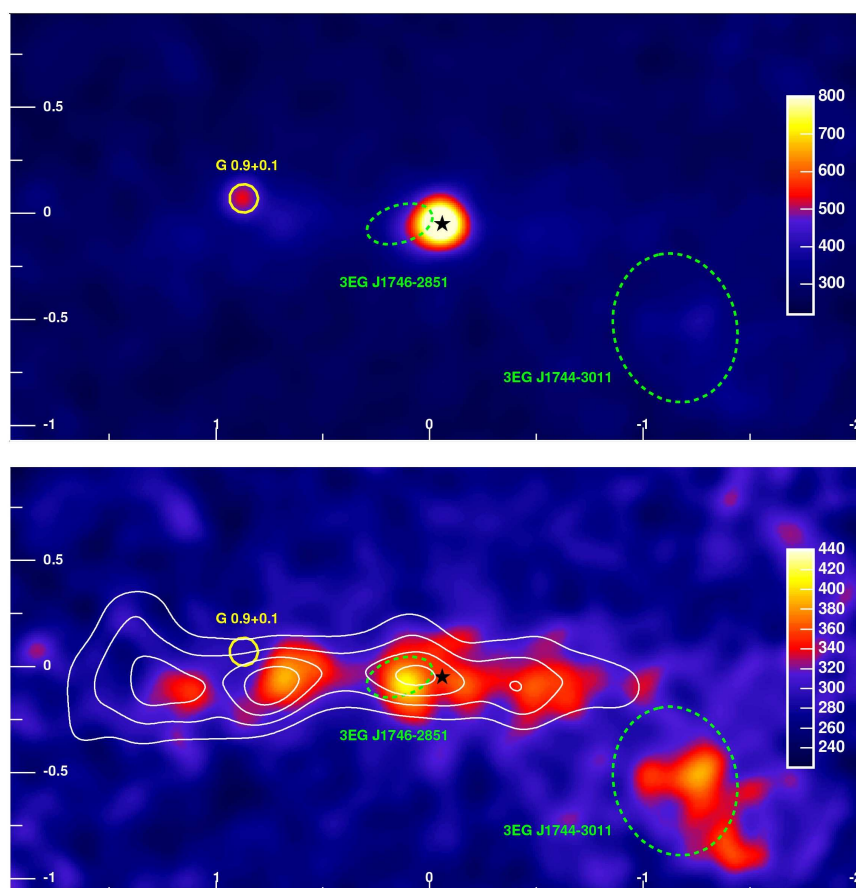
Deux amas d'étoiles massives ont été détectés par H.E.S.S. : Westerlund 1 (Ohm et collab., 2009a) et Westerlund 2 (Aharonian et collab., 2007b; HESS Collaboration et collab., 2011a). Westerlund 1 est l'amas le plus massif de la galaxie, il contient pas moins de 24 étoiles Wolf-Rayet dont plus des deux tiers sont dans des systèmes binaires (Groh et collab., 2006). Il contient également des étoiles bleues et des géantes rouges. Ces conditions favorisent fortement les scénarios de type effets collectifs.

L'émission γ en direction de Westerlund 2 pourrait trouver son origine dans les chocs entre les vents stellaires du système binaire WR20a. Cependant, le satellite Fermi a découvert deux pulsars brillants coïncidents avec l'émission au TeV dans cette région (Abdo et collab., 2009a) ce qui ferait plutôt penser à des mécanismes plus classiques du type PWN.

Par ailleurs, une émission au GeV en direction d'Eta Carina a été détectée par le satellite Fermi (Abdo et collab., 2010c). Ce système binaire contient une étoile de 100 à 150 M_{\odot} et une étoile compagnon de $\sim 30 M_{\odot}$ dont les vents en interaction pourraient être à l'origine de l'émission à haute énergie. Toutefois, cette détection n'est pas encore clairement associée à Eta Carina car les données ne présentent pas encore la variabilité de l'ordre de 5 ans que l'on observe dans les autres longueurs d'onde. Les observations à plus long terme devraient permettre de confirmer ou d'infirmer l'association entre la source Fermi et Eta Carina.

3.1.6 Les émissions diffuses

On observe, notamment à haute énergie, une émission diffuse le long du plan Galactique. Cette émission peut tirer son origine de plusieurs processus. Les rayons cosmiques se propagent dans la Galaxie et interagissent avec le gaz constituant le milieu interstellaire. Il y a alors production de π^0 qui se désintègrent en photons γ . Les leptons du rayonnement cosmique peuvent également interagir avec la matière du milieu interstellaire pour produire des γ par Bremsstrahlung. Ces leptons peuvent par ailleurs produire des photons de haute voire de très haute énergie par diffusion Compton inverse sur les champs de radiation qui baignent le milieu interstellaire. Grâce à son grand champ de vue, l'expérience MILAGRO a ainsi pu mettre en évidence une émission diffuse d'une énergie moyenne de 15 TeV le long du plan Galactique (Abdo et collab., 2008). L'observation et la compréhension de cette émission diffuse permet de poser des contraintes sur la densité de rayons cosmiques mais également d'affiner les modèles de propagation des particules chargées dans la Galaxie.



F . 3.12 – Carte d'émission de photons γ de très haute énergie obtenue par H.E.S.S. dans la région du centre galactique, avant (en haut) et après (en bas) soustraction des sources ponctuelles. Les contours blancs sur la carte du bas indiquent la densité du gaz moléculaire.

L'émission en provenance des nuages moléculaires constitue une autre source d'émission diffuse. Ces nuages sont des régions du milieu interstellaire où la densité est fortement accrue : ils peuvent avoir des tailles de l'ordre de 1 à 100 parsecs pour des masses de 10^3 à $10^6 M_{\odot}$.

En raison de ces fortes densités, si une source de rayons cosmiques se trouve à proximité, ils pourront rayonner par les processus décrits plus haut. H.E.S.S. a ainsi détecté, dans la région du centre Galactique, une émission au TeV fortement corrélée avec la densité de matière comme l'atteste la figure 3.12 (Aharonian et collab., 2006d). L'expérience MILAGRO a également détecté ce genre d'émission dans la région du Cygne (Abdo et collab., 2007).

3.1.7 Les sources non identifiées

Tout comme dans le domaine γ de haute énergie, environ un tiers des sources du plan Galactique au TeV n'est pas identifié. Le catalogue des sources non-identifiées de H.E.S.S. a été établi par Aharonian et collab. (2008e) et mis à jour par Tibolla et collab. (2009). Pour ces sources, aucune contrepartie évidente n'est détectée dans les autres longueurs d'onde. Cependant, les observations au TeV peuvent déclencher des observations plus approfondies dans les autres gammes en énergie. Pour la source HESS J1813-178 par exemple, une émission dans le domaine des rayons X a pu être détectée et a permis d'identifier cette source comme étant une nébuleuse à vent de pulsar (Helfand et collab., 2007).

Il est intéressant de noter que, comme les autres sources du plan Galactique, la majorité de ces sources présente une extension significative. Par ailleurs, leur distribution spatiale est similaire à celle des autres sources du plan. Ainsi Gallant (2007), ou encore de Jager et collab. (2009), suggèrent que ces sources pourraient être associées à des nébuleuses à vent de pulsar plutôt âgées. Une autre possibilité suggère que les sources non-identifiées puissent être des nuages moléculaires illuminés par des rayons cosmiques provenant d'une source proche (Aharonian et Atoyan, 1996; Gabici et collab., 2009).

Il n'est toutefois pas impossible que ces objets non-identifiés représentent une nouvelle classe de sources.

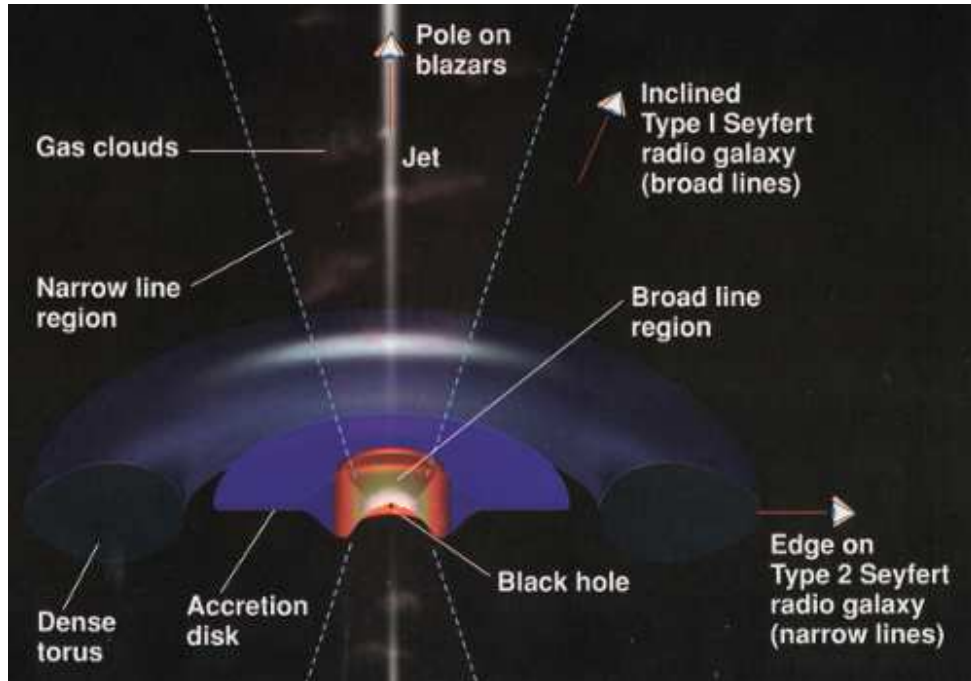
3.2 Les sources extragalactiques

3.2.1 Les noyaux actifs de galaxies

Les noyaux actifs de galaxies (ou AGN pour *Active Galactic Nuclei*) représentent la grande majorité des sources extragalactiques du domaine γ de très haute énergie et sont observés de la radio jusqu'au TeV.

On appelle galaxie active une galaxie qui contient un noyau actif, c'est-à-dire un trou noir supermassif ($\sim 10^{6-9} M_{\odot}$) entouré d'un disque d'accrétion plus lumineux que la galaxie hôte. On estime à $\sim 10\%$ la proportion de galaxies abritant un noyau actif. Pour certaines d'entre elles, des jets relativistes bipolaires de matière peuvent se former et présenter une forte émission radio sur de très grandes distances. La visibilité et l'intensité des émissions sur tout le spectre électromagnétique est fortement dépendant de l'orientation du noyau actif par rapport à l'observateur. Ainsi, au gré des observations et des découvertes, les astronomes ont identifié de nombreuses classes d'AGN mais il semble fort probable que toutes ces classes puissent être unifiées et qu'elles ne soient que plusieurs facettes d'un même objet. Sur la figure 3.13 est représenté un schéma d'un noyau actif de galaxie, vu en coupe et sur lequel le trou noir, le disque d'accrétion et le jet notamment sont représentés. Les différentes classes de noyaux actifs de galaxies observés sont décrites en fonction de l'angle entre la direction de la ligne de visée et de celle des jets. Par exemple, si le jet relativiste forme un angle petit par rapport à la ligne

de visée ($\lesssim 10^\circ$), l'émission dans les jets est amplifiée par effet Doppler et on parle alors de blazars. Les blazars constituent la grande majorité des AGN vus au TeV, on en dénombre près d'une trentaine répartis uniformément sur le ciel (voir catalogue TeVCat).



F . 3.13 – Schéma d'un noyau actif de galaxie. Le trou noir est visible au centre, entouré du disque d'accrétion. Les jets relativistes sont également représentés. Les différentes classes d'AGN sont indiquées en fonction de l'angle d'observation. Cette figure a été produite par H.E. Smith.

Ces objets peuvent présenter de fortes variabilités de leurs flux sur des échelles de temps qui peuvent aller de l'année à la minute. Cette rapide variabilité permet, par causalité, de remonter à la taille caractéristique de la zone émettrice qui est alors de l'ordre du rayon de Schwarzschild. H.E.S.S. a observé un tel sursaut d'activité de la part du blazar PKS 2155-304 (Aharonian et collab., 2007a) en 2006. Le flux a atteint plus de 10 fois celui de la nébuleuse du Crabe. En outre, les variations de flux lors de tels sursauts sont également observés dans les autres longueurs d'onde. Les campagnes d'observation simultanées dans plusieurs bandes en énergie sont capitales et permettent de poser des contraintes sur les modèles d'émission.

Les noyaux actifs de galaxies étant situés à des distances cosmologiques, leur émission dans le domaine du TeV est fortement absorbée par création de paires par le fond diffus extragalactique (*Extragalactic Background Light, EBL*). Cette propriété, qui limite la visibilité des objets les plus éloignés, permet néanmoins de placer des limites supérieures sur l'intensité de l'EBL (Aharonian et collab., 2006c). Ces contraintes placées par les télescopes Cherenkov combinées aux limites posées dans d'autres longueurs d'onde, notamment par le satellite Spitzer, contraignent fortement l'intensité de l'EBL (Dole et collab., 2006). À l'inverse, si on estime que les modèles d'EBL sont corrects, il est alors possible de remonter au spectre intrinsèque de

la source. La figure 3.14 montre le résultat de l'une de ces estimations (Franceschini et collab., 2008).

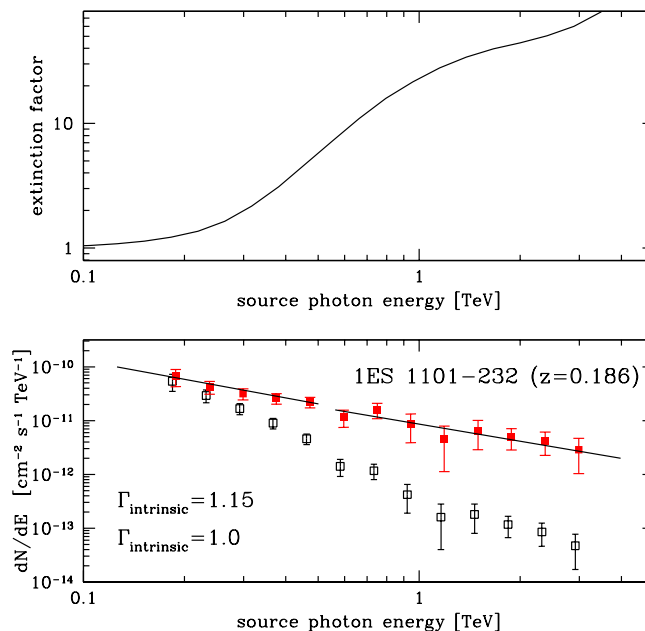


FIG. 3.14 – Absorption des photons γ émis par le blazar 1ES1101-232 par création de paires sur le fond diffus extragalactique. La figure du haut représente la correction spectrale à apporter en fonction de l'énergie pour corriger l'absorption par l'EBL. La figure du bas représente le spectre observé (carrés noirs vides) et le spectre corrigé (carrés rouges). Les indices spectraux intrinsèques ajustés, $\Gamma_{\text{intrinsic}}$, correspondent au parties de basse et haute énergie du spectre.

D'autre part, le satellite Fermi a détecté plus de 700 noyaux actifs de galaxies (Abdo et collab., 2010h) et l'absorption est bien moins importante à ces énergies. Connaissant les spectres dans le domaine du GeV, l'intensité de l'EBL et la distance de ces objets (ce qui n'est pas toujours le cas) il est possible de prédire le spectre au TeV et d'optimiser ou d'orienter les observations des télescopes Cherenkov pour la détection de nouveaux AGN dans ce domaine en énergie (Abdo et collab., 2009e).

3.2.2 Les galaxies à sursaut de formation d'étoiles

Les galaxies à sursaut de formation d'étoiles (ou *Starburst Galaxies*) sont des galaxies où le taux de formation d'étoiles est très supérieur (d'un facteur ~ 100) aux taux rencontrés dans la majeure partie des galaxies. Celles-ci sont caractérisées par un taux de supernovæ et une densité de gaz très importants.

Si les rayons cosmiques sont accélérés par les chocs dus aux restes de supernovæ, alors, dans le cas des galaxies à sursaut de formation d'étoiles, la densité de rayons cosmiques doit être bien plus grande que dans les galaxies comme la voie lactée. La densité de gaz étant également

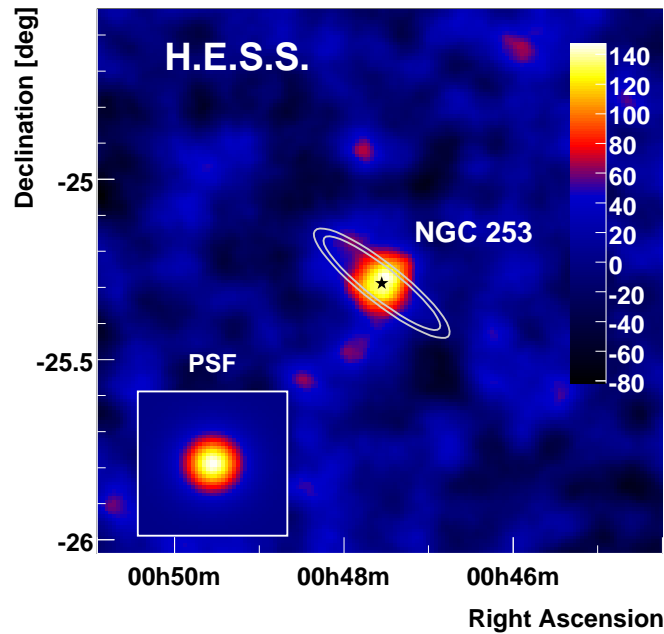


Fig. 3.15 – Carte d'excès en photons γ obtenue par H.E.S.S. pour la galaxie à sursaut de formation d'étoiles NGC 253. Les contours blancs représentent les limites de la galaxie, visible en optique. La région d'émission est significativement plus petite et centrée sur la région de formation d'étoiles.

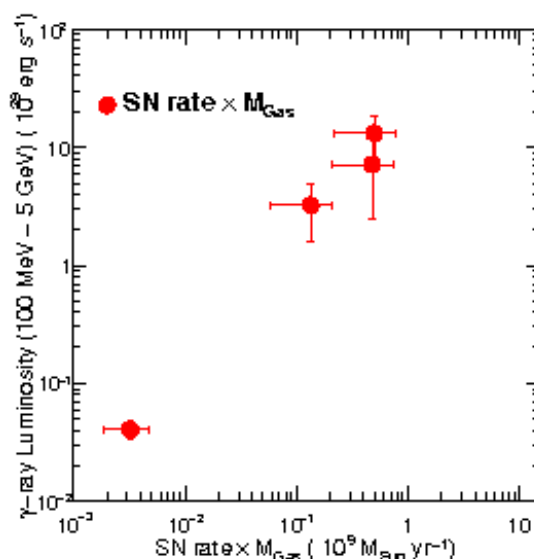
fortement accrue dans ces objets, les interactions hadroniques sont fortement favorisées et une émission dans le domaine du GeV et du TeV est attendue.

H.E.S.S. a ainsi détecté une source ponctuelle coïncidente avec la région de formation d'étoiles dans la galaxie NGC 253 (Acero et collab., 2009) dont l'image est présentée sur la figure 3.15. Par ailleurs, VERITAS a détecté une émission au TeV en direction d'un objet du même type : M82 (VERITAS Collaboration et collab., 2009). Dans le domaine du GeV, le satellite Fermi a détecté une émission significative en direction de ces deux objets (Abdo et collab., 2010a). De plus, les observations au GeV montrent une corrélation, pour la Voie Lactée, le Grand Nuage de Magellan, NGC 253 et M82 entre la luminosité et le taux de supernovæ multiplié par la masse du gaz (voir figure 3.16). Ce résultat suggère que la production des rayons cosmiques est associée aux étoiles massives ou à leurs vestiges.

3.2.3 Les sursauts γ

Les sursauts γ (ou *Gamma Ray Bursts*, *GRB*) sont des émissions intenses et très brèves (de quelques millisecondes à quelques centaines de secondes) de photons γ de basse énergie. Ils sont généralement suivis d'une émission rémanente pouvant durer plusieurs semaines.

Ces événements ont été découverts par hasard en 1967 par des sondes américaines VELA (Klebesadel et collab., 1973). L'expérience BATSE, à bord du satellite CGRO, a montré que la distribution de ces sursauts sont isotropes sur le ciel (voir figure 3.17). L'expérience BeppoSAX a prouvé l'origine extragalactique de ces événements en mesurant la distance de ces objets



F . 3.16 – *Corrélation observée entre la luminosité γ à haute énergie et le taux de supernovæ multiplié par la masse du gaz pour la Voie Lactée, le Grand Nuage de Magellan et les deux galaxies à sursaut de formation d'étoiles NGC253 et M82.*

grâce à leur émission rémanente dans le domaine des rayons X ou en parvenant à les associer à des galaxies détectées en optique.

On peut distinguer deux types de sursauts γ , chacun correspondant à un processus différent. Les sursauts “courts”, qui durent moins de 2s, seraient associés à la coalescence d'objets compacts (naine blanche ou étoile à neutrons) au sein d'un système binaire (Eichler et collab., 1989). Les sursauts “longs”, qui peuvent durer quelques minutes, seraient associés au phénomène d'hypernova (ou collapsar) (Paczynski, 1998). Une hypernova est l'effondrement gravitationnel d'une étoile supermassive ($\gtrsim 30 M_{\odot}$). Des jets relativistes de plasma se forment alors le long de l'axe de rotation de l'étoile progénitrice dans lesquels les particules peuvent être accélérées et être responsables de l'émission non-thermique observée.

Aucun GRB n'a été jusqu'à présent détecté aux très hautes énergies. Par contre, le LAT de Fermi a détecté l'émission (supérieure à 100 MeV) de plus d'une dizaine d'entre eux, en particulier un photon en provenance de l'émission rémanente du GRB 090902B d'énergie $E = 33.4^{+2.7}_{-3.5}$ GeV (Abdo et collab., 2009d).

Les GRB sont également de bons candidats pour les sources des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie (Dermer, 2007).

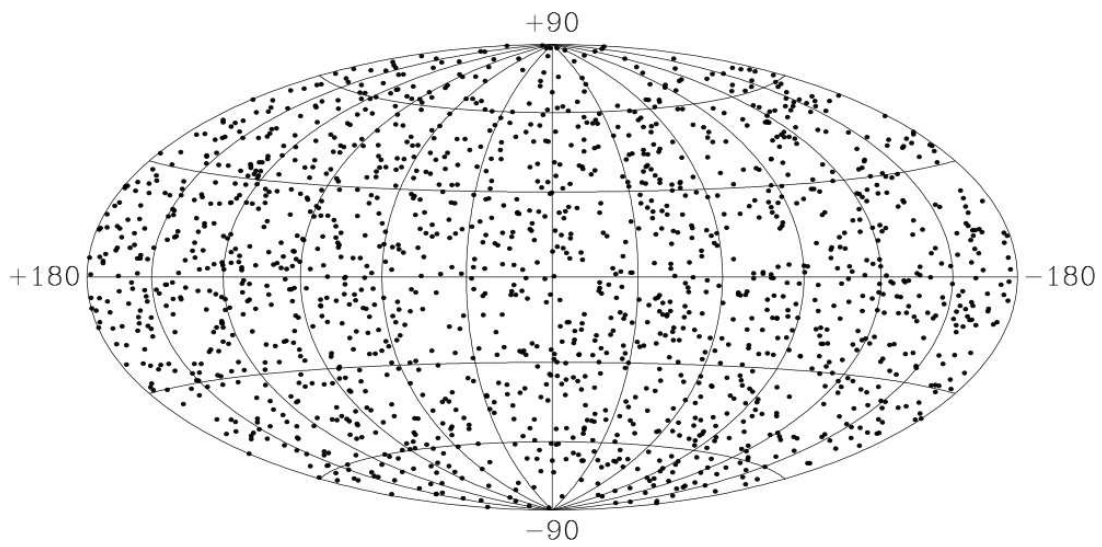


FIG. 3.17 – Distribution sur le ciel des 2704 sursauts γ observés par le détecteur BATSE.

Deuxième partie

H.E.S.S.

Chapitre 4

Le réseau de télescopes H.E.S.S.

4.1	Le site	63
4.1.1	Disposition des télescopes	65
4.1.2	Instruments complémentaires	65
4.2	Les télescopes	65
4.2.1	Description	65
4.2.2	Alignement des miroirs	67
4.2.3	Correction de pointé	68
4.3	Les caméras	69
4.3.1	Instrumentation du plan focal	69
4.3.2	Électronique	70
4.4	La stratégie de déclenchement	72
4.4.1	Objectif et principe	72
4.4.2	Description	73
4.4.3	Choix des seuils et performances	73
4.5	Déroulement des observations	73

L'expérience H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*, système stéréoscopique de haute énergie) est un réseau de quatre télescopes dédié à l'astronomie γ de très haute énergie entre 100 GeV et 100 TeV (voir figure 4.1). Les télescopes collectent la lumière Cherenkov émise lors du développement des gerbes de particules initiées par les photons γ de très haute énergie. La lumière collectée est ensuite enregistrée par les photo-détecteurs placés à la focale des télescopes.

Le réseau de télescopes H.E.S.S. est le fruit d'une collaboration entre 35 institutions réparties dans 12 pays. Le premier télescope est opérationnel depuis 2001 et le système complet est pleinement opérationnel depuis le début de l'année 2004.



FIG. 4.1 – Vue aérienne du réseau de télescopes H.E.S.S. situé à 1800 m d'altitude en Namibie dans la région des Monts Khomas. Les télescopes sont placés aux sommets d'un carré de 120 m de côté dont l'une des diagonales est orientée suivant la direction nord-sud.

4.1 Le site

H.E.S.S. est situé à 1800 m d'altitude dans la région des Monts Khomas en Namibie ($23^{\circ}16'18.4''$ Est, $16^{\circ}30'00.8''$ Sud). Plusieurs raisons expliquent le choix de ce lieu. Tout d'abord, la situation géographique, proche du tropique du Capricorne, permet d'observer une grande partie du plan Galactique où la densité de sources est la plus importante (voir figure 4.2). Ensuite, le site se trouve loin de toute grande ville et donc de toute pollution lumineuse. Le climat dans cette région est semi-désertique, ce qui garantit à la fois un ciel peu nuageux et une faible humidité. L'altitude élevée permet de se rapprocher du maximum de développement des gerbes et de réduire l'absorption de la lumière Cherenkov. Enfin, cette région se caractérise par un champ magnétique relativement faible (0.2 Gauss) en raison de l'anomalie magnétique de l'Atlantique sud. Cela a l'avantage de réduire les déviations des particules chargées des gerbes et permet une meilleure reconstruction des photons incidents.

4.1.1 Disposition des télescopes

Les quatre télescopes sont disposés aux coins d'un carré de 120 m de côté dont l'une des diagonales est orientée suivant la direction nord-sud (voir figure 4.1). Deux effets entrent en compétition pour le choix de la distance entre les télescopes. Plus cette distance est importante, meilleure est la vision stéréoscopique des gerbes. Or, la probabilité que plusieurs télescopes détectent la lumière émise par une même gerbe est d'autant plus grande que les télescopes sont proches. La distance choisie pour l'expérience H.E.S.S. est par conséquent le meilleur compromis entre ces deux effets qui maximise la sensibilité à l'énergie de seuil du système (~ 100 GeV).

4.1.2 Instruments complémentaires

Le site de l'expérience est équipé de plusieurs instruments secondaires pour le contrôle de la qualité de l'atmosphère. Chaque télescope est équipé d'un radiomètre infrarouge pour mesurer le taux d'humidité et la température jusqu'à une altitude de dix kilomètres environ pendant les

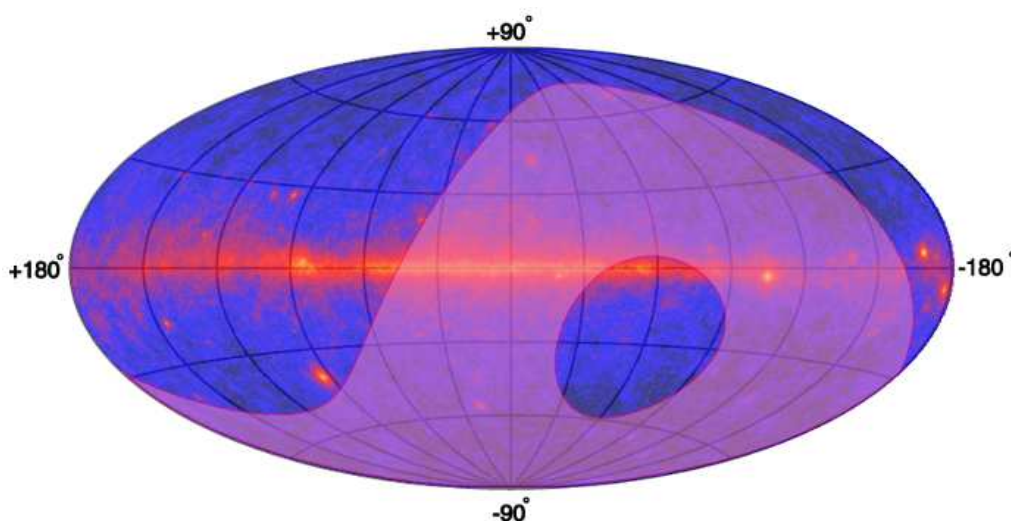


FIG. 4.2 – Carte de la voûte céleste en coordonnées Galactiques. La région magenta représente la partie du ciel visible par H.E.S.S. avec un angle zénithal inférieur à 30° . En échelle de couleurs est représenté une vue du ciel par le télescope Fermi. La position géographique de H.E.S.S. lui permet d'observer le centre Galactique ainsi qu'une grande partie du plan Galactique. Cette carte est tirée du site TeVCat (Wakely et Horan, 2008)

prises de données dans la direction de pointé. Les conditions météorologiques sont également contrôlées par des capteurs au sol qui mesurent la température, la pression, le taux d'humidité ainsi que la vitesse et la direction du vent. Un transmetteur permet de mesurer la transparence des basses couches d'atmosphère sur ~ 500 mètres d'altitude. La lumière transmise par des LEDs installées sur le plateau du Gamsberg (à ~ 30 kilomètre du site et 500 mètres plus haut) est mesurée par un récepteur sur le site. Un radiomètre infrarouge au sol balaye l'ensemble du ciel en permanence et détecte l'arrivée des nuages. Enfin, un LIDAR (*Light Detection and Ranging*) est présent sur le site. Il mesure la concentration et la répartition des aérosols jusqu'à une dizaine de kilomètres d'altitude par rétrodiffusion d'impulsions laser.

4.2 Les télescopes

4.2.1 Description

Les télescopes de H.E.S.S. (voir figure 4.3), tous identiques, sont en acier et ont une monture de type alt-azimutale permettant de pointer dans toutes les directions du ciel. La vitesse de rotation des télescopes peut atteindre 100° par minute. Cela peut être important pour la détection de phénomènes transitoires comme les sursauts gamma. Les télescopes sont montés sur un rail circulaire de 13.6 m de diamètre ce qui leur offre la possibilité de pivoter autour de l'axe vertical. Les surfaces collectrices et réfléchissantes de lumière quant à elles peuvent pivoter autour de l'axe vertical. Les caméras sont maintenues par quatre bras à la distance focale de 15 m des réflecteurs.

La lumière émise par les gerbes initiées par des photons γ est très ténue. Il est alors nécessaire d'avoir une surface collectrice de lumière assez importante pour espérer avoir une bonne

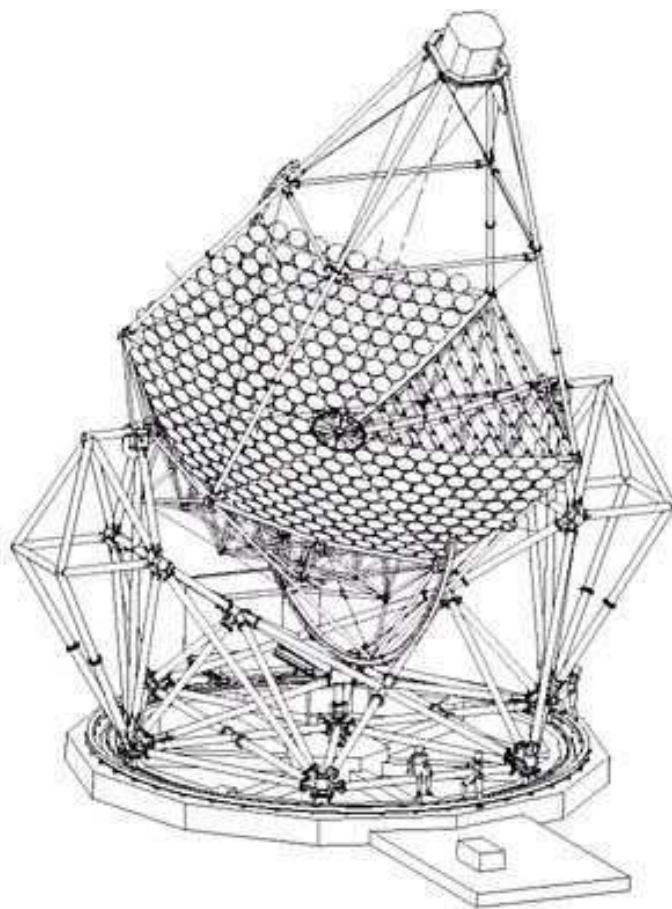


Fig. 4.3 – Schéma d'un des télescopes de H.E.S.S. La monture des télescope est de type alt-azimutale avec un montage Davies-Cotton pour le réflecteur. Ce dernier collecte la lumière Cherenkov des gerbes atmosphériques et la renvoie sur une caméra placée dans le plan focal à une distance de 15 m.

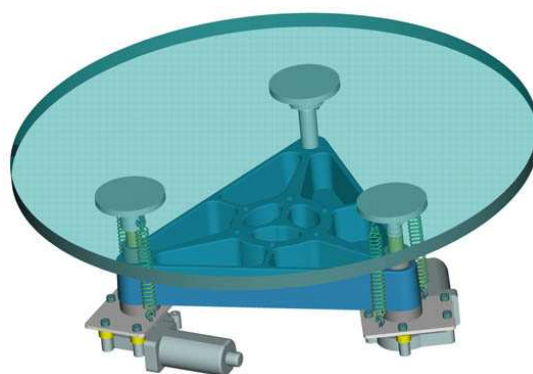
sensibilité. Pour ce faire, les quatre réflecteurs de H.E.S.S. sont des structures hexagonales de 13 m de diamètre. Chacun d'entre eux est constitué de 380 miroirs circulaires de 60 cm de diamètre pour une surface réfléchissante totale de 107 m^2 (voir figure 4.4). L'ombre engendrée par les bras supportant la caméra et par la caméra elle-même réduit cette surface d'environ 11% en moyenne.

Les miroirs sont disposés sur la structure en "toile d'araignée" selon un montage de Davies-Cotton. La structure sur laquelle viennent se poser les miroirs est sphérique, de focale $f = 15 \text{ m}$. Chaque miroir est sphérique avec une distance focale égale au double de la distance focale f de la structure. Ce type de montage permet de réduire l'aberration de coma qui conduit à une déformation de la tâche lumineuse pour une source loin de l'axe optique. Il entraîne par ailleurs une dispersion temporelle du front d'onde après réflexion sur les miroirs. Cette dispersion, qui est de l'ordre de 1,4 nanoseconde, est inférieure à la durée du signal que l'on cherche à mesurer (de l'ordre de 5 nanosecondes) et a donc un effet négligeable. Lors de leur installation, la réflectivité des miroirs était supérieure à 80% dans la gamme de longueurs d'onde de la lumière Cherenkov (entre 300 et 600 nm). Cependant, en raison du vieillissement et de l'exposition aux

poussières, une perte de réflectivité de 4 à 5% par an est observée. Une opération de réalumination des miroirs de chaque télescope est en cours depuis le début de l'année 2010. Un seul télescope est affecté à la fois par cette opération. En avril 2011, les miroirs de trois des quatre télescopes ont déjà été remis à neuf.

4.2.2 Alignement des miroirs

Chaque miroir repose sur un support motorisé permettant le réglage fin de leur orientation (voir figure 4.4). La procédure de réglage de l'alignement des miroirs consiste à pointer le télescope en direction d'une étoile brillante et à faire coïncider les 380 images individuelles renvoyées par chaque miroir en une seule. Pour cela une caméra CCD (appelée LidCCD, visible sur la figure 4.4) est placée au centre du réflecteur et enregistre les images qui se réfléchissent sur le capot fermé (peint en blanc) de la caméra. Cette procédure est décrite dans Cornils et collab. (2003).

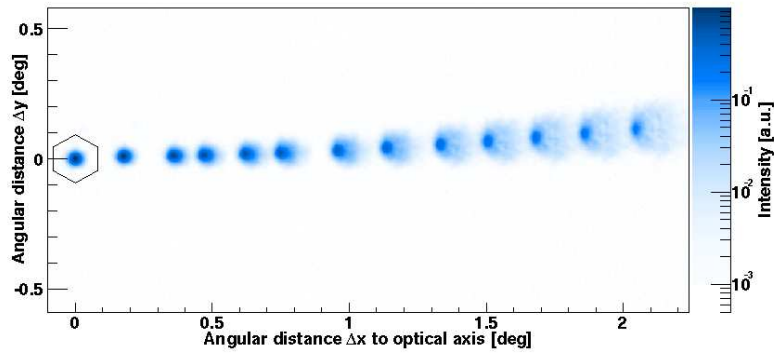


F . 4.4 – À gauche : Vue des miroirs de H.E.S.S., chaque télescope est doté d'une surface réfléchissante constituée de 380 miroirs de 60 cm de diamètre pour une surface totale de 107 m². À droite : Schéma des supports motorisés d'un miroir permettant son alignement.

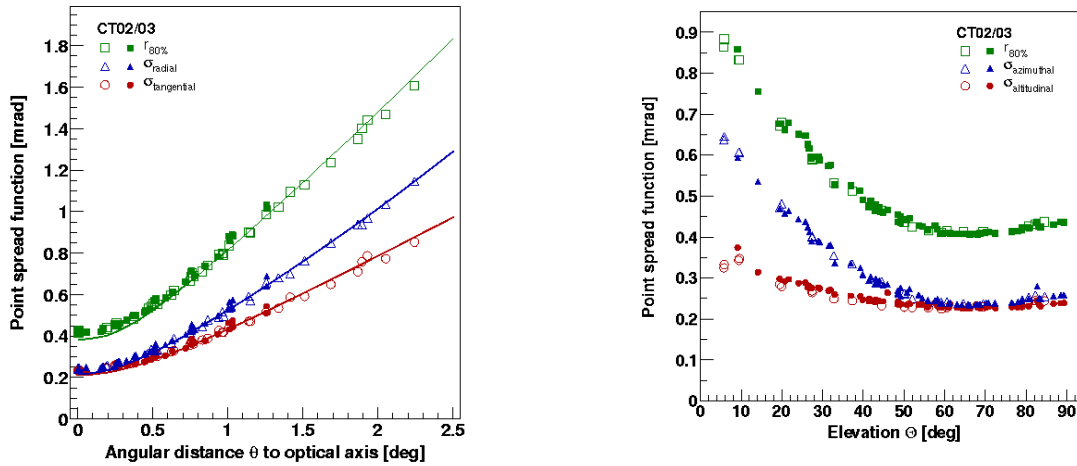
La fonction d'étalement d'une source ponctuelle (également appelée PSF pour *Point Spread Function*) mesure la taille de l'image obtenue à partir d'une source ponctuelle. En raison de l'aberration de coma, plus la source ponctuelle est loin de l'axe optique et plus la PSF s'élargit. De la même manière, on observe un élargissement de la PSF en fonction de l'angle zénithal d'observation qui est dû à la déformation de la structure du télescope (voir figure 4.5 et 4.6). Les réflecteurs de H.E.S.S. sont tels qu'à la fin de la procédure d'alignement, la PSF est, dans tous les cas, inférieure à la taille d'un pixel de la caméra (qui sera détaillée par la suite).

4.2.3 Correction de pointé

Les déformations mécaniques de la structure des télescopes sont également responsables d'erreurs sur la position de pointé. La précision de pointé brute du télescope est de 30". Tous les mois, des observations dédiées permettent de mesurer les déformations et de les corriger. La précision de pointé est en permanence mesurée et optimisée. La procédure, décrite dans Gillessen (2003), utilise la caméra CCD au centre du réflecteur ainsi qu'une caméra CCD supplémentaire,



F . 4.5 – Image d’une étoile renvoyée par les miroirs sur le capot fermé d’une caméra en fonction de sa distance angulaire à l’axe optique. L’hexagone représente la taille d’un pixel de la caméra. Cette figure est tirée de (Cornils et collab., 2003).



F . 4.6 – À gauche : Évolution de la taille de la PSF pour une source ponctuelle en fonction de la distance à l’axe optique. La variable $r_{80\%}$ représente le rayon d’un cercle contenant 80% de l’image. Les variables σ_{radial} et $\sigma_{tangential}$ représentent les écarts types de l’image par rapport à l’axe optique. À droite : Évolution de la taille de la PSF pour une source ponctuelle en fonction de l’élévation. Les variables $\sigma_{azimuthal}$ et $\sigma_{altitudinal}$ représentent les écarts types de l’image par rapport à l’axe optique. Ces figures sont tirées de (Cornils et collab., 2003).

fixée à la place d’un miroir (visible sur la figure 4.4) et qui observe directement le ciel (appelée SkyCCD). La LidCCD observe l’image d’étoiles sur le capot fermé de la caméra tandis que la SkyCCD observe directement le ciel. La comparaison des deux images, pour des angles zénithaux et azimutaux variés, permet d’obtenir un modèle de déformation des télescopes qui peut ensuite être appliqué pour corriger les données. Cette procédure réduit la précision de pointé à 20". Une précision de l’ordre de 6" peut même être atteinte si on utilise une CCD (skyCCD) pendant les observations.

4.3 Les caméras

Les caméras de l'expérience H.E.S.S. (figure 4.7), placées au plan focal des télescopes, sont chargées d'enregistrer et de faire l'image de la lumière Cherenkov émise par les gerbes atmosphériques. Leur grand champ de vue (5°) permet de contenir l'image d'une gerbe en entier dont la taille caractéristique est de l'ordre de 1 à 2° . Les caméras sont finement pixellisées, ce qui leur permet de résoudre les détails des gerbes et ainsi d'en faire une reconstruction précise.



Fig. 4.7 – Photographie d'une caméra de H.E.S.S. avec le capot ouvert pendant l'installation des cônes de Winston. On distingue les faces des photomultiplicateurs. Une partie d'entre eux (sur la partie droite) ont déjà leur cône de Winston installés.

Par ailleurs, le flash de lumière Cherenkov étant très bref (de l'ordre de 5 ns), la prise de décision pour l'enregistrement d'un événement doit être très rapide. La lumière de fond du ciel (ou NSB pour *Night Sky Background*), dont les photons sont détectés de manière aléatoire suivant une statistique poissonnienne, constitue un bruit de fond important et il faut être capable de n'enregistrer l'image de la gerbe que lorsque celle-ci domine dans le ciel. C'est pourquoi les caméras possèdent une électronique rapide embarquée.

Les caméras de H.E.S.S. font $1,6$ m de diamètre et $1,5$ m de profondeur pour un poids total de 900 kg.

4.3.1 Instrumentation du plan focal

Chaque caméra est constituée d'un réseau hexagonal de 960 tubes photomultiplicateurs¹ (PM) également appelés "pixels" dans lesquels la lumière Cherenkov est collectée. Chaque PM possède un champ de vue dans le ciel de $0,16^\circ$. Les PMs sont constitués d'une photocathode qui a la propriété de convertir la lumière en électrons (appelés photoélectrons). Ces électrons sont alors accélérés par un fort champ électrique dans le tube et leur nombre est multiplié par passage sur plusieurs dynodes. À la sortie du tube, on récupère un courant électrique mesurable.

¹Modèle *Photonis XP2960*.

Le gain des PMs est défini comme le nombre d'électrons récupérés pour un photoélectron à la photo-cathode. Dans H.E.S.S., un gain nominal de $\sim 2 \times 10^5$ est appliqué afin de détecter le photoélectron unique.

L'efficacité de conversion de la lumière en courant électrique est appelée "efficacité quantique". Celle-ci varie en fonction de la longueur d'onde et de la position d'arrivée du photon sur la photocathode. Elle est de l'ordre de 20% (voir figure 4.8) pour la gamme de longueurs d'onde correspondant à celle de la lumière Cherenkov (proche de l'UV). Sur la figure 4.9, la variation relative de l'efficacité quantique est représentée en fonction de la position d'arrivée du photon sur la photocathode en incidence normale. On constate une remontée de l'efficacité relative due à la position de la première dynode. Afin de n'utiliser que la partie homogène, on place devant les PMs des cônes de Winston dont la taille est plus petite que celle de la photocathode. Le principal objectif de ces cônes est néanmoins de concentrer la lumière. Ils permettent également de récupérer les photons qui tombent dans les surfaces mortes entre les PMs. Ce dispositif présente par ailleurs l'avantage de réduire l'angle de vue des PMs et par la même occasion de limiter l'influence des photons du bruit d'albédo d'incidence supérieure à 30° . Ces cônes possèdent un facteur de transmission de la lumière compris entre 67 et 80%.

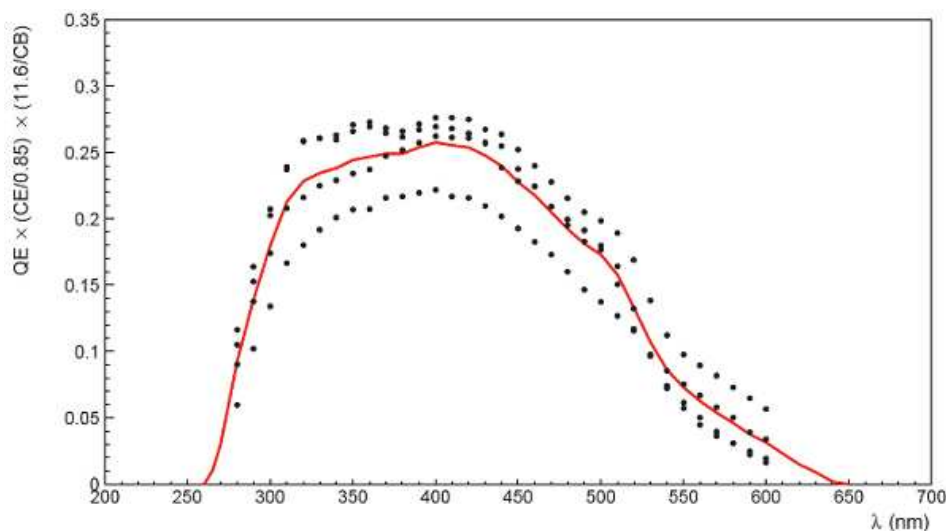


Fig. 4.8 – Efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde pour quatre PMs (points noirs). La ligne rouge représente la valeur moyenne. Cette figure est tirée de (Rolland, 2005).

4.3.2 Électronique

Les photomultiplicateurs sont regroupés par 16 dans 60 unités que l'on appelle "tiroirs" à l'avant de la caméra (Vincent et collab., 2003). Chaque tiroir contient l'électronique d'acquisition et de contrôle ainsi qu'une partie de l'électronique de déclenchement et l'alimentation haute tension des PMs. Un tiroir est présenté sur la figure 4.10. À l'arrière de la caméra se trouve une baie électronique contenant l'unité centrale et l'électronique de déclenchement global de la caméra.

L'électronique des tiroirs est regroupée dans trois cartes, deux cartes analogiques identiques, chacune dédiée à 8 PMs, et une carte de slow-control.

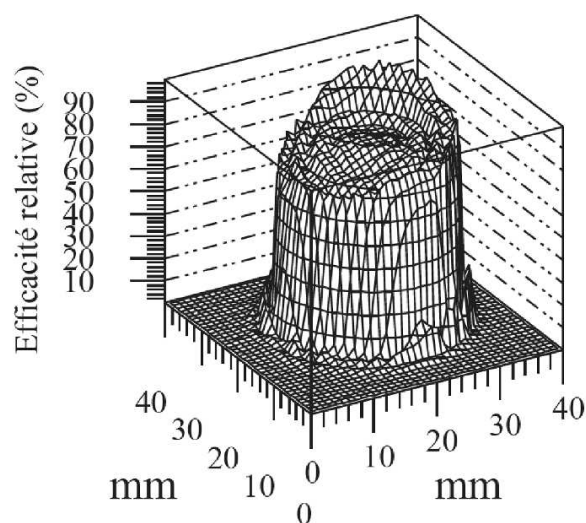
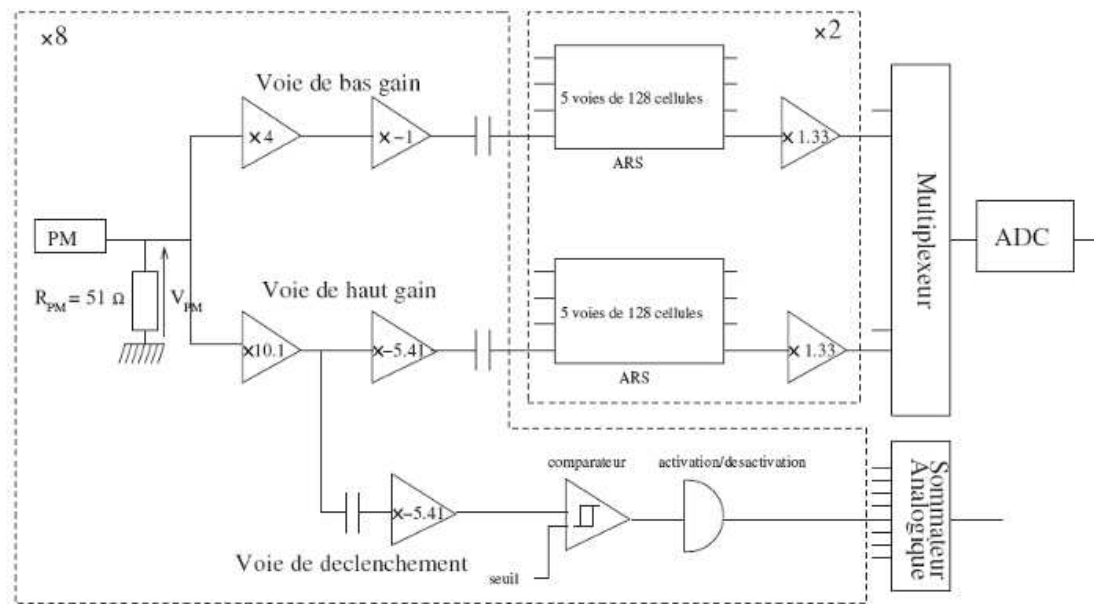


Fig. 4.9 – Efficacité quantique relative en fonction de la position d'interaction d'un photon avec la photocathode pour un PM. Cette figure est tirée de (Rolland, 2005).



Fig. 4.10 – Photographie d'un tiroir des caméras de H.E.S.S. Les tubes photomultiplicateurs sont situés à droite ; chaque tiroir en comporte 16. Ils sont reliés par leurs bases (au milieu) aux cartes électroniques (à gauche). Chaque tiroir contient deux cartes analogiques (une pour huit PMs) et une carte de slow-control.

La synoptique des cartes analogiques est représentée sur la figure 4.11. Le signal en sortie d'un PM est séparé en trois voies : deux voies d'échantillonnage et une voie de déclenchement. Les voies d'échantillonnage ont deux gains différents afin d'assurer une large gamme dynamique. La première voie, appelée voie de haut gain, couvre la gamme entre 1 et 150 photoélectrons. Cette voie possède un gain tel qu'il est possible de résoudre le photoélectron unique et d'assurer un contrôle et une calibration de l'électronique fiable. La voie de bas gain quant à elle couvre la gamme entre 15 et 1600 photoélectrons. Pour ces deux voies, le signal est amplifié et stocké dans des mémoires analogiques circulaires, développées à l'origine pour l'expérience ANTARES. Il s'agit des puces ARS (pour *Analogic Ring Sampler*). Ces puces échantillonnent



F . 4.11 – Synoptique de l'électronique des cartes analogiques des caméras de H.E.S.S. Cette figure est tirée de (Rolland, 2005)

le signal à une fréquence de 1 GHz dans 128 cellules. Si un signal de déclenchement est reçu, les amplitudes enregistrées dans les ARS sont lues sur une fenêtre de 16 ns (correspondant à 16 cellules) puis sommées. Le signal est alors numérisé par un convertisseur analogique-numérique (ADC, *Analogic Digital Converter*) et transmis à l'unité centrale de la caméra par l'intermédiaire d'un FPGA (*Field Programmable Gate Array*).

Les cartes de slow-control gèrent la communication avec le module de gestion de la caméra. Elles sont utilisées pour le formatage et l'envoi des données au système d'acquisition mais également pour la configuration et le contrôle des tiroirs. Elles permettent de fixer les hautes tensions appliquées aux PMs (et éventuellement de les éteindre dans le cas où une étoile trop brillante se trouve dans le champ de vue d'un PM), de lire les valeurs des courants d'anode, de contrôler la température ou encore de lire les taux de déclenchement de chaque PM.

4.4 La stratégie de déclenchement

4.4.1 Objectif et principe

La lumière Cherenkov émise par les photons γ de très haute énergie est un évènement bref et ténu. Il est alors nécessaire d'optimiser le système de déclenchement du réseau de télescope pour enregistrer ces évènements et non des fluctuations du bruit de fond de ciel. Ainsi, la stratégie de déclenchement est optimisée pour s'affranchir au maximum du bruit de fond de ciel. Elle vise également à tirer partie de la stéréoscopie avec pour condition de n'enregistrer un évènement que si il est détecté par au moins deux télescopes. D'autre part, les muons créés lors du développement des gerbes hadroniques peuvent déclencher le système mais la lumière Cherenkov qu'ils émettent n'est en général détectée que par un seul télescope. La stéréoscopie permet

de rejeter ces événements.

4.4.2 Description

H.E.S.S. utilise un système de déclenchement à deux niveaux : un déclenchement local qui se fait dans les caméras et un déclenchement global géré par le système de déclenchement central situé dans le bâtiment de contrôle. Le système de déclenchement est décrit en détails dans Funk et collab. (2004).

Le système de déclenchement local est effectué dans les caméras. Il requiert que le signal dans un PM excède une valeur de seuil S_1 correspondant à un nombre de photoélectrons fixé. Les gerbes électromagnétiques sont plutôt homogènes avec une extension angulaire de l'ordre de 1 à 2° . Cette taille angulaire se traduit dans la caméra par une demi-douzaine de PM éclairés. La caméra est donc divisée en 38 secteurs de 64 pixels qui se recouvrent de manière homogène. Un second seuil S_2 est alors défini. Ce seuil correspond au nombre de pixel par secteur ayant dépassé le seuil S_1 dans une fenêtre temporelle de ~ 1.3 ns. Un comparateur dans les cartes analogiques effectue cette première étape. Si, dans un secteur, plus de S_2 pixels ont dépassé le seuil en charge S_1 , alors un ordre est envoyé à tous les tiroirs d'arrêter l'acquisition et de commencer le traitement des données. Par ailleurs, un signal est envoyé au système de déclenchement central.

Dès lors, si dans un intervalle de 80 ns le nombre de télescopes ayant envoyé un signal de déclenchement au système central ne dépasse pas le seuil S_3 , celui-ci renvoie un signal de "fast-clear" qui interrompt le processus de lecture des données. Par contre, si le seuil S_3 est dépassé, les données des télescopes ayant déclenché sont envoyées et enregistrées.

4.4.3 Choix des seuils et performances

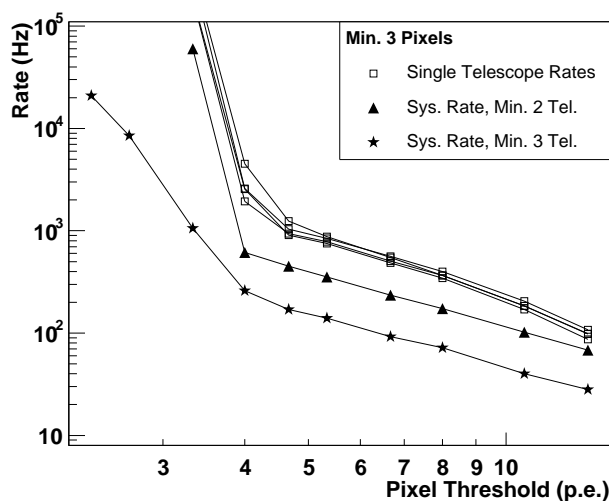
Le temps mort induit par le processus de déclenchement, de lecture puis d'envoi des données est de $446 \mu\text{s}$. Pendant ce temps, les caméras des télescopes impliqués dans l'événement ne sont plus disponibles pour l'observation.

Les valeurs des différents seuils S_1 , S_2 et S_3 ont été choisies de manière à obtenir un seuil en énergie aussi bas que possible, c'est pourquoi un seuil S_1 faible est requis. Toutefois, il faut également s'affranchir au maximum du bruit de fond de ciel et des muons. Le taux de déclenchement en fonction du seuil S_1 est représenté sur la figure 4.12 avec un seuil S_2 fixé à 3. Lorsque ce seuil est inférieur à ~ 5 pour un seul télescope, le taux de déclenchement augmente brutalement en raison du bruit de fond de ciel. En revanche, lorsque plus d'un télescope est en jeu, on peut descendre ce seuil à ~ 4 . Par ailleurs, comme l'illustre la figure 4.13, la stéréoscopie permet de s'affranchir de la grande majorité des événements générés par des muons.

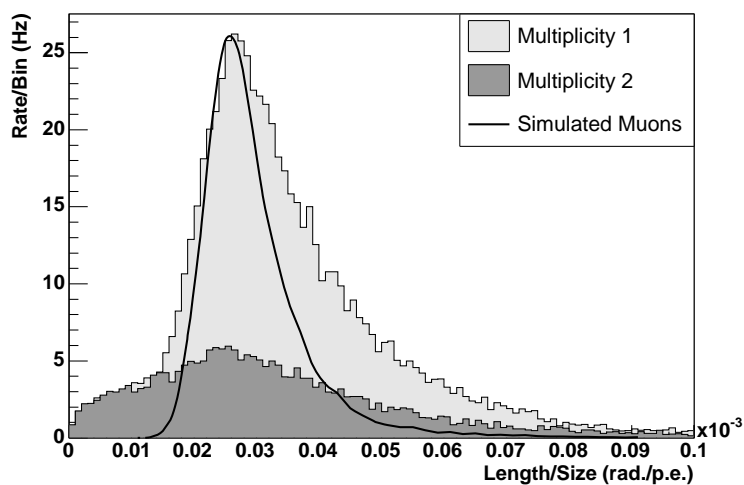
Les valeurs retenues sont les suivantes : pour déclencher le système, il faut un minimum de $S_1 = 4$ photoélectrons par pixels, $S_2 = 3$ pixels en coïncidence dans un secteur et $S_3 = 2$ télescopes. Ces valeurs permettent de faire passer le taux de déclenchement de 1 kHz pour un télescope seul à 300-400 Hz.

4.5 Déroulement des observations

Pour pouvoir détecter les gerbes atmosphériques de manière optimale et pour que le système ne déclenche pas de manière excessive sur des événements fortuits, les prises de données sont



F . 4.12 – Taux de déclenchement en fonction du seuil en nombre de photoélectrons par pixel. Les différentes courbes représentent le taux de déclenchement pour un seuil de déclenchement à 2 et 3 télescopes. Cette figure est tirée de (Funk et collab., 2004).



F . 4.13 – Distributions du rapport longueur sur intensité des images (voir chapitre 6) obtenues pour un déclenchement avec un et deux télescopes (respectivement en clair et foncé). La ligne continue est le résultat de simulations de muons. Lorsque le système est utilisé avec deux télescopes, la contribution des muons au déclenchement disparaît. Cette figure est tirée de (Funk et collab., 2004).

effectuées uniquement lorsque le niveau de bruit de fond de ciel est suffisamment faible. Les observations ont ainsi lieu lorsque la lune n'est pas visible et lorsque le soleil est à plus de 18° sous l'horizon. Cela laisse environ 25 nuits par mois pour un total d'environ 1000 heures d'observation par an.

Les pointés d'observations, également appelés *runs* ont une durée nominale de 28 minutes pour limiter le volume des données et pour éviter une variation d'angle zénithal trop importante au sein d'une seule observation. Les sources observées pendant les runs d'observations sont définies à l'avance par le comité d'observation de H.E.S.S., sur la base de propositions faites par les membres de la collaboration.

Des runs d'étalonnages sont également pris, ils servent à récupérer les informations utiles à l'étalonnage des caméras qui sera présenté dans le chapitre 5. Des runs doivent être pris tous les deux jours notamment pour la calibration du photoélectron unique, pour la mesure des piédestaux électroniques et pour l'homogénéisation (flat-field).

Chapitre 5

Étalonnage du détecteur

5.1	Étalonnage des caméras	77
5.1.1	Pixels non-opérationnels	78
5.1.2	Dispositifs de calibration	79
5.1.3	Détermination des piédestaux	79
5.1.4	Modes communs dans les données de H.E.S.S.	81
5.1.4.1	Description	81
5.1.4.2	Caractérisation des modes communs	81
5.1.4.3	Correction	84
5.1.5	Gains	88
5.1.5.1	Gains des voies de grande amplification	88
5.1.5.2	Gains des voies de faible amplification	89
5.1.6	Correction des inhomogénéités de collection	89
5.2	Étalonnage de l'efficacité de collection de lumière	90

Lorsqu'un événement est détecté et numérisé par les caméras, l'information en charge par pixel est convertie en unité de *pas d'ADC* (*Analogic to Digital Converter*). L'analyse des données en général doit permettre de remonter à l'énergie et la direction des photons γ à l'origine des événements afin de produire des spectres et des cartes du ciel. Une première étape consiste à remonter au nombre de photons Cherenkov détectés par pixel : c'est l'étalonnage des caméras. Par la suite, cette intensité par pixel est utilisée pour remonter à l'énergie du photon incident : c'est l'étape de reconstruction qui sera décrite dans le chapitre suivant.

5.1 Étalonnage des caméras

La procédure d'étalonnage des caméras permet de remonter au nombre de photons détectés par pixel. Elle permet d'obtenir le facteur de conversion entre nombre de pas d'ADC et nombre de photoélectrons. Lors de l'acquisition, le signal en sortie des PMs est échantillonné et si l'enregistrement d'un événement est déclenché, 16 cellules sont lues dans les mémoire analogiques

(les ARS pour *Analog Ring Sampler*) et numérisées par un convertisseur analogique-numérique (ADC) avec un facteur de conversion de 1,22 mV par pas d'ADC.

Pour chaque photomultiplicateur et pour chaque voie d'acquisition, haut gain (HG) et bas gain (BG), le calcul de l'amplitude en photoélectrons reçue en fonction de la charge en coup d'ADC mesurée (ADC^{HG} et ADC^{BG}) est le suivant :

$$A^{HG} = \frac{ADC^{HG} - P^{HG}}{\gamma_e^{ADC,HG}} \times FF \quad (5.1)$$

$$A^{BG} = \frac{ADC^{BG} - P^{BG}}{\gamma_e^{ADC,HG}} \times (HG/BG) \times FF \quad (5.2)$$

où

- P^{HG} et P^{BG} sont les positions en pas d'ADC des lignes de base de l'électronique de chaque voie appelées piédestaux,
- $\gamma_e^{ADC,HG}$ est le gain de la voie de grande amplification en nombre de coups d'ADC par photoélectron, mesuré à partir du spectre du photoélectron unique (décrit dans la section 5.1.5),
- FF est un coefficient, appelé coefficient de "flat-field" qui permet de corriger des différences relatives d'efficacités optiques et quantiques entre les pixels d'une même caméra,
- HG/BG est le rapport d'amplification entre les deux voies d'acquisition. La voie de faible amplification ne permet pas de résoudre le photoélectron unique. Son gain n'est donc pas mesurable directement, aussi, il est estimé à partir du gain de la voie de grande amplification et du rapport HG/BG.

L'étalonnage doit donc permettre de déterminer pour chaque voie et chaque pixel la position de la ligne de base de l'électronique (le piédestal), la valeur du gain de la voie de grande amplification $\gamma_e^{ADC,HG}$ et le rapport HG/BG . Les coefficients de flat-field quant à eux ne dépendent pas de la voie d'acquisition et une seule valeur est dérivée par pixel.

La mesure de l'efficacité optique à partir des images de muons permet ensuite de passer de l'intensité en photoélectrons à celle en photons Cherenkov.

5.1.1 Pixels non-opérationnels

Par ailleurs, les pixels présentant des dysfonctionnements doivent être identifiés et écartés de la procédure pour ne pas introduire de biais. Plusieurs facteurs peuvent être à l'origine de ces pixels non-opérationnels :

- La haute tension peut se révéler instable lors de l'acquisition ou ne pas être à sa valeur nominale.
- Les ARS peuvent connaître un comportement anormal. La fenêtre de lecture de la mémoire analogique est désynchronisée de la position d'écriture ce qui entraîne la perte d'une partie du signal. Rolland (2005) présente plusieurs méthodes pour identifier ces pixels.

De la même manière, les pixels pointant vers des étoiles brillantes au cours de l'acquisition sont éteints afin de ne pas endommager les photo-multiplicateurs. Ils doivent également être écartés de la procédure. En moyenne, 3,5% des pixels d'une caméra sont éteints ou défectueux.

5.1.2 Dispositifs de calibration

La position des piédestaux est déterminée directement à partir des données. Par contre, la détermination des autres facteurs de calibration nécessite des dispositifs spécifiques.

Pour déterminer la valeur du gain de la voie de grande amplification $\gamma_e^{ADC,HG}$, il est possible de mesurer la position du pic du photoélectron unique. Pour cela, un dispositif est installé dans les abris des caméras afin de ne pas être contaminé par le bruit de fond du ciel. Ce dispositif est constitué d'une LED pulsée à 70 Hz et d'un diffuseur, placés à ~ 2 m des caméras permettant de les éclairer avec une homogénéité de 50% et un signal de 1 photoélectron par pixel en moyenne.

La détermination des coefficients de flat-field est effectuée grâce à des LEDs pulsées placées au centre du réflecteur, à 15 m des caméras. Ces LEDs permettent d'obtenir une lumière homogène dans un angle de 10° , supérieur à la taille du champ de vue des caméras. Ces flashes de lumière durent ~ 5 ns et ont une intensité comprise entre 10 et 200 photoélectrons.

5.1.3 Détermination des piédestaux

La position des piédestaux est la valeur moyenne en coups d'ADC mesurée en l'absence de signal. Elle caractérise donc la réponse de la caméra et constitue la ligne de base de l'électronique.

Deux composantes contribuent à la largeur de ce piédestal : les bruits électroniques et thermiques d'une part et le bruit de fond du ciel d'autre part.

Le signal, engendré par les bruits électroniques et thermiques est évalué en enregistrant l'intensité en sortie des photomultiplicateurs dans l'obscurité totale avec le capot des caméras fermé. Il en résulte un signal gaussien dont la valeur moyenne est comprise entre -11000 et -13000 pas d'ADC pour les deux voies d'acquisition (voir figure 5.1). Ces valeurs moyennes dépendent de la température dans la caméra et peuvent ainsi varier lors des prises de données. Le comportement observé est un décalage du piédestal qui peut atteindre 50 pas d'ADC par degrés Celsius (ce qui correspond à près de 0.6 photoélectron pour la voie haut gain). Dès lors, pour atteindre la sensibilité nécessaire pour évaluer le photoélectron unique, il est nécessaire d'évaluer régulièrement la position du piédestal lors des prises de données.

La largeur des piédestaux dans le noir, dominée par le bruit électronique, est de l'ordre de 15 pas d'ADC pour la voie de grande amplification et 7 pas d'ADC pour la voie de faible amplification. Cela représente respectivement ~ 0.2 et ~ 1 photoélectron.

La largeur du piédestal est par ailleurs affectée par le bruit de fond de ciel, comme le montre la figure 5.2. Plus le bruit de fond de ciel est important, plus la distribution des piédestaux est large. Le couplage entre les photo-multiplicateurs et les mémoires analogiques se comporte comme un circuit RC. Les brèves (~ 3 ns) impulsions positives dues aux signaux sont suivies d'une contrepartie légèrement négative de quelques microsecondes. Cette durée - correspondant à la constante de temps du circuit RC - est grande devant le temps moyen entre deux événements dans des conditions normales d'observation. Les contreparties négatives des impulsions sont alors sommées et moyennées induisant un décalage de la ligne de base vers les valeurs négatives. Par ailleurs, lors du déclenchement d'une caméra sur une gerbe, et même si le photomultiplicateur n'est pas touché, ce dernier peut intégrer tout de même une partie du signal

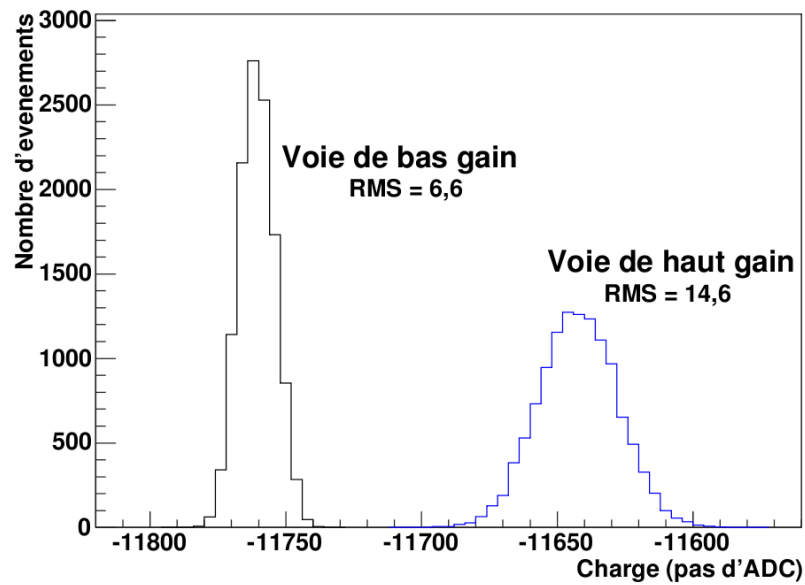


Fig. 5.1 – Distribution en coups d'ADC du signal mesuré par un photomultiplicateur avec le capot des caméras fermé pour les deux voies d'amplification. La position de la moyenne des distributions appelée piédestal représente la ligne de base de l'électronique. Cette figure est tirée de (Rolland, 2005).

dû à la lumière du ciel. Dans ce cas, la valeur enregistrée est positive par rapport à la ligne de base.

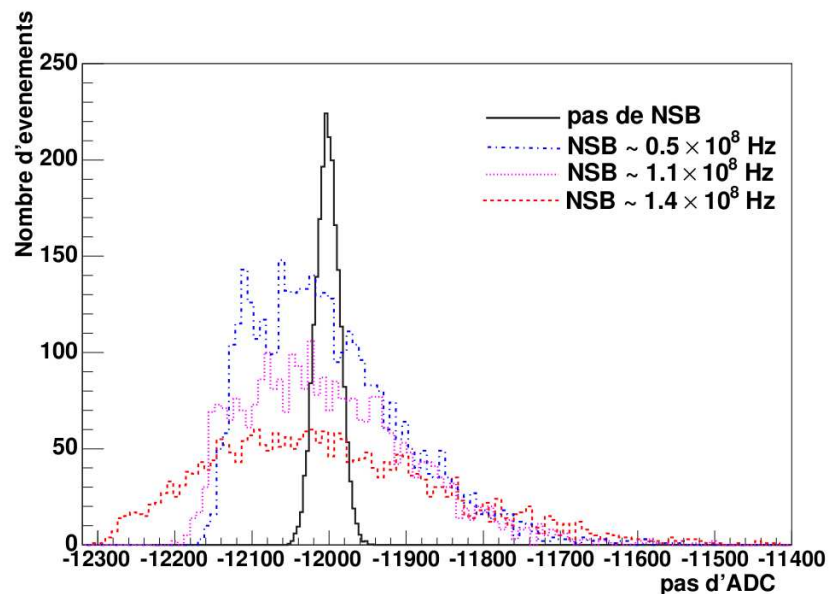


Fig. 5.2 – Distribution en coups d'ADC des piédestaux pour différents taux de bruit de fond de ciel mesurés dans les données. Cette figure est tirée de (Aharonian et collab., 2004a).

Les piédestaux sont déterminés au cours des prises de données, dès qu'un nombre suffisant d'événements a été enregistré et en gardant ce nombre constant. Il est réévalué sitôt que sa valeur moyenne présente une déviation significative. Pour chaque événement, seuls les pixels n'appartenant pas à une image de gerbe sont retenus.

5.1.4 Modes communs dans les données de H.E.S.S.

Un des effets systématiques que j'ai pu mettre en évidence pour la détermination du piédestal dans les données est la présence de modes communs. Il s'agit d'un décalage cohérent de la ligne de base de l'électronique. La plupart du temps, cet effet est observé pour une moitié de caméra à la fois. La raison de cette séparation est que chaque caméra possède deux alimentations, une par demie-caméra. Le lien entre les modes communs et les alimentations est présenté dans cette partie.

5.1.4.1 Description

La valeur ou l'amplitude d'un mode commun est définie comme la moyenne du décalage des piédestaux pour les pixels ne contenant pas de signal pour une moitié de caméra. On obtient une valeur de mode commun par demie-caméra, en unité de photoélectrons par pixel. Il a été observé que les piédestaux peuvent subir un décalage cohérent vers les valeurs négatives par rapport à la valeur moyenne, l'intensité est alors surestimée. Ils peuvent tout autant être décalés vers les valeurs positives, et dans ce cas, on observe une sous-estimation de l'intensité. Cet effet représente un décalage d'une dizaine de coups d'ADC par pixel. De ce fait il affecte principalement la voie bas-gain. En effet, si le décalage est identique dans les deux voies en unités de coups d'ADC, il est réduit d'un facteur 13,7 dans la voie haut-gain, valeur correspondant au rapport entre les gains des deux voies (voir section 5.1.5).

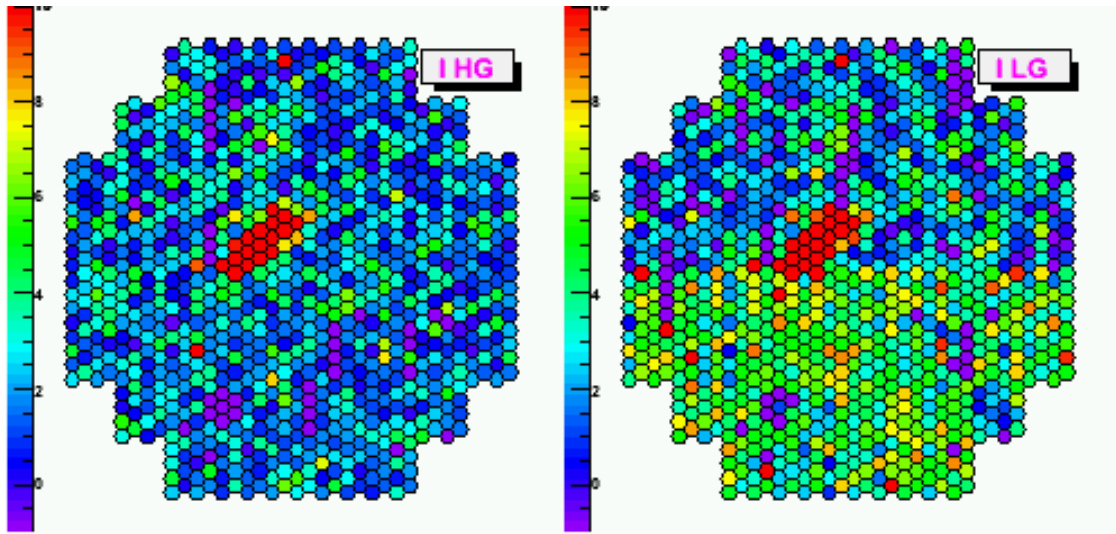
La figure 5.3 donne un exemple du phénomène de mode commun dans les données de H.E.S.S. Cette figure représente l'intensité mesurée dans une caméra pour chaque voie d'amplification. Pour l'événement présenté, le décalage cohérent des piédestaux est vers les valeurs négatives par rapport à la valeur moyenne. L'effet est clair dans la voie bas-gain pour laquelle l'intensité est surestimée sur la moitié inférieure de la caméra.

5.1.4.2 Caractérisation des modes communs

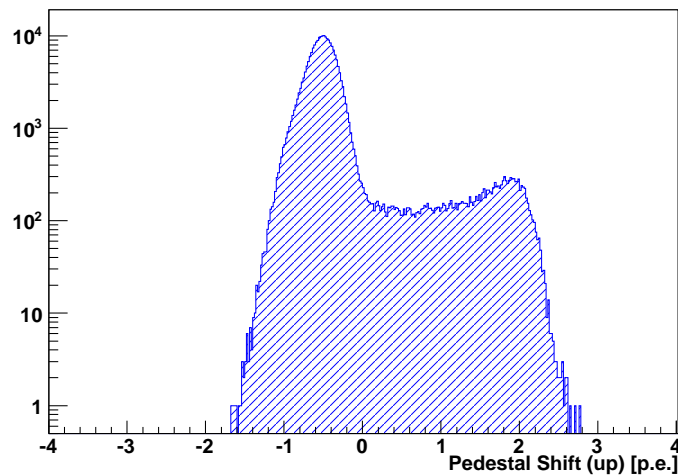
La distribution des amplitudes de mode commun dans une moitié de caméra montre que $\sim 5\%$ des événements sont affectés par un décalage anormal. Cette distribution est présentée sur la figure 5.4. Le décalage cohérent peut être relativement important, jusqu'à 5 photoélectrons par pixel.

Comme le montre la figure 5.5, la distribution des amplitudes des modes communs présente une forme de sinusoïde amortie lorsqu'on la construit en fonction du temps séparant l'événement considéré de l'événement précédent. Lorsque deux événements déclenchent l'acquisition dans un intervalle de temps inférieur à ~ 2 ms, on observe un décalage cohérent des lignes de base.

Ces oscillations des piédestaux sont vraisemblablement dues à un couplage capacitif entre les alimentations et le système d'acquisition. Lors du transfert des données d'un événement, les alimentations sont sollicitées et mettent un certain temps à revenir à l'équilibre. La forme



F . 5.3 – Image dans une caméra, en unités de photoélectrons, d'un événement pour lequel un mode commun est observé. Cet effet, est principalement visible dans la voie bas-gain (à droite) et affecte une demie caméra à la fois. Pour l'événement représenté ici, le décalage cohérent des piédestaux a pour conséquence une surestimation de l'intensité dans la partie basse de la caméra. L'effet est plus visible pour la voie de faible amplification.



F . 5.4 – Distribution de l'amplitude du décalage cohérent des piédestaux en photoélectrons par pixel sur la moitié haute d'une des caméras de H.E.S.S. L'extension de la distribution gaussienne vers les valeurs positives constitue ~ 5% des événements.

de l'oscillation peut ainsi être ajustée par une sinusoïde amortie par une exponentielle décroissante :

$$f(t) = A \cdot \cos(\omega t + \phi) \cdot e^{-t/\tau} + C \quad (5.3)$$

où A mesure l'amplitude, ω est la pulsation du système, ϕ en est la phase, τ représente la

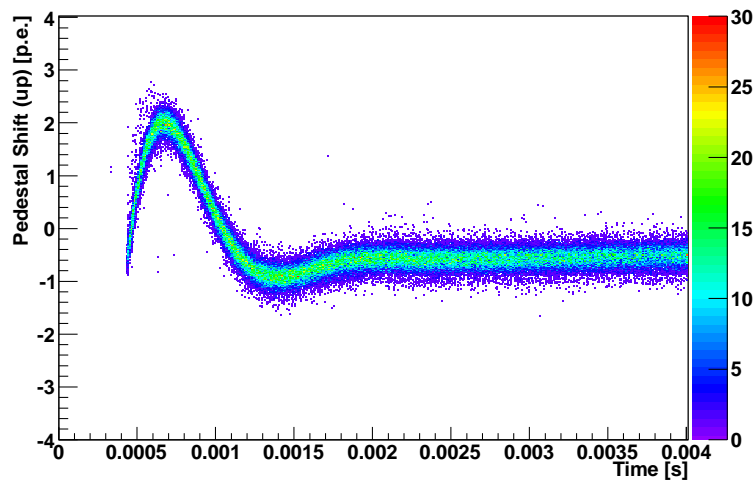


Fig. 5.5 – Distribution des amplitudes de mode commun en fonction du temps séparant l'événement considéré de l'événement précédent pour des intervalles de temps allant jusqu'à 4 ms dans la voie bas gain d'une demi caméra. En deçà de 500 μ s il n'y a pas d'événement en raison du temps mort de l'instrument. La distribution des événements dans cette représentation présente une oscillation caractéristique d'un couplage capacitif.

constante de temps, c'est-à-dire le temps caractéristique d'atténuation de l'oscillation et C est une constante pour prendre en compte un éventuel décalage moyen par rapport à zéro. Un tel ajustement est présenté sur la figure 5.6. Comme il y a une alimentation par moitié de caméra, les effets ne sont pas forcément en phase et donc pas forcément visibles en même temps dans toute une caméra. Cet effet est présenté sur la figure 5.7, c'est également la raison pour laquelle seule la partie basse de la caméra semble être affectée pour l'événement montré en figure 5.3.

Les distributions de l'amplitude des modes communs sont ajustées par la fonction 5.3 et les résultats sont enregistrés pour toutes les prises de données. Les figures 5.8 et 5.9 présentent les distributions obtenues et l'évolution en fonction du run d'observation de la fréquence d'oscillation $\omega/2\pi$ et de la constante de temps τ dans chaque moitié de caméra (haute ou basse, correspondant chacune à une alimentation). Les valeurs obtenues sont cohérentes entre les télescopes et stables en fonction du temps depuis le run 36478 (correspondant au mois de décembre 2006). Pour les observations antérieures, les valeurs des paramètres ajustés pour les données obtenues avec le télescope numéro 3 (CT3) ne sont pas en accord avec les valeurs obtenues pour les autres télescopes. Ce changement de comportement est dû à une opération de maintenance sur les alimentations et durant laquelle des résistances ont été changées, confortant ainsi notre interprétation du phénomène des modes communs dans les données comme un couplage capacitif entre les alimentations et le système d'acquisition.

La figure 5.10 présente, pour chaque télescope, la moyenne et la dispersion des valeurs de fréquence et de constante de temps ajustées, pour toutes les observations, pour les observations avant le run 36478 et pour celles effectuées après ce run. Depuis les opérations de maintenance de décembre 2006, les valeurs sont cohérentes entre les différents télescopes et entre les deux moitiés d'une même caméra.

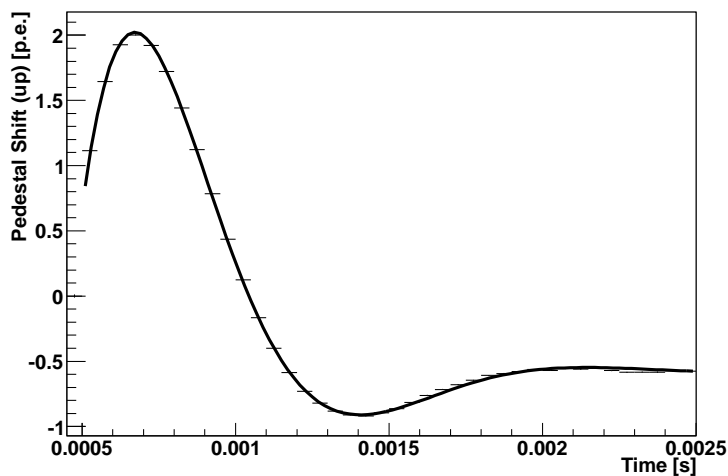


Fig. 5.6 – Exemple d’ajustement sur le profil de la distribution des amplitudes de mode commun pour des événements consécutifs par la fonction 5.3.

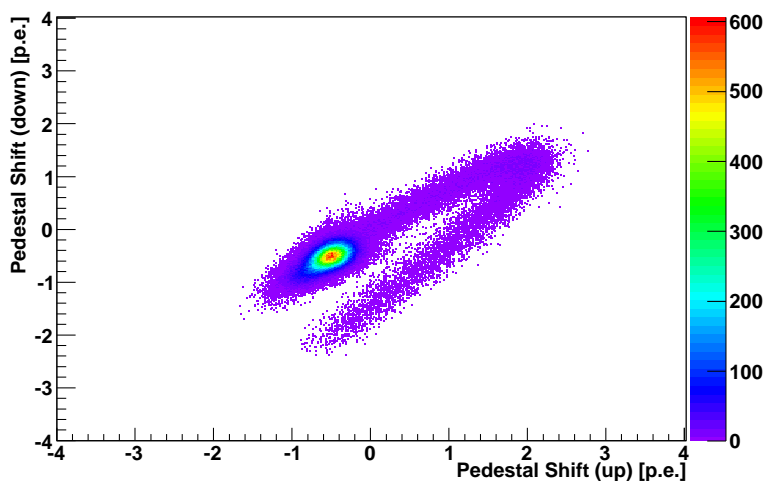
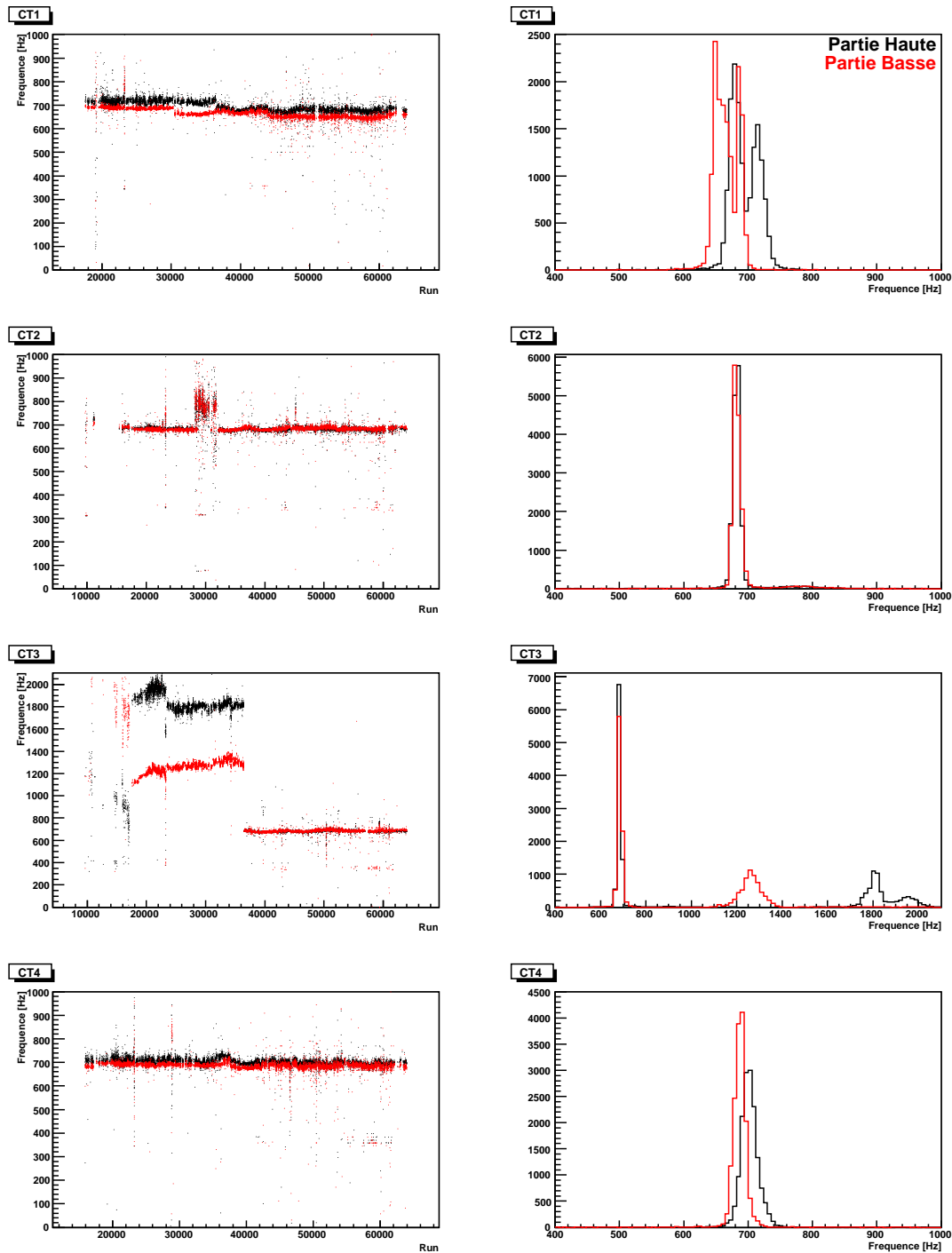


Fig. 5.7 – Corrélation entre l’amplitude des modes communs en photoélectrons par pixel dans la voie bas-gain de deux moitiés d’une même caméra.

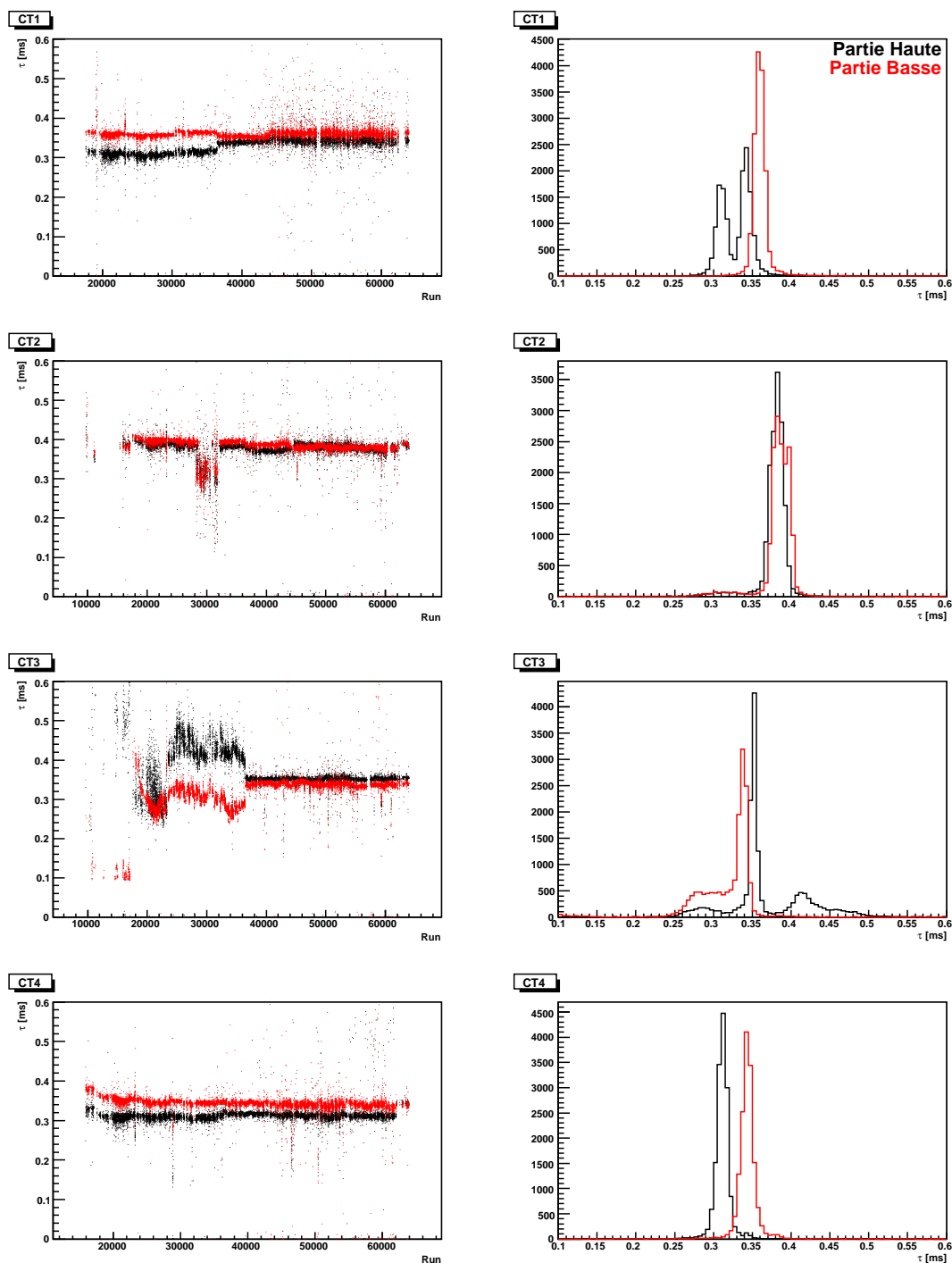
$$\begin{aligned}\tau &\approx 350 \mu\text{s} \\ \omega/2\pi &\approx 680 \text{ Hz}\end{aligned}$$

5.1.4.3 Correction

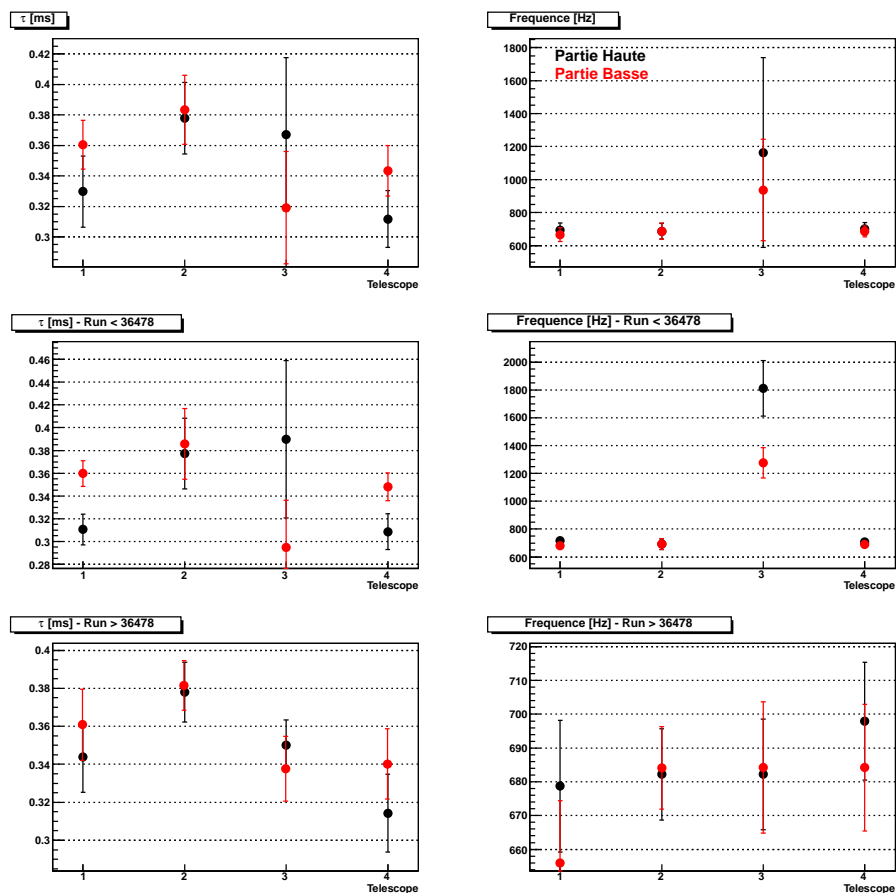
Les oscillations des lignes de base de l’électronique sont corrigées lors de la calibration des données. La valeur moyenne du décalage par demie-caméra est calculée pour chaque événement



F . 5.8 – Les graphiques de gauche présentent, pour chaque télescope, l'évolution de la valeur ajustée de la fréquence $\omega/2\pi$ par la fonction 5.3 en fonction du run d'observation. Les histogrammes de droite en présentent les distributions. Les données représentées en noir correspondent aux valeurs obtenues pour la partie haute des caméras et celles en rouge correspondent à la partie basse.



F . 5.9 – Les graphiques de gauche présentent, pour chaque télescope, l'évolution de la valeur ajustée de la constante de temps τ par la fonction 5.3 en fonction du run d'observation. Les histogrammes de droite en présentent les distributions. Les données représentées en noir correspondent aux valeurs obtenues pour la partie haute des caméras et celles en rouge correspondent à la partie basse.



F . 5.10 – Les graphiques de gauche présentent les valeurs moyennes des fréquences ajustées pour chaque télescope. Ceux de droite présentent les valeurs moyennes des constantes de temps ajustées pour chaque télescope. Les graphiques du haut présentent les valeurs ajustées pour toutes les observations, ceux du milieu et ceux du bas présentent respectivement les valeurs ajustées avant et après le run 36478. Les points noirs correspondent aux parties hautes des caméras tandis que les points rouges correspondent aux parties basses.

dans la voie bas-gain en ne tenant compte que des pixels n'ayant pas enregistré de lumière Cherenkov. La valeur du mode commun est déterminée dans cette voie car elle est moins bruitée. Par la suite, la position du piédestal de chaque pixel est corrigée dans les deux voies par la valeur de l'amplitude du mode commun.

L'effet de cette correction a été estimé par simulations Monte-Carlo. Des photons γ sont simulés et reconstruits par l'analyse par modèle semi-analytique (qui sera décrite dans la partie 6.1.4). Le détecteur est également entièrement simulé, des miroirs à la chaîne d'acquisition avec ou sans modes communs. La résolution en énergie apparaît stable tandis que le nombre de γ reconstruits est diminué de $\sim 2\%$ pour les simulations avec modes communs.

5.1.5 Gains

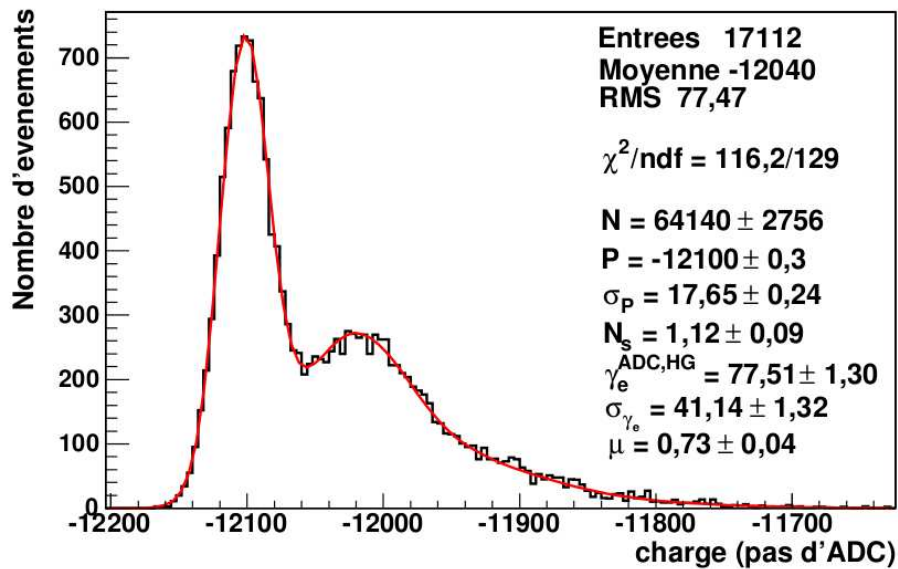
Les facteurs de conversion entre unité d'ADC et amplitude du signal en photoélectrons peuvent être déterminés une fois que la valeur de la ligne de base de l'électronique est connue.

Le gain de la chaîne d'acquisition $\gamma_e^{ADC,i}$ caractérise la voie i (HG ou BG) d'acquisition dans son ensemble. Il représente le nombre de pas d'ADC par photoélectron pour chaque voie et dépend notamment du gain de chaque voie électronique (HG ou BG) et du gain du photomultiplicateur. Pour un gain caractéristique des photomultiplicateurs de $\sim 1,7 \cdot 10^5$, les gains des chaînes d'acquisition de haut-gain et de bas-gain sont respectivement $\gamma_e^{ADC,HG} \sim 80$ et $\gamma_e^{ADC,BG} \sim 5,3$ pas d'ADC par photoélectron¹. La différence de gain entre les deux chaînes d'acquisition d'un pixel est uniquement due aux gains des amplificateur. Dès lors, le rapport attendu entre le gain des deux voies vaut : $G^{HG}/G^{BG} = 13,7$.

L'étalonnage des gains des voies de grande amplification se fait à partir de prises de données dédiées tandis que les gains des voies de faible amplification sont directement déterminés à partir du rapport des gains déterminés dans les données d'observation.

5.1.5.1 Gains des voies de grande amplification

L'évaluation du facteur $\gamma_e^{ADC,HG}$ se fait à l'aide du dispositif de détermination du photoélectron unique présenté plus haut. Pour la voie de haut-gain, la distribution en pas d'ADC peut être modélisée par une somme de plusieurs gaussiennes identifiées au piédestal, au photoélectron unique et aux signaux à plus d'un photoélectron. Ces derniers étant en général noyés dans la queue de la distribution.



F . 5.11 – Distribution des pas d'ADC obtenue lors de l'étalonnage de la voie de grande amplification. La distribution est ajustée avec la fonction 5.4. Les valeurs ajustées des paramètres présentés dans le texte sont indiquées. Cette figure est tirée de (Rolland, 2005).

¹Les gains des voies électroniques de haut et bas-gains étant respectivement $G^{HG} = 72,7$ et $G^{BG} = 5,3$.

La distribution obtenue peut être ajustée par la fonction suivante (Tavernet, 2002) qui donne la distribution attendue en nombre de pas d'ADC (x) :

$$G(x) = N \times \left(\frac{e^{-\mu}}{\sqrt{2\pi}\sigma_p} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - P^{HG}}{\sigma_p} \right)^2 \right] + N_s \sum_{n=1}^{m \gg 1} \frac{e^{-\mu}}{\sqrt{2\pi n}\sigma_{\gamma_e}} \frac{\mu^n}{n!} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - (P^{HG} + n\gamma_e^{ADC,HG})}{\sqrt{n}\sigma_{\gamma_e}} \right)^2 \right] \right) \quad (5.4)$$

pour laquelle :

- μ est l'intensité moyenne reçue par le pixel en photoélectrons,
- le piédestal électronique est ajusté par une gaussienne de déviation standard σ_p et de moyenne P^{HG} en unité de pas d'ADC,
- pour un signal de n photoélectrons, la distribution de lumière est ajustée par une gaussienne de déviation standard $\sqrt{n}\sigma_{\gamma_e}$ et de valeur moyenne $P^{HG} + n\gamma_e^{ADC,HG}$ en pas d'ADC, où $\gamma_e^{ADC,HG}$ est le haut-gain et σ_{γ_e} est la déviation standard de la distribution induite par un photoélectron unique,
- N et N_s sont des constantes de normalisation. Lors de l'ajustement, une valeur de N_s proche de 1 permet de vérifier le caractère poissonien de la distribution de lumière.

Cet ajustement, dont un exemple est donné sur la figure 5.11 permet de déterminer le gain de la voie de grande amplification. Pour l'exemple présenté, il est de 77,5 canaux d'ADC par photoélectron, conformément aux attentes, avec des fluctuations de l'ordre de 41 canaux par photoélectron.

5.1.5.2 Gains des voies de faible amplification

Le photoélectron unique ne peut être identifié directement dans les voies de faible amplification. Dès lors, les valeurs des bas-gains ($\gamma_e^{ADC,BG}$) peuvent être étalonnées indirectement à partir des données d'observation en connaissant les hauts-gains et la position des piédestaux.

Pour réaliser cette opération, il suffit de calculer le rapport entre les nombres de pas d'ADC pour les voies de grande et de faible amplification. Ce rapport ne peut être calculé que pour des signaux dont l'amplitude est dans la gamme où les deux voies sont linéaires, c'est-à-dire entre 30 et 150 photoélectrons. Le rapport des gains vaut donc :

$$(HG/BG) = \frac{ADC^{HG} - P^{HG}}{ADC^{BG} - P^{BG}} \quad (5.5)$$

Pour chaque pixel, la distribution de ce rapport est ajustée par une gaussienne. La valeur moyenne de cette gaussienne donne alors la valeur du rapport (HG/BG). Pour tout les pixels des quatre caméras, la valeur obtenue est de l'ordre de 13,5 avec une déviation standard de l'ordre de 10%, proche de la valeur attendue.

5.1.6 Correction des inhomogénéités de collection

Les coefficients de flat-field permettent de corriger les inhomogénéités relatives de collection de lumière entre les pixels. Ils sont estimés à partir de prises de données spécifiques pour

lesquelles les caméras sont illuminées de manière homogène par une LED placée au centre des réflecteurs, à 15 m des caméras.

L'efficacité de collection relative d'un pixel par rapport à l'ensemble de la caméra peut être déterminée en formant le rapport entre l'amplitude moyenne pour le pixel considéré et l'amplitude moyenne sur toute la caméra pour les événements générés par la LED :

$$\rho = \frac{\langle A \rangle_{Pixel}}{\langle A \rangle_{Camra}} \quad (5.6)$$

Pour homogénéiser la réponse de la caméra, l'inverse de cette valeur est alors utilisé. Le coefficient de flat-field d'un pixel est donc défini comme :

$$FF = 1/\rho \quad (5.7)$$

5.2 Étalonnage de l'efficacité de collection de lumière

La mesure de l'efficacité de collection de lumière de l'instrument permet le passage de l'intensité mesurée en photoélectrons à l'intensité en photons Cherenkov. Elle peut être mesurée pour chaque télescope en utilisant le signal généré par les muons le traversant ou passant à proximité. Cette efficacité de collection prend en compte l'efficacité des miroirs et des cônes de Winston ainsi que l'absorption de la lumière Cherenkov sur les 500 derniers mètres d'atmosphère.

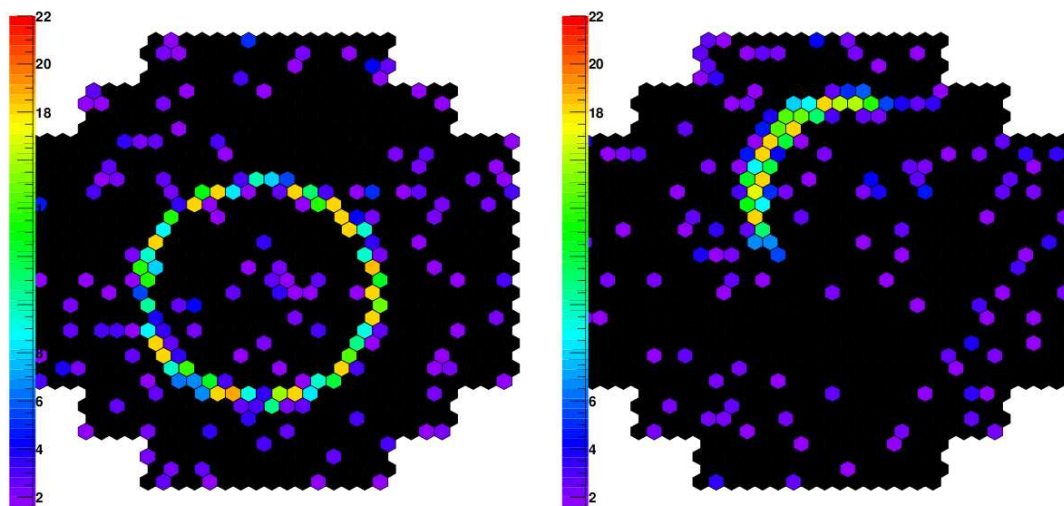
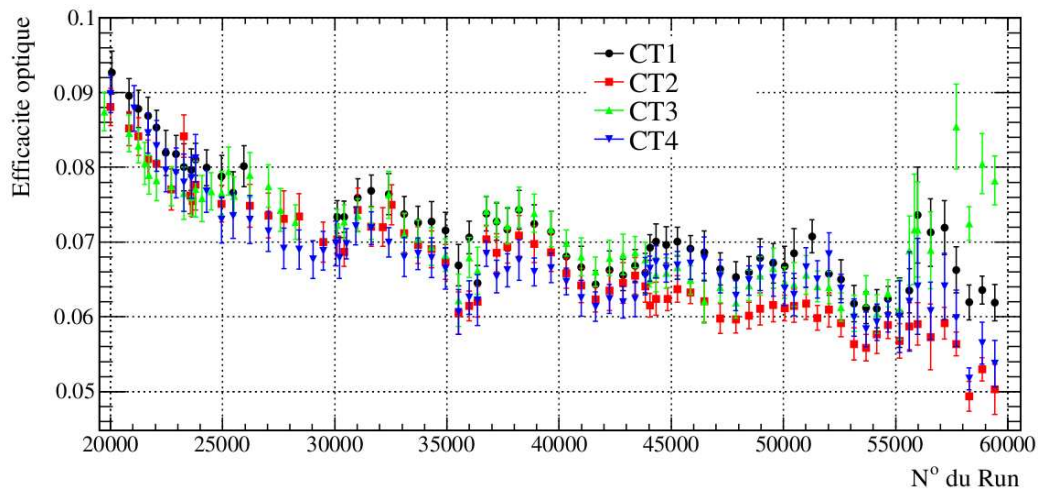


Fig. 5.12 – Exemples d'images de muons observés dans les données de H.E.S.S. Cette figure est tirée de (Rolland, 2005).

Lorsqu'un muon passe à proximité d'un télescope, il émet un cône de lumière Cherenkov qui se traduit dans le plan focal de la caméra par une image en forme d'anneau (si le muon traverse le télescope) ou d'arc de cercle (si le muon passe à proximité). La figure 5.12 présente un exemple d'image de muon enregistré par une caméra dans ces deux cas. La quantité de lumière reçue est ajustée par un modèle de formation d'images des anneaux dans les caméras



F . 5.13 – Évolution de l'efficacité de collection de lumière des quatre télescopes de H.E.S.S. (CT1, CT2, CT3 et CT4). Cette efficacité est mesurée à partir des images de muons entre mars 2004 et août 2010. Cette figure est tirée de (Charbonnier, 2010).

dont les paramètres libres sont l'efficacité de collection de lumière de l'instrument et l'épaisseur de l'anneau qui est supposée gaussienne. Ces images sont ajustées régulièrement au cours des observations.

Comme le montre la figure 5.13, l'efficacité de collection de lumière diminue régulièrement au cours du temps. Cet effet s'explique essentiellement par la dégradation de la réflectivité des miroirs. Les quatre télescopes présentent des variations corrélées, principalement dues aux variations des propriétés de l'atmosphère.

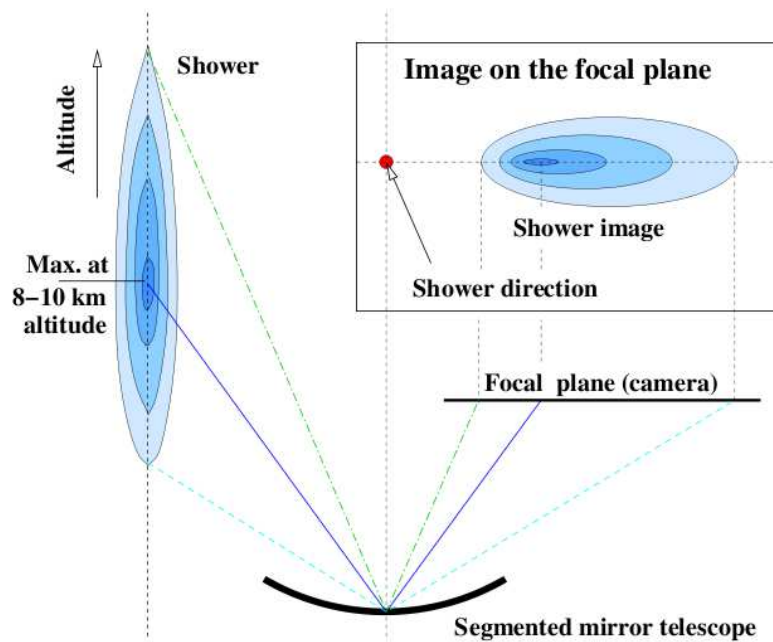
Afin de retrouver une efficacité de collection correcte, une opération de ré-aluminisation des miroirs a été amorcée. En avril 2011, les miroirs de trois des quatre télescopes ont déjà été traités. Sur la figure 5.13, la remontée de l'efficacité de collection pour le télescope CT3 est visible.

Chapitre 6

Reconstruction et analyse

6.1	Méthodes de sélection et de reconstruction	94
6.1.1	Simulations	94
6.1.2	Sélection des données utilisables	95
6.1.3	Méthode des moments de Hillas	96
6.1.4	Modèle semi-analytique	99
6.1.5	Autres méthodes	103
6.2	Estimation du bruit de fond résiduel	105
6.2.1	Principe	105
6.2.2	Estimations de l'acceptance	106
6.2.3	Méthodes utilisant le mode d'observation <i>wobble</i>	109
6.2.4	Méthode <i>ON-OFF</i>	110
6.2.5	Méthode <i>Template</i> et méthode des poids	111
6.2.6	Calcul de la significativité	111
6.3	Analyse morphologique	112
6.3.1	Production de cartes du ciel	113
6.4	Analyse spectrale	113

L'étalonnage du détecteur, décrit dans le chapitre précédent, permet, pour chaque événement qui a déclenché l'acquisition, de connaître le nombre de photons Cherenkov détectés dans chaque pixel des caméras. Une fois cette étape réalisée, les méthodes de reconstruction présentées dans ce chapitre doivent permettre, à la fois d'identifier la particule qui a initié la gerbe (pour ne garder que les photons γ) et d'en reconstruire la direction et l'énergie. Pour des observations au zénith, le taux de déclenchement de l'instrument est de l'ordre de 1,44 Hz, tandis que le nombre de photons γ détectés en direction des sources les plus brillantes est de l'ordre de quelques événements par minute. La majeure partie des événements qui déclenchent les acquisitions est donc constituée de protons. La discrimination entre les photons et les hadrons est par conséquent cruciale. Les méthodes de reconstruction présentées doivent également permettre de remonter à la direction et à l'énergie de la particule primaire. Une fois ces étapes accomplies, il est possible d'étudier la physique des sources et de faire des cartes du ciel mais également des études spectrales et morphologiques des sources.



F . 6.1 – Schéma d'une gerbe électromagnétique et de son image dans le plan focal d'un télescope à effet Cherenkov. L'image de la gerbe présente en première approximation une forme d'ellipse. La direction de la gerbe dans le champ de vue est marquée par le point rouge, le long du grand axe de l'ellipse. Cette figure est tirée de Völk et Bernlöhr (2009).

6.1 Méthodes de sélection et de reconstruction

Comme cela a été décrit dans la section 2.4.2.1, les gerbes atmosphériques initiées par des photons γ et celles initiées par des hadrons présentent des différences qui peuvent être exploitées pour les discriminer. La distribution des particules au sein des gerbes électromagnétiques présente une symétrie de révolution et peut être modélisée par un ellipsoïde. Par contre, les gerbes hadroniques comportent des sous-gerbes et cette symétrie n'est plus observée. Comme les propriétés géométriques des gerbes se retrouvent dans les images détectées au plan focal de l'instrument, l'image des gerbes initiées par des photons γ a une forme d'ellipse (voir figure 6.1) tandis que celles initiées par des protons présentent des sous-structures et ne sont en général pas symétriques. Des variables discriminantes, caractéristiques des formes des gerbes, sont ainsi utilisées dans les algorithmes de reconstruction pour déterminer la nature de la particule primaire.

6.1.1 Simulations

Les analyses reposent sur la comparaison des images observées dans les caméras avec des images générées par des simulations. Le recours aux simulations est nécessaire étant donné l'absence de faisceaux tests disponibles aux énergies qui intéressent l'astronomie γ .

Simulation de gerbes atmosphériques

Différents générateurs de gerbes électromagnétiques ont été développés pour l'astronomie γ de très haute énergie, notamment KASCADE (Kertzman et Sembroski, 1994) - utilisée par la partie française de la collaboration - et CORSIKA (Heck et collab., 1998). Ces programmes reposent sur des méthodes Monte Carlo et simulent le développement des gerbes dans l'atmosphère en tenant compte des processus suivants : production de paires, Bremsstrahlung, diffusion multiple des électrons, perte d'énergie par ionisation, diffusions élastiques Bhabha et Möller et annihilation des positrons. Chaque particule de la gerbe est suivie et son émission de photons par effet Cherenkov (uniquement pour les particules chargées) est calculée tout au long de son trajet. L'absorption des photons Cherenkov dans l'atmosphère est également prise en compte ainsi que le retard temporel dû à la progression des photons dans un milieu diélectrique.

Le modèle d'atmosphère utilisé pour H.E.S.S. s'appuie sur un programme qui calcule la transparence de l'atmosphère (MODTRAN) et sur des mesures qui ont été effectuées sur le site entre février et juin 1999. Par ailleurs, on peut noter que la transparence atmosphérique présente des variations de 15 à 20 % en fonction de la saison, ce qui constitue la plus grande source d'erreurs systématiques pour les télescopes à effet Cherenkov (on ne le prend pas en compte dans l'analyse mais les données météorologiques devraient permettre de le faire dans le futur).

Simulation du détecteur

Le détecteur a été complètement simulé en tenant compte de l'ensemble de la chaîne de détection. La structure complète du détecteur est simulé, l'ombre des bras des télescopes est prise en compte et chaque miroir individuel est modélisé. La réflexion par ces miroirs puis par les cônes de Winston est simulé ainsi que la transformation du signal lumineux en signal électronique par les photomultiplicateur et son traitement par l'électronique d'acquisition.

A partir des photons atteignant le sol générés par les simulations de gerbes, et en passant par la simulation du détecteur, des images de référence sont produites. Pour ces images, la direction, l'énergie et la position d'impact au sol de la particule sont connues et peuvent alors être utilisées pour l'analyse des données : les images de gerbes détectées sont comparées à ces simulations, produites pour des photons γ , afin de reconstruire les paramètres de la particule primaire d'une part et d'en déterminer la nature d'autre part. Les méthodes permettant de remonter à ces informations physiques sont décrites dans ce chapitre.

6.1.2 Sélection des données utilisables

Les variations des propriétés de transparence de l'atmosphère, mais également des problèmes techniques rencontrés dans le détecteur, peuvent altérer la qualité des données. Pour s'affranchir de ces effets, des coupures sont effectuées sur des critères présentés ici afin de travailler avec des données de qualité optimale. Ces coupures sont appliquées à chaque run d'observation et au moins deux télescope doivent les passer pour que le run soit considéré comme de bonne qualité.

Le taux de déclenchement du système est un bon indicateur de la qualité de l'atmosphère sur l'échelle de temps d'une prise de données (environ une demi-heure). Ce taux doit être supérieur à 70% de la valeur théorique attendue (Funk et collab., 2004) et l'écart type de ses fluctuations

pendant le run doit rester inférieur à 10%. D'autre part, les températures mesurées par les radiomètres installés sur les télescopes ne doivent pas varier de plus de $0,5^\circ$. Ces radiomètres permettent de remonter au taux d'humidité et à la température dans la direction de pointé, une variation trop importante de la température mesurée par ces instruments indique le passage de nuages dans le champ de vue.

Pour s'assurer que le run d'observation n'a pas été affecté par des problèmes de caméra, on ne sélectionne les runs d'observation uniquement si la fraction de pixels éteints est inférieure à 10% pour chaque caméra.

Avec ces critères, environ 25% des prises de données sont exclues, le nombre de pixels éteints étant le facteur le plus contraignant ($\sim 8\%$ des rejets).

6.1.3 Méthode des moments de Hillas

La méthode des moments réduits est une des méthodes historiques d'analyse des images de gerbes. Elle a été proposée par Hillas (1985) et a été appliquée à l'analyse des événements observés par le télescope Whipple.

Pour cette méthode, l'image de la gerbe détectée est assimilée à une ellipse, avec une distribution transverse et longitudinale gaussienne de l'intensité. Un nettoyage des images doit être effectué pour ne conserver que les pixels concernés par l'émission Cherenkov de la gerbe. L'image nettoyée est alors ajustée par une ellipse et les moments géométriques de l'image sont extraits. On appelle ces paramètres les *paramètres de Hillas* et ils sont les suivants (voir aussi la figure 6.2) :

- l'écart type de l'image selon le petit et le grand axe de l'ellipse w (pour *width*) et l (pour *length*),
- le barycentre de l'image,
- la distance angulaire D entre le barycentre de l'image et la position théorique de la source,
- l'amplitude de l'image,
- les moments d'ordre supérieur, qui donnent notamment des informations sur l'asymétrie de l'image.

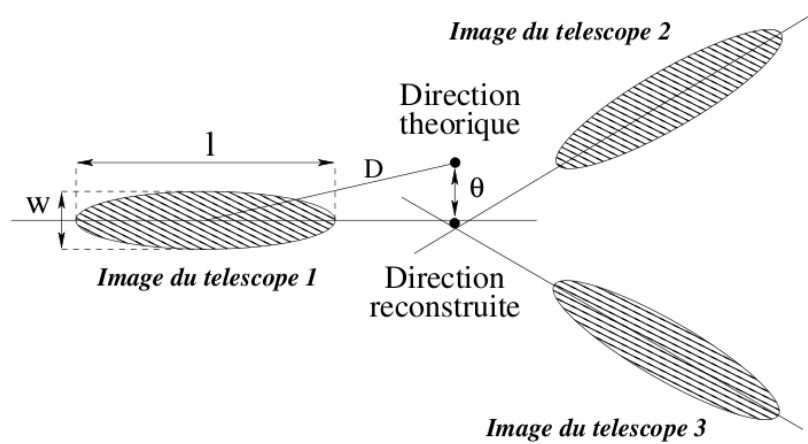
Pour des observations en mode stéréoscopique, on peut combiner les informations recueillies par les différents télescopes afin de reconstruire :

- la direction de la particule primaire dans le champ de vue,
- l'angle θ entre la direction reconstruite et la direction théorique de la source,
- le paramètre d'impact.

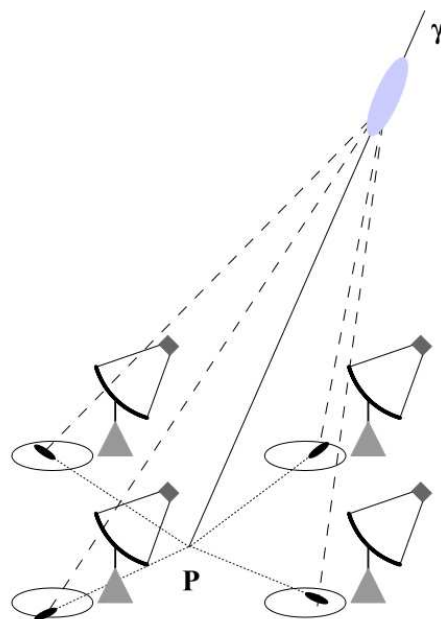
Les paramètres de Hillas ainsi définis permettent de reconstruire la direction et l'énergie de la particule incidente. Pour des observations stéréoscopiques, la direction de la source est reconstruite en faisant l'intersection des grands axes des ellipses dans le champ de vue (voir figure 6.2). En outre, l'intersection des grands axes des ellipses projetés au sol permet de reconstruire le paramètre d'impact de la gerbe (voir figure 6.3).

L'énergie des particules est déterminée par comparaison avec des images simulées en utilisant le paramètre d'impact et la charge totale (l'amplitude) contenue dans l'ellipse de Hillas.

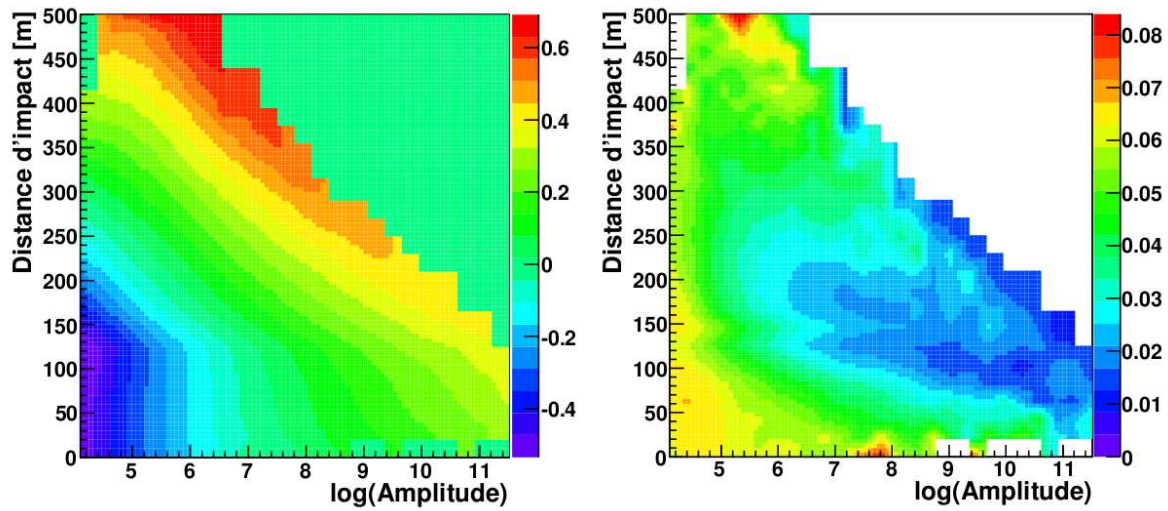
Un grand nombre de gerbes, initiées par des photons γ , est simulé pour différentes valeurs d'énergie, de paramètre d'impact, d'angle zénithal, d'angle hors-axe et d'efficacité optique.



F . 6.2 – Schéma de l'image d'une gerbe recueillie dans trois télescopes et réunie dans un même référentiel. Sur l'image recueillie par le télescope numéro 1, les paramètres de Hillas sont définis : grand axe l , petit axe w , θ est l'angle entre la direction reconstruite et la direction supposée de la source et D est la distance entre le barycentre de l'image et la direction supposée. La direction reconstruite du photon γ s'obtient en faisant l'intersection des grands axes des ellipses. Cette figure est tirée de Charbonnier (2010).



F . 6.3 – Schéma d'une gerbe et de son image au foyer des quatre télescopes représentée dans le cercle au sol, à gauche de chaque télescope. Le paramètre d'impact P est l'intersection des directions des grands axes des images des gerbes. Cette figure est tirée de Dubois (2009).



F . 6.4 – Exemple d’entrées d’une table utilisée pour reconstruire l’énergie par la méthode de Hillas. La figure de gauche donne l’énergie moyenne, celle de droite donne l’écart type, en fonction des paramètres reconstruits de la gerbe : la charge et le paramètre d’impact. L’exemple présenté ici est généré pour un angle zénithal et un angle hors-axe nuls et pour une efficacité optique de 100%.

Ces photons simulés sont reconstruits par le même algorithme que pour les données réelles et des tables de correspondances sont remplies avec, pour chaque entrée, la valeur des différents paramètres d’entrée ainsi que les paramètres de Hillas et l’amplitude de l’image reconstruits. Lorsque les paramètres de Hillas sont ajustés, l’énergie est obtenue par interpolation dans ces tables. Un exemple est donné sur la figure 6.4 permettant de remonter à la valeur moyenne et l’écart-type de l’énergie en fonction de l’amplitude de l’image et du paramètre d’impact, reconstruit de façon géométrique.

Pour des observations avec plusieurs télescopes, l’énergie reconstruite de l’événement est la moyenne des énergies reconstruites dans chaque télescope concerné. Cette méthode d’analyse permet d’obtenir une résolution en énergie de l’ordre de 12 à 15% en fonction de l’énergie (de Naurois et Rolland, 2009).

L’ajustement des paramètres de Hillas permet également de différencier entre photons γ et hadrons. Pour ce faire, la longueur et la largeur de l’ellipse (l et w) sont utilisées. Afin de tenir compte des fluctuations intrinsèques lors du développement des gerbes, des variables normalisées sont construites (*Scaled Width* et *Scaled Length*). Celles-ci sont calculées en comparant l et w aux valeurs moyennes et en divisant par l’écart-type pour un paramètre d’impact et une intensité donnée. Ces valeurs (moyenne et écart-type) sont obtenues par simulations pour différents paramètres d’impact et amplitudes :

$$SW = \frac{w - \langle w \rangle}{\sigma_w} \quad \text{et} \quad SL = \frac{l - \langle l \rangle}{\sigma_l} \quad (6.1)$$

Pour des observations en mode stéréoscopique, les valeurs de ces variables obtenues pour chaque télescope sont combinées pour obtenir des variables moyennées (la *Mean Scaled Width*

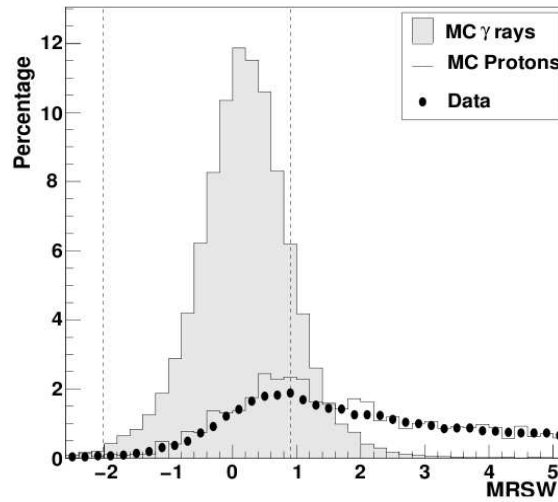


FIG. 6.5 – Distributions de la variable MeanScaledWidth pour des photons γ simulés (en gris), pour des protons simulés (trait noir) et pour les données observées en l'absence de sources (points noirs). Cette figure est tirée de Aharonian et collab. (2006f).

et la Mean Scaled Length) :

$$MSW = \frac{\sum_{N_{tels}} SW}{N_{tels}} \quad \text{et} \quad MSL = \frac{\sum_{N_{tels}} SL}{N_{tels}} \quad (6.2)$$

où N_{tels} correspond au nombre de télescopes concernés par l'événement.

Les distributions de ces variables sont très différentes selon que la particule primaire est un photon ou un hadron. En effet l'hypothèse d'une forme elliptique de gerbe n'est vraie que pour les γ , ainsi les distributions sont des gaussiennes centrées en 0 et de largeur 1 pour ces événements tandis que pour des hadrons, les distributions sont nettement moins symétriques et ne sont pas centrées. Il est alors possible de rejeter un grand nombre de hadrons en effectuant une coupure bien choisie sur ces variables. Les coupures standards pour l'analyse de H.E.S.S sont les suivantes :

$$-2 \leq MSW \leq 0.9 \quad \text{et} \quad -2 \leq MSL \leq 2 \quad (6.3)$$

Ces valeurs de coupures ont été optimisées pour une source émettant des photons γ avec un spectre en loi de puissance d'indice $\Gamma = -2.0$ (Aharonian et collab., 2006f).

La propriété discriminante de ces variables est illustrée sur la figure 6.5 sur laquelle la distribution des MSW est représentée pour des γ simulés (en gris), pour des protons simulés (trait noir) et pour les données observées en l'absence de sources (points noirs).

6.1.4 Modèle semi-analytique

La méthode d'analyse par modèle semi-analytique, qui fut à l'origine développée pour l'analyse des données de l'expérience CAT (Le Bohec et collab., 1998) et qui est également appelée analyse *Model*, repose sur la comparaison pixel par pixel de l'image de la gerbe observée à des

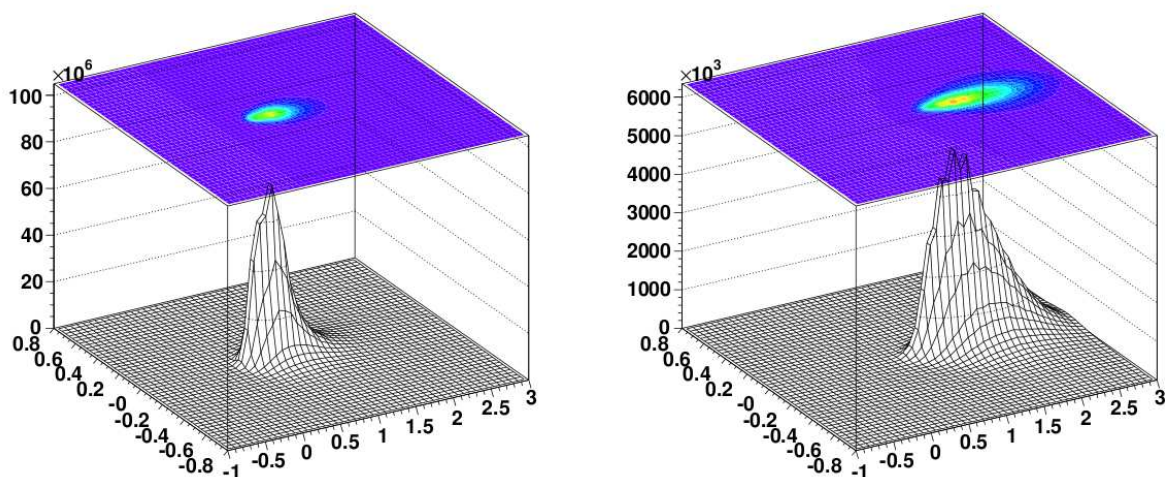


FIG. 6.6 – Exemples d’images de gerbes, dans le référentiel d’une caméra (les unités des axes sont en degrés), pré-calculées par modèle semi-analytique. Ces images ont été calculées pour un photon de 1 TeV et un paramètre d’impact de 100m (à gauche) et de 250m (à droite). Les axes verticaux n’ont pas la même échelle. Cette figure est adaptée de de Naurois et Rolland (2009).

images pré-calculées, ces dernières étant issues de la prédiction par un modèle semi-analytique de développement des gerbes. C’est la méthode d’analyse principalement utilisée dans ce manuscrit. Une description détaillée de cette méthode peut être trouvée dans de Naurois et Rolland (2009). Le modèle prédit notamment la dépendance du nombre d’électrons et de positrons en fonction de la profondeur atmosphérique, leur spectre en énergie, leurs distributions longitudinales, latérales et angulaires. Les distributions de ces différents paramètres sont obtenues à partir de simulations Monte-Carlo et ajustées pour en tirer une paramétrisation analytique. Les caractéristiques de l’atmosphère et du détecteur sont également prises en compte et le modèle prédit au final la quantité de lumière Cherenkov atteignant chaque pixel de la caméra. Les images pré-calculées sont générées pour des valeurs discrètes de l’angle zénithal, de la distance d’impact au télescope, de l’énergie du photon γ primaire et de la profondeur de première interaction. Des images générées par ce modèle sont présentées sur la figure 6.6.

Une fois les gabarits produits, une procédure de minimisation est ensuite mise en place pour trouver la direction, l’énergie et le paramètre d’impact du photon γ primaire. La fonction de vraisemblance logarithmique utilisée, le *telescope log-likelihood*, est la somme sur tous les pixels du *pixel log-likelihood* qui s’exprime ainsi :

$$\ln L = -2 \ln P_i(s_i|\mu, \sigma_p, \sigma_{1pe}) \quad (6.4)$$

où $P_i(s_i|\mu, \sigma_p, \sigma_{1pe})$ est la probabilité d’obtenir un signal s dans le pixel i avec une amplitude μ , une fluctuation du piédestal σ_p et une fluctuation sur la valeur du photoélectron unique σ_{1pe} . Elle s’exprime de la manière suivante :

$$P(s|\mu, \sigma_p, \sigma_{1pe}) = \sum_n \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n! \sqrt{2\pi(\sigma_p^2 + n\sigma_{1pe}^2)}} \exp\left[-\frac{(s-n)^2}{2(\sigma_p^2 + n\sigma_{1pe}^2)}\right] \quad (6.5)$$

Cette probabilité tient compte du bruit de fond introduit par l'électronique et du bruit de fond de ciel. Les images n'ont donc pas besoin de subir de nettoyage et l'analyse est indépendante de la région du ciel observée. Pour un télescope, la fonction de vraisemblance logarithmique est la suivante :

$$\ln L_{tel} = -2 \sum_{pixels_i} \ln P_i(s_i|\mu, \sigma_p, \sigma_{1pe}) \quad (6.6)$$

Par ailleurs, les pixels non opérationnels ne sont pas pris en compte, ils n'apportent de ce fait aucune contrainte et n'introduisent pas de biais dans la reconstruction.

La procédure de minimisation renvoie les meilleurs ajustements obtenus pour la direction et le paramètre d'impact de la gerbe, la profondeur de première interaction et l'énergie de la particule ayant initié la gerbe.

Il est alors possible de construire une variable, évaluant la qualité de l'ajustement (*goodness of fit*) et qui permet de discriminer entre les gerbes initiées par des hadrons et celles initiées par des photons γ . Cette variable discriminante est définie comme la somme, normalisée sur tous les pixels, de la différence entre la valeur de la fonction de vraisemblance obtenue $\ln L(s|\mu)$ et la valeur attendue $\langle \ln L \rangle_\mu$:

$$G = \frac{\sum_{pixels_i} [\ln L(s_i|\mu_i) - \langle \ln L \rangle_{\mu_i}]}{\sqrt{2 \times N_{dof}}} \quad (6.7)$$

où N_{dof} est le nombre de degrés de liberté (soit le nombre de pixels - 6). Cette variable est calibrée pour prendre en compte l'influence du bruit de fond de ciel. Afin d'exploiter au mieux les différences entre les gerbes hadroniques et électromagnétiques, les images des gerbes dans les caméras sont séparées en deux régions à l'issue de la procédure de minimisation :

- le *cœur de gerbe* qui regroupe les pixels dont l'amplitude prédite est supérieure à 0.01 photoélectrons tout comme les trois rangées de pixels autour. Ces pixels sont regroupés pour construire la variable *ShowerGoodness (SG)*,
- le reste de l'image permet de former la variable *BackgroundGoodness (BG)* qui est sensible aux images des sous-gerbes hadroniques, à la lumière Cherenkov diffuse émise lors du développement des gerbes hadroniques et à toute autre irrégularité.

Lors de l'observation avec plusieurs télescopes, les variables ainsi définies, sont moyennées sur les télescopes ayant participé à l'événement, pour construire, notamment la *Mean Scaled Shower Goodness (MSSG)* et la *Mean Scaled Background Goodness (MSBG)* dont les distributions améliorent la discrimination par rapport à la variable *Goodness* (la méthode d'analyse utilisant ces variables est appelée *Model++*).

La propriété discriminante de la variable *Shower Goodness* est illustrée sur la figure 6.7. La distribution de cette variable est représentée pour des données réelles ne contenant que du fond (en gris), que des photons γ provenant du blazar PKS 2155-304 (en bleu) et pour des photons γ simulés. On peut observer qu'une coupure sur cette variable conduit au rejet d'un grand nombre de hadrons tout en conservant un maximum de photons.

Comme illustré sur la figure 6.8, l'efficacité de sélection des photons γ par la variable *Shower Goodness* est sensiblement améliorée par comparaison avec la méthode de Hillas utilisant les

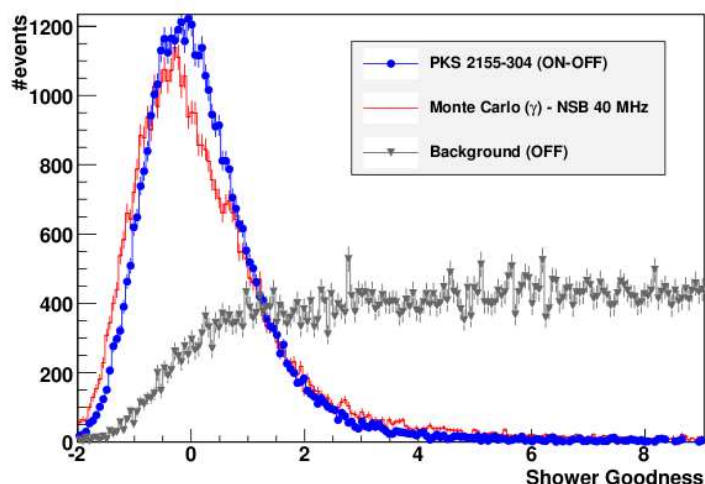


Fig. 6.7 – Distribution des valeurs de la variable *ShowerGoodness* pour des photons observés en direction du blazar PKS 2155-304 (en bleu), pour des photons simulés (en rouge) et pour des événements sans source (soit des protons - en gris). Cette figure est tirée de de Naurois et Rolland (2009).

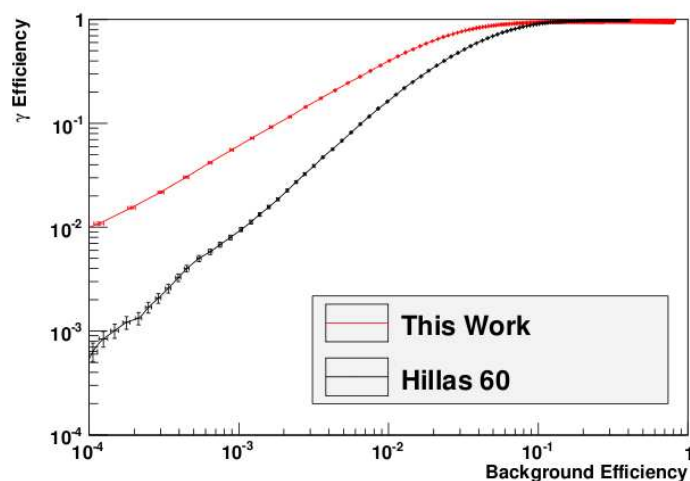


Fig. 6.8 – Efficacité de sélection des photons γ en fonction du facteur de rejet des événements de fond, pour la méthode par modèle semi-analytique (en rouge) utilisant la variable *Shower Goodness* et pour la méthode de Hillas (en noir) utilisant les variables *Mean Scaled Width* et *Mean Scaled Length*. Ces deux courbes ont été produites pour le même seuil en charge (60 photoélectrons). Cette figure est tirée de de Naurois et Rolland (2009).

variables *Mean Scaled Width* et *Mean Scaled Length*. Une coupure sur la variable $SG \leq 0.6$ permet de garder 70% de photons γ et de rejeter plus de 95% des événements de fond.

Afin d'être le plus efficace possible, un ensemble de coupures est appliqué sur les diffé-

rentes variables. Cela constitue un jeu de paramètres de sélection qui représente une *configuration* d'analyse. Les configurations suivantes ont été définies pour l'analyse par modèle semi-analytique : *Standard*, *Faint Source* (optimisée pour les sources plus faible que quelques pourcents du Crabe) et *Loose Cuts* (optimisée pour maximiser l'acceptance au γ au détriment de la réjection hadronique).

Les paramètres utilisés sont les suivants :

- Le seuil de l'amplitude de l'image reconstruite par télescope ; il est fixé à 60 p.e. en *Standard*, 120 p.e. en *Faint* et 40 p.e. en *Loose*.
- La distance maximale entre le centre de l'image de la gerbe et le centre de la caméra qui est fixé à 2° pour les trois configurations. Cette coupure élimine les images qui arrivent en bordure de caméra, qui sont tronquées et qui entraînent une mauvaise reconstruction de la direction de la gerbe.
- Les images d'au moins deux télescopes doivent passer les coupures précédentes.
- La variable *ShowerGoodness* ; une valeur maximum de 0,6 est requise en *Standard*, 0,4 en *Faint* et 0,9 en *Loose*.
- La profondeur de première interaction ; elle doit être comprise entre -1 et $4 X_0^1$ en *Standard* et en *Faint*.
- Pour une source ponctuelle, la distance angulaire élevée au carré θ^2 entre la position reconstruite sur le ciel et la position théorique de la source ; elle doit être inférieure à 0.01 deg^2 en *Standard*, 0.005 deg^2 en *Faint* et 0.0125 deg^2 en *Loose*. Pour une source étendue, cette valeur est fixée à la taille de la source.

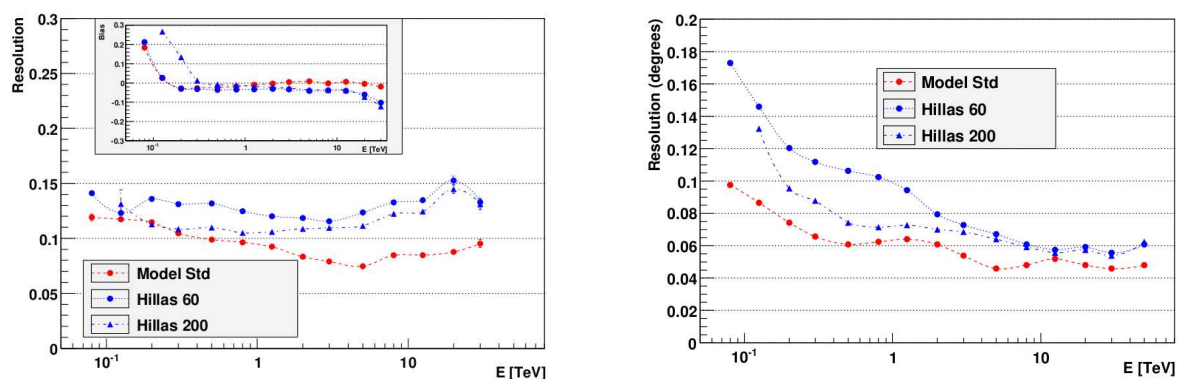
Cette méthode d'analyse permet d'obtenir une résolution en énergie de l'ordre de 8 à 12% et une résolution angulaire de l'ordre de 0.06° (de Naurois et Rolland, 2009), voir également les sections 6.4 et 6.3. La comparaison des performances de cette méthode avec la méthode de Hillas en terme de résolution en énergie et de résolution angulaire peut être observée sur la figure 6.9.

6.1.5 Autres méthodes

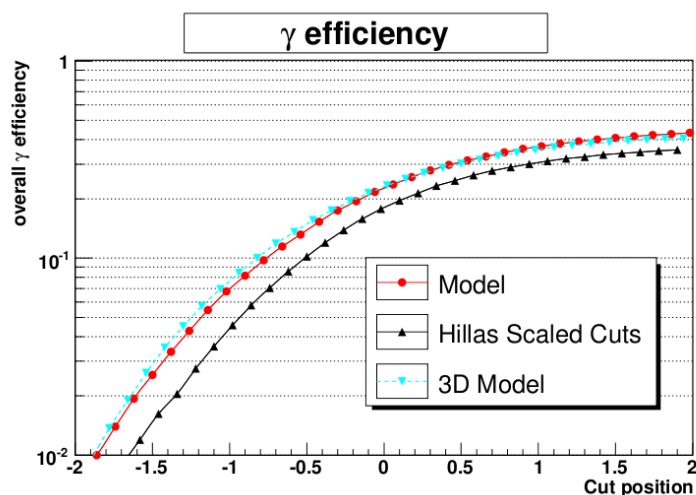
Une autre méthode pour la reconstruction des gerbes a été développée en généralisant à trois dimensions la méthode des moments de Hillas (Lemoine-Goumard, 2006). La méthode *Model3D* modélise une gerbe initiée par un photon γ par une gaussienne tridimensionnelle de révolution autour de l'axe de développement de la gerbe. La distribution angulaire des photons Cherenkov est supposée indépendante du point d'émission dans la gerbe et de l'énergie du γ primaire. Le nombre de photons Cherenkov attendu dans chaque pixel de la caméra est calculé en effectuant une intégrale sur la ligne de visée. Les paramètres d'un événement sont obtenus par minimisation d'une fonction de vraisemblance en comparant des images détectées dans les caméras à des images pré-calculées.

La figure 6.10, tirée de de Naurois (2006), présente les efficacités comparées des trois méthodes de reconstruction décrites. Les méthodes *Model* et *Model3D* apparaissent aussi efficaces l'une que l'autre pour l'identification des photons γ et plus efficaces que la méthode de Hillas.

¹ X_0 représente une longueur de radiation. L'atmosphère représente ~ 28 longueurs de radiation (voir section 2.4.2.1).



F . 6.9 – Résolution en énergie (à gauche, l’encart indique le biais) et angulaire (à droite) en fonction de l’énergie du photon γ incident pour l’analyse par modèle semi-analytique (pour la configuration standard, en rouge) et pour l’analyse de Hillas (avec une charge minimale des images de 60 et 200 photoélectrons). Ces figures sont tirées de de Naurois et Rolland (2009).



F . 6.10 – Efficacité de discrimination entre les gerbes initiées par des photons et celles initiées par des hadrons en fonction de la valeur de la variable de coupure pour les analyses par modèle semi-analytique, par la méthode de Hillas et par la méthode tridimensionnelle. Cette figure est tirée de de Naurois (2006)

Par ailleurs, les différentes variables discriminantes des trois méthodes ne sont que très peu corrélées pour des photons simulés. Ainsi, ces méthodes sont complémentaires pour la discrimination des particules primaires. Dubois et collab. (2009) ont utilisé cette propriété pour élaborer une technique de séparation par combinaison des variables discriminantes des trois méthodes présentées en tenant compte de leurs densités de probabilités. Cette méthode améliore à la fois la réjection des hadrons, la résolution en énergie et la résolution angulaire.

D'autre part, Ohm et collab. (2009b) et plus récemment Becherini et collab. (2011)² pour la méthode de Hillas et Fiasson et collab. (2010) pour les méthode *Model* et *Model3D* ont appliqué des arbres de décisions aux paramètres de ces différentes méthodes pour en améliorer les performances principalement en terme de discrimination mais également en terme de résolution en énergie et de résolution angulaire.

6.2 Estimation du bruit de fond résiduel

Les méthodes d'analyse présentées précédemment permettent de sélectionner les événements dont les images ont les caractéristiques des gerbes électromagnétiques. Les événements retenus par ces méthodes sont alors qualifiés de *candidats γ* (ou *γ -like*). Parmi ces événements, il reste des événements initiés par des hadrons mais qui ressemblent fortement à des événements initiés par des photons γ . Il y a également des événements dus aux électrons ou aux gerbes hadroniques qui démarrent par la production de pions neutres, qui génèrent, comme les γ , des gerbes électromagnétiques. Afin de s'affranchir de ce bruit de fond résiduel, plusieurs méthodes, présentées dans cette section, ont été développées. Elles reposent toutes sur l'hypothèse selon laquelle la distribution du fond résiduel est isotrope sur le ciel et permettent de déterminer l'excès de candidats γ dans une région du ciel par rapport au bruit de fond résiduel, soit le nombre de photons γ dans cette direction.

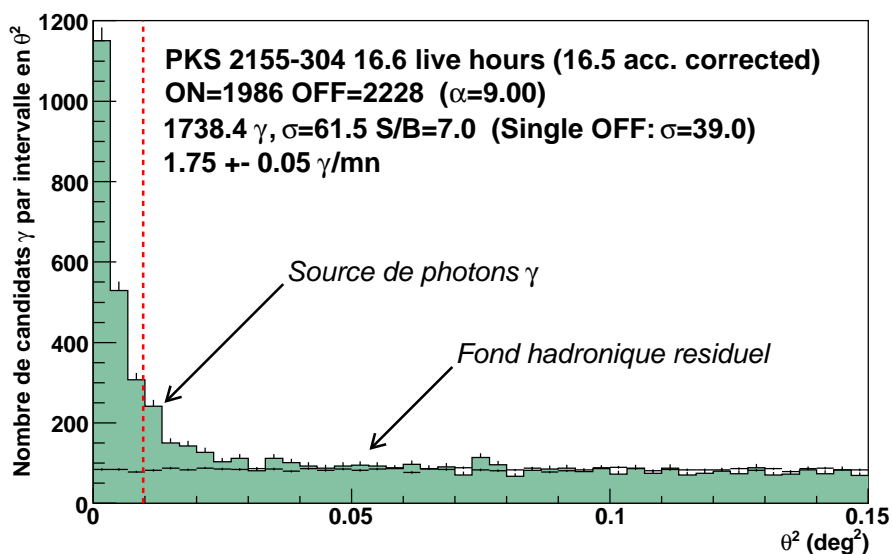
La figure 6.11 présente la distribution des événements en fonction du carré de la distance angulaire à la position du blazar PKS 2155-304. Lorsque cette distance devient suffisamment grande, la distribution est plate et représente le niveau d'événement de fond moyen. En effet, autour d'une région sans source, si les événements sont reconstruits de façon uniforme sur le ciel, le nombre d'événements contenus dans une portion $[\theta, \theta + d\theta]$ est $dN \propto 2\pi\theta d\theta \propto \pi d\theta^2$. La distribution d'événements en fonction de θ^2 est alors plate. L'excès de photons γ en provenance de la source est constitué des événements qui s'ajoutent à ce bruit de fond pour les faibles valeurs de distances angulaires. L'élargissement de la distribution de l'excès est dû à la résolution angulaire de l'instrument (voir section 6.3).

6.2.1 Principe

Il s'agit de définir une région test, également appelée région ON, pour laquelle on cherche à déterminer si elle contient un excès de candidats γ par rapport au fond. Si l'on s'intéresse à une éventuelle source, la région ON est centrée sur la position de cette dernière avec une taille équivalente à la taille de la source supposée. Pour une hypothèse de source ponctuelle, la taille de la région ON a été optimisée pour obtenir une significativité du signal maximale : elle dépend de la résolution angulaire et elle est de $0, 1^\circ$ pour la configuration standard de la méthode par modèle semi-analytique (voir la section 6.1.4).

Par ailleurs, une ou plusieurs régions de contrôle de même taille, également appelées régions OFF, sont définies pour estimer le nombre d'événements de fond dans la région ON. Les régions OFF doivent être choisies de manière à ce que les conditions d'observation et l'acceptance soient aussi similaires que possible à celles de la région ON.

²La méthode décrite dans cette publication introduit également de nouvelles variables discriminantes.



F . 6.11 – Distribution des événements en fonction du carré de la distance angulaire au blazar PKS 2155-304. Les nombres d'évènements rapportés ont été mesurés à l'intérieur de la région (indiquée par la trait rouge) avec $\theta = 0.1^\circ$.

6.2.2 Estimations de l'acceptance

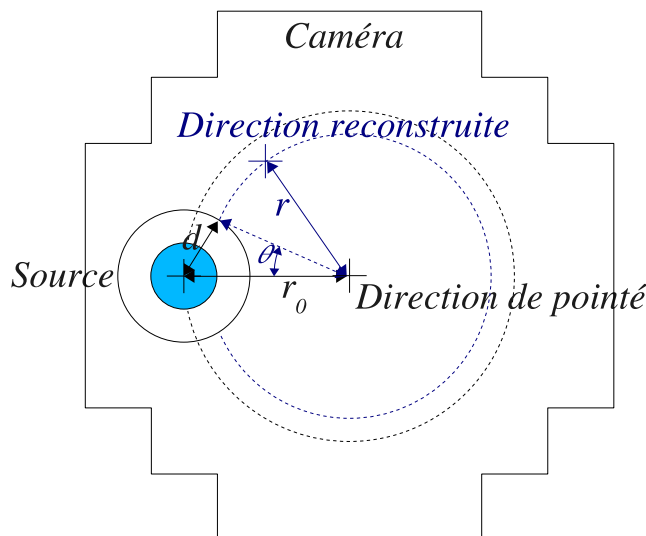
L'acceptance correspond à la sensibilité du détecteur et caractérise la probabilité qu'un événement déclenche l'acquisition et passe les coupures. Elle dépend de la position observée dans le champ de vue et des conditions de pointé (angle zénithal et azimutal). L'acceptance n'est pas homogène sur tout le champ de vue et peut varier d'une observation à une autre en raison de gradients d'angle zénithal dans le référentiel des caméras, des conditions d'observation (météo, électronique, ...). Afin de s'affranchir de ces effets et de pouvoir mesurer précisément l'excès de candidats γ dans une région du ciel, l'acceptance est calculée à partir des données. La description de la méthode de calcul de l'acceptance fait l'objet de cette partie.

Pour caractériser la réponse du détecteur aux événements de type γ -like, le bruit de fond de photons γ doit être homogène. L'acceptance est ainsi calculée à partir des événements de fond résiduels (les candidats γ) détectés en direction des régions (du champ de vue observé) sans sources. Il est de ce fait impossible d'estimer l'acceptance dans les régions où il y a des sources. De manière à contourner ce problème, deux méthodes ont été mises en place dans H.E.S.S. Elles sont décrites dans cette section :

- la méthode de l'acceptance radiale, qui suppose que la réponse de la caméra est symétrique par rapport au centre,
- la méthode de l'acceptance bi-dimensionnelle, qui utilise à la fois les candidats γ et les candidats hadrons (les événements ne passant pas les coupures).

Acceptance radiale

Lorsqu'une source est présente dans le champ de vue, la région contenant cette source n'est pas prise en compte, on parle de région d'exclusion. L'estimation de l'acceptance dans cette



F . 6.12 – Principe du calcul du poids affecté à chaque événement pour le calcul de l'acceptance radiale dans le référentiel de la caméra. La distance d'un événement au centre de la caméra est notée r , celle de la source est notée r_0 et la taille de la région d'exclusion est notée d .

région se fait alors en supposant que la réponse de la caméra présente une symétrie radiale par rapport à son centre. Un poids, défini de la manière suivante, est appliqué à chaque événement :

$$\omega = \frac{\pi}{\pi - \theta} \quad (6.8)$$

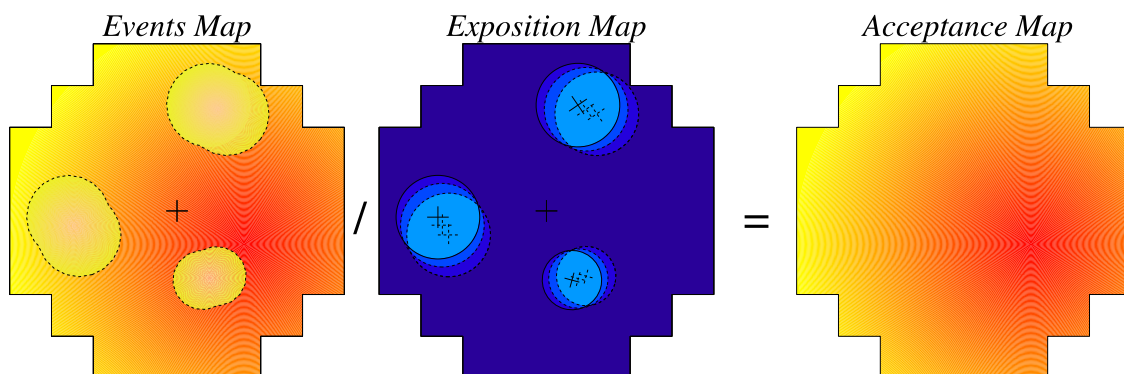
où l'angle θ , représenté sur la figure 6.12, est tel que :

$$\cos \theta = \frac{r_0^2 + r^2 - d^2}{2r_0r} \quad (6.9)$$

Lorsqu'un candidat γ est détecté avec une distance angulaire au centre de la caméra r , si le cercle - dont le centre coïncide avec le centre de la caméra et dont le rayon est r - n'intersecte pas la région d'exclusion, le poids affecté à cet événement est 1. En revanche, si le cercle intersecte la région d'exclusion, le poids affecté à l'événement représente l'inverse de la fraction de cercle qui n'intersecte pas la région d'exclusion (supérieur à 1).

Cette méthode repose donc sur l'hypothèse forte selon laquelle l'acceptance présente une symétrie radiale, ce qui n'est pas forcément le cas. En effet, la réponse de la caméra n'est pas homogène en raison des variations de réponses d'un pixel (voir par exemple la section 5.2). En outre, l'angle zénithal varie dans la caméra, ce qui introduit un gradient d'acceptance qui peut devenir non-négligeable pour des observations à grand angle zénithal. De plus, l'estimation de l'acceptance est impossible si une source est exactement au centre de la caméra.

Même si l'hypothèse de départ est incorrecte, cette méthode présente l'avantage de permettre l'estimation de l'acceptance pour chaque run et de prendre ainsi en compte les variations de conditions d'observation run par run.



F . 6.13 – Schéma des différentes cartes dans le référentiel de la caméra utilisées pour le calcul de l'acceptance bi-dimensionnelle. De gauche à droite on trouve la carte de candidats γ et la carte d'exposition dont le rapport donne la carte d'acceptance.

Acceptance 2D

La méthode de calcul de l'acceptance bi-dimensionnelle permet de s'affranchir des problèmes liés au calcul de l'acceptance radiale. Toutefois, cette méthode ne peut être appliquée pour un petit nombre de runs, elle nécessite un nombre suffisant d'événements pour limiter les fluctuations poissonniennes du bruit de fond résiduel.

On calcule en premier lieu une carte d'exposition, dans le référentiel de la caméra. Pour chaque run d'observation, des cartes du nombre de candidats hadrons sont remplies, en incluant ou non les événements tombant dans des régions d'exclusion. Ces cartes sont ensuite sommées sur tous les runs. On obtient alors une carte avec tous les événements et une carte avec tous les événements sauf ceux tombant dans des régions d'exclusion pour toutes les observations. Le rapport de ces deux cartes donne une estimation de l'exposition relative de chaque position dans le référentiel de la caméra, soit la fraction du temps total passée en chaque position. Pour un seul run, la carte d'exposition vaut 0 dans une région exclue et 1 partout ailleurs. Pour plusieurs runs, en raison du mouvement des sources dans la caméra et des différentes directions de pointés décalés (voir section suivante), la carte d'exposition présente des valeurs égales à 1 et des valeurs comprises entre 0 et 1 pour les régions qui ont pu être exclues pendant une fraction des observations.

La carte des candidats γ dans le référentiel de la caméra est également remplie avec les événements de ce type ne tombant pas dans des régions exclues. Cette carte de candidats γ , divisée par la carte d'exposition, donne la carte d'acceptance en comblant les endroits où l'on a un déficit d'observations (voir figure 6.13). Pour pouvoir calculer la carte d'acceptance par cette méthode, il est donc nécessaire d'avoir suffisamment d'observations pour ne pas avoir de positions dans la carte d'exposition à zéro. Cette méthode permet d'obtenir l'acceptance aux candidats γ mais également l'acceptance aux candidats hadrons.

Lorsque l'on dispose d'un grand nombre de runs d'observation, avec des conditions d'observation différentes, la source de variation la plus importante est la dépendance de l'acceptance avec l'angle zénithal. On peut alors faire le calcul de l'acceptance bi-dimensionnelle par tranche en angle zénithal.

Une fois que les cartes d'acceptance ont été obtenues dans le référentiel des caméras, elles

sont projetées sur le ciel en réutilisant les coordonnées de chaque observation de manière à obtenir les cartes d'acceptance du champ de vue étudié et en supposant une symétrie azimutale.

6.2.3 Méthodes utilisant le mode d'observation *wobble*

L'acceptance aux photons γ est faiblement décroissante en fonction de la distance au centre du champ de vue, jusqu'à des distances angulaires de l'ordre de $\sim 1^\circ$, ensuite elle décroît rapidement. Elle présente par ailleurs, en première approximation, une symétrie autour de la direction de l'axe optique comme nous l'avons vu dans la section précédente.

Ces caractéristiques, couplées au grand champ de vue des caméras de H.E.S.S., permettent d'estimer le fond directement à partir de régions définies dans le champ de vue et disjointes de la région test. L'estimation du fond peut ainsi se faire en même temps que l'acquisition sur la région ON, permettant ainsi des observations avec des conditions atmosphériques strictement identiques. Pour ce faire, les observations sont effectuées en mode *wobble* ou *pointé décalé*. Lors de ces observations, les télescopes ne pointent pas directement en direction de la source mais dans des directions décalées, alternativement en ascension droite et déclinaison, de $\pm 0,5^\circ$ à $\pm 0,7^\circ$. Plusieurs géométries sont alors possibles pour définir les régions OFF illustrées sur la figure 6.14. Les méthodes suivantes sont bien adaptées à la production de spectres mais ne permettent pas de faire des cartes :

- la méthode de la *région miroir* définit une seule région OFF circulaire, dont la position est symétrique par rapport au centre du champ de vue à celle de la région ON,
- la méthode des *régions OFF multiples* définit plusieurs zones circulaires réparties sur un cercle dont le rayon est égal au décalage de la région test par rapport au centre du champ de vue,
- la méthode de la *région en segment d'anneau* définit une région OFF en forme d'anneau, centrée sur le centre du champ de vue, tronquée à la position de la source et dont le rayon est égal au décalage de la région ON,

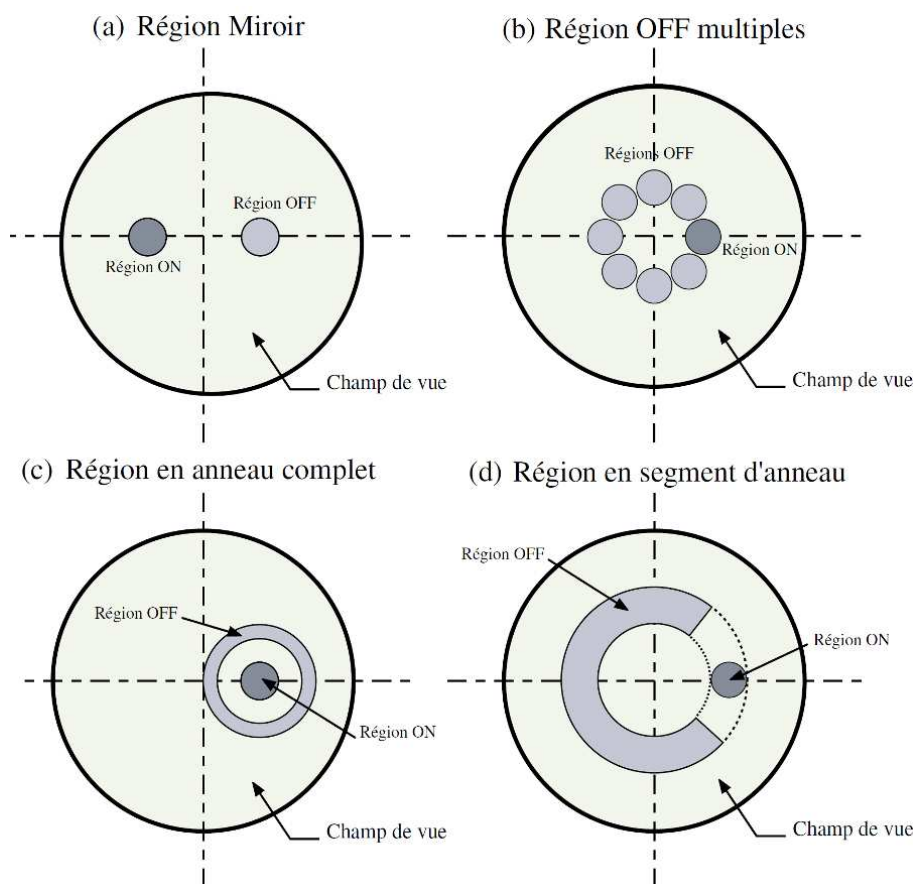
Pour produire des cartes, on utilise la méthode de *l'anneau complet*, pour laquelle on définit une région en forme d'anneau, centrée sur la position de la région test. Cette méthode est également utilisée lorsque la région ON est trop proche du centre du champ de vue.

Si plusieurs sources sont présentes dans le champ de vue, des *régions d'exclusions* sont définies autour de ces sources afin que les événements de fond n'y soient pas pris en compte. Une zone d'exclusion "de sécurité" est également définie autour de la région ON pour éviter d'être contaminé par des événements γ en provenance de la source et dont les directions sont mal reconstruites en raison de la limitation de la résolution angulaire de l'instrument.

L'excès de candidats γ dans la région ON est alors calculé par la relation :

$$N_\gamma = N_{ON} - \alpha N_{OFF} \quad (6.10)$$

où N_{ON} et N_{OFF} sont les nombres d'événements comptés respectivement dans la région ON et la ou les régions OFF. Le facteur α prend en compte les différences de sensibilité entre la région test et les régions OFF. Si les acceptances étaient strictement identiques entre les deux régions, le facteur α serait simplement le rapport des surfaces entre les régions ON et OFF. Il s'exprime de la manière suivante (Berge et collab., 2007) :



F . 6.14 – Illustration des différentes méthodes d'estimation de bruit de fond résiduel tirant partie du grand champ de vue de l'instrument décrites dans le texte. Cette figure est tirée de Lemièrre (2006).

$$\alpha = \frac{\int_{ON} A_{ON}^{\gamma}(\psi_x \psi_y, \theta_z, E, t) d\psi_x d\psi_y d\phi_z dE dt}{\int_{OFF} A_{OFF}^{\gamma}(\psi_x \psi_y, \phi_z, E, t) d\psi_x d\psi_y d\phi_z dE dt} \quad (6.11)$$

où $A_{ON,OFF}^{\gamma}$ est l'acceptance du détecteur aux photons γ qui dépend de la position dans le champ de vue, repérée par les coordonnées ψ_x et ψ_y , de l'angle zénithal θ_z , de l'énergie de la particule E et du temps d'exposition t .

6.2.4 Méthode ON-OFF

Lorsque la région ON considérée est trop étendue, notamment lorsque celle-ci recouvre le centre du champ de vue, les méthodes présentées ci-dessus ne peuvent pas être utilisées. On a alors recours à une méthode qui fut utilisée notamment au début des prises de données de H.E.S.S., lorsqu'il n'y avait qu'un seul télescope en fonctionnement. Cette méthode consiste à observer une région d'intérêt en pointant les télescopes dans sa direction. La contamination de la région en question par le bruit de fond est estimée en effectuant une seconde observation, avec des conditions atmosphériques et de pointé similaires. Pour ce faire, les télescopes

suivent la même trajectoire dans le ciel lors des deux prises de données, décalées de la durée de l'acquisition. L'excès de candidats γ dans la région ON est alors estimé simplement par la différence entre le nombre d'événements compté dans la région ON et celui compté dans la région OFF : $N_\gamma = N_{ON} - N_{OFF}$. L'inconvénient de cette technique est qu'elle nécessite deux fois plus de temps d'acquisition pour chaque observation. C'est également cette méthode qui doit être utilisée pour la recherche d'émissions diffuses³.

6.2.5 Méthode *Template* et méthode des poids

Ces méthodes reposent sur l'estimation du nombre d'événements de fond qui contaminent la région source à partir d'une discrimination dans l'espace des variables de coupure, comme la *ShowerGoodness* dans l'analyse par modèle semi-analytique au lieu d'une distribution spatiale des événements candidats γ .

Dans la méthode *Template*, le nombre d'événements de fond contenu dans la région ON est estimé en utilisant les événements n'ayant pas passé les critères de sélection des candidats γ . Dans ce cas, le nombre d'événements dans la région OFF correspond au nombre d'événements tombant dans un régime OFF de l'espace des coupures défini au préalable. La normalisation (le facteur α) évaluant le rapport entre le nombre d'événements de fond retenu dans l'espace des paramètres et le nombre d'événements de fond passant les coupures est calculée à partir de la connaissance de l'acceptance aux photons γ et aux hadrons. Cette méthode est décrite en détails dans Rowell (2003).

La méthode des poids, quant à elle, consiste à accorder un poids à chaque événement en fonction de la valeur de la variable discriminante obtenue. Le poids affecté à chaque événement correspond à la probabilité que cet événement soit un photon et il est estimé en connaissance de la distribution des valeurs de la variable discriminante pour des γ et des hadrons. Une description détaillée de cette méthode peut être trouvée dans Lemoine-Goumard (2006).

6.2.6 Calcul de la significativité

Une fois qu'une valeur d'excès de candidats γ a été obtenue par les méthodes décrites précédemment, il est nécessaire d'estimer si cet excès est significatif par rapport au bruit de fond. Pour ce faire, Li et Ma (1983) ont défini un estimateur de significativité pour le cas où les durées d'observation sur les régions tests (régions ON) et les régions à partir desquelles le fond est estimé (régions OFF) sont différentes, ce qui est le cas pour les expériences d'astronomie γ au sol. Le rapport des temps d'observation entre les deux types de région est noté α .

L'estimateur de significativité repose sur la comparaison de deux fonctions de vraisemblance, la première testant l'hypothèse où la région ON contient du signal, la seconde testant l'hypothèse nulle pour laquelle la région ON ne contient pas de signal. On note le rapport des vraisemblances λ . La valeur $-2 \ln \lambda$ se comporte alors asymptotiquement comme un χ^2 à un degré de liberté et le nombre de déviation standard de l'hypothèse avec signal par rapport à l'hypothèse sans signal - la significativité du signal - s'exprime de la manière suivante :

³Le lecteur intéressé pourra trouver plus de renseignements sur l'utilisation de la méthode ON-OFF pour la recherche d'émissions diffuses dans Charbonnier (2010).

$$S = \sqrt{-2 \ln \lambda} \quad (6.12)$$

avec λ qui vaut :

$$\lambda = \left[\frac{\alpha}{1 + \alpha} \left(\frac{N_{ON} + N_{OFF}}{N_{ON}} \right) \right]^{N_{ON}} \times \left[\frac{1}{1 + \alpha} \left(\frac{N_{ON} + N_{OFF}}{N_{OFF}} \right) \right]^{N_{OFF}} \quad (6.13)$$

En l'absence de signal, la distribution des significativités est liée aux fluctuations statistiques du fond et suit une distribution gaussienne de valeur moyenne nulle et de variance 1.

6.3 Analyse morphologique

La méthode d'ajustement de morphologie des sources détectées, présentée en détails dans Rolland (2005), repose sur une hypothèse de morphologie pour la source dont les paramètres sont ajustés par maximisation d'une fonction de vraisemblance. Cette méthode nécessite la connaissance précise de la résolution angulaire de l'instrument.

Résolution angulaire

La résolution angulaire, qui dépend de l'énergie et des conditions de pointé, est estimée à partir de simulations. Elle correspond à l'étalement du signal reconstruit en provenance d'une source ponctuelle et est définie comme le rayon à l'intérieur duquel est contenu 68% de l'émission d'une source ponctuelle. La figure 6.9 présente notamment les performances de résolution angulaire de la méthode de reconstruction par modèle semi-analytique. Pour cette méthode d'analyse et pour des observations au zénith, elle est toujours inférieure à 0.1° et, dans la gamme en énergie entre 500 GeV et 20 TeV, elle est inférieure à 0.07° .

Ces performances peuvent être améliorées en ajoutant une coupure sur l'incertitude de la direction reconstruite (qui est un résultat de l'ajustement avec la méthode *Model++*), en ne sélectionnant que les événements qui ont été observés par au moins trois télescopes ou encore en demandant une charge contenue dans l'image élevée.

Ajustements morphologiques

Un premier ajustement possible concerne l'extension de la source. La distribution en θ^2 (voir figure 6.11) - dont la largeur est due à la résolution angulaire ou bien à l'extension intrinsèque de la source - peut être ajustée. Cet ajustement se fait en supposant une forme pour la source (ponctuelle, gaussienne ou toute autre forme), en convoluant cette forme avec la fonction de réponse de l'instrument (la résolution angulaire) et en faisant l'hypothèse que la source est située à l'origine de la mesure des angles θ .

On peut également supposer une forme pour la source, c'est-à-dire la distribution à deux dimensions de sa luminosité, et ajuster les paramètres du modèle sur les cartes. L'hypothèse est convoluée avec la fonction de réponse de l'instrument afin de produire une forme prédite par le modèle, qui dépend de ses paramètres. Les événements observés sont comparés à la distribution prédite et les paramètres sont ajustés par maximisation d'une fonction de vraisemblance (voir Rolland (2005) pour plus de détails). La position et la forme de la source peuvent ainsi être ajustées simultanément.

6.3.1 Production de cartes du ciel

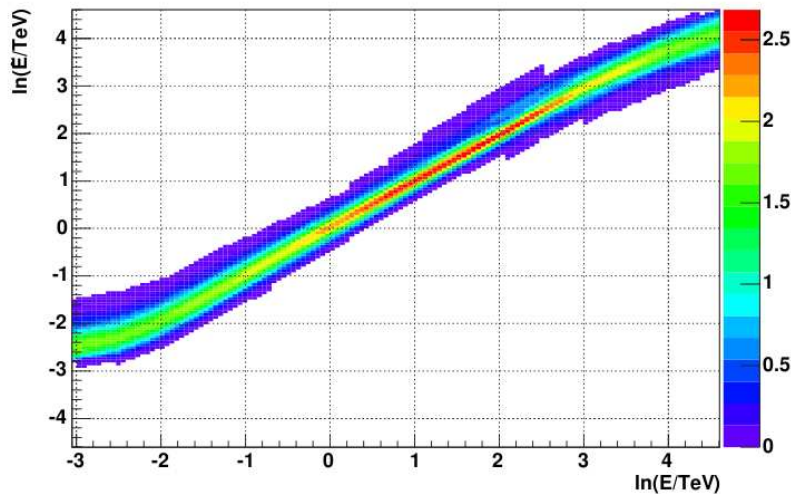
La présence d'une source de photons γ peut être testée en chaque position du champ de vue et l'excès et la significativité peuvent être dérivés. Pour ce faire, et afin de pouvoir calculer ces grandeurs au centre du champ de vue, la méthode de soustraction de fond utilisée est celle de l'anneau complet. On peut ainsi construire des cartes d'excès et de significativité. La distribution en significativité des régions du champ de vue où il n'y a pas de sources, qui doit suivre une distribution gaussienne de moyenne nulle et de variance 1, permet de s'assurer que l'estimation du fond est convenable. Les régions d'exclusion doivent ainsi être définies pour produire des cartes correctes. La production de cartes suit donc une procédure itérative où les régions d'exclusion sont définies⁴ au fur et à mesure que des sources sont mises en évidence. Si des régions émettrices de photons γ sont mal exclues, le fond est surestimé, ce qui conduit à la présence de "trous" dans les cartes de significativité. Un exemple de cet effet est présenté au chapitre suivant (figure 7.11).

D'autre part, pour caractériser les morphologies des sources étendues notamment, il est nécessaire de faire un échantillonnage sur les cartes de l'ordre de la taille de la résolution angulaire. Un échantillonnage plus fin ferait apparaître des structures uniquement dues à la résolution angulaire. Par ailleurs, lorsqu'on réduit la taille des bins, on augmente très rapidement (puissance 4) le temps de calcul. Toutefois, un échantillonnage à la taille de la résolution angulaire rend difficile la comparaison des cartes avec les données multi longueurs d'onde. Pour éviter ce problème, les cartes sont d'abord sur-échantillonnées (plus finement que la résolution angulaire). Ensuite, différents traitements peuvent leur être appliqués. La méthode dite du *top-hat* consiste à intégrer pour chaque position l'ensemble du signal contenu dans un rayon prédéfini équivalent à la résolution angulaire. La méthode du *lissage* quant à elle, consiste à convoluer la carte des événements par une fonction d'étalement de l'instrument (PSF) réaliste, estimée à partir de simulations.

6.4 Analyse spectrale

La méthode de reconstruction spectrale présentée ici, utilisée dans la partie française de la collaboration, a été initialement développée pour l'expérience CAT et est décrite dans Piron (2000). Elle repose sur la comparaison du nombre d'événements dans des bins en énergie avec une prédiction partant d'une hypothèse de forme spectrale. Les valeurs des différents paramètres sont obtenues par maximum de vraisemblance par comparaison des données au modèle.

Cette méthode nécessite la connaissance de la résolution en énergie et l'acceptance du détecteur en fonction de l'énergie, des conditions de pointé (l'angle zénithal et l'angle hors-axe qui correspond au décalage de la source dans le champ de vue) et de l'efficacité optique (pouvoir de réflexion des miroirs). Ces grandeurs sont estimées à partir de simulations de gerbes induites par des photons γ à énergies fixes, pour différentes valeurs des angles zénithaux, des angles hors-axe et de l'efficacité optique.



F . 6.15 – Exemple de densité de probabilité de reconstruire un événement d'énergie E (en abscisse) à une énergie \tilde{E} (en ordonnée), pour des photons arrivant au zénith.

Résolution en énergie

Des tables sont remplies à partir de ces simulations donnant la probabilité de reconstruire un événement à une énergie \tilde{E} en fonction de l'énergie vraie E (voir figure 6.15). La résolution en énergie $\Delta E/E$ et les biais sont estimés à partir de ces tables et sont représentés sur la figure 6.9. Pour des énergies comprises entre 200 GeV et 20 TeV, la résolution en énergie est meilleure que 15%. Elle est même meilleure que 10% entre 500 GeV et 10 TeV pour la méthode par modèle semi-analytique. Par ailleurs, pour cette même méthode, les biais sont inférieurs à 5%, sauf pour les plus basses énergies (entre 200 et 500 GeV) où des effets de sélection apparaissent.

Acceptance

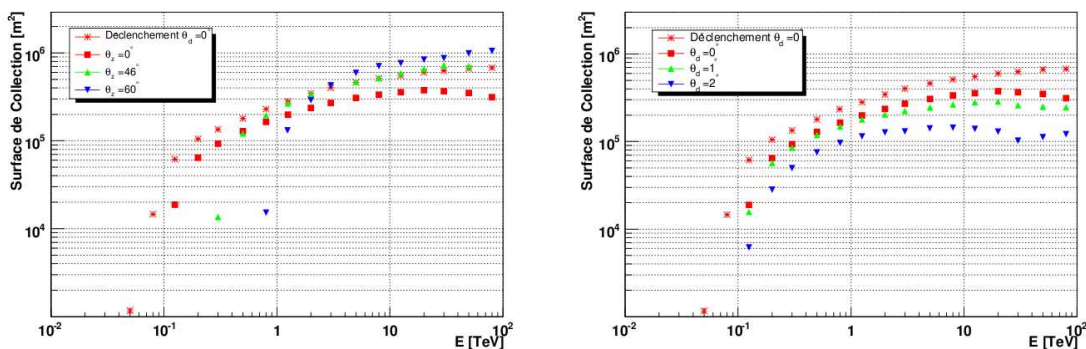
L'acceptance du détecteur aux photons γ (après coupures), également appelée surface effective de collection, peut s'exprimer de la manière suivante :

$$A(E, \theta, \delta, \mu) = \int dS \times \epsilon(\vec{r}, E, \theta, \delta, \mu) \quad (6.14)$$

où $\epsilon(\vec{r}, E, \theta, \delta)$ représente l'efficacité de collection en fonction de la position du paramètre d'impact \vec{r} , de l'angle zénithal θ , de l'angle hors-axe δ et de l'efficacité optique μ et de l'énergie vraie E .

La dépendance aux variations d'angle zénithal et d'angle hors-axe de l'acceptance en fonction de l'énergie du photon γ incident est présentée sur la figure 6.16. L'énergie de seuil est définie comme l'énergie à laquelle l'acceptance dépasse 20% de son maximum. Cette valeur est choisie de manière à réduire au maximum le seuil en énergie tout en évitant d'introduire des biais de reconstruction à basse énergie. Une méthode alternative consiste à maximiser le taux différentiel d'événements pour une hypothèse de forme spectrale ($dN/dE \propto E^{-2}$). Lorsque

⁴Elles sont enregistrées dans une base de données.



F . 6.16 – Surface effective de collection de H.E.S.S., en fonction de l'énergie du photon γ incident, pour des sources observées avec un angle hors-axe nul à gauche (représentée pour différents angles zénithaux) et pour un angle zénithal nul à droite (représentée pour différents angles hors-axe).

l'angle zénithal augmente, la tâche Cherenkov est plus étalée mais plus diffuse. Pour les γ de plus haute énergie, cela conduit à une augmentation de l'acceptance. Cependant, les photons Cherenkov doivent parcourir une plus grande épaisseur d'atmosphère qu'au zénith et sont donc plus absorbés. Cela affecte les γ de plus basse énergie qui produisent moins de photons Cherenkov et le seuil en énergie s'en trouve augmenté. D'autre part, lorsque l'angle hors-axe augmente, les gerbes peuvent se développer hors du champ de vue et seuls les γ de plus haute énergie peuvent générer suffisamment de lumière Cherenkov pour pouvoir déclencher le système. L'acceptance diminue ainsi de manière globale et le seuil en énergie s'en trouve augmenté. De la même manière, lorsque l'on se place à angle zénithal et angle hors-axe fixé, l'acceptance diminue au-delà d'une certaine énergie (quelques TeV). L'efficacité de sélection et de reconstruction des γ de plus haute énergie diminue car une partie du signal (de la tâche de lumière Cherenkov) sort du champ de vue et doit être extrapolé.

Méthode du maximum de vraisemblance

Cette méthode repose sur une hypothèse de forme spectrale, convoluée par la réponse du détecteur pour être comparée avec les observations. Les paramètres de la forme spectrale supposée sont alors évalués par une méthode de maximum de vraisemblance qui utilise en outre le fait que les distributions des nombres de candidats γ dans les régions ON et OFF suivent des lois de Poisson.

La distribution mesurée est tout d'abord échantillonnée en intervalles

- en angle zénithal dans la gamme $[\theta_z^{min} - \theta_z^{max}]$ avec $\Delta \cos \theta = 0,02$,
- en angle hors-axe dans la gamme $[\delta_{id}^{min} - \delta_{id}^{max}]$ avec $\Delta \delta = 0,5^\circ$,
- en énergie reconstruite dans la gamme $[\tilde{E}_{ie}^{min} - \tilde{E}_{ie}^{max}]$ avec $\Delta \ln \tilde{E} = 0,25$
- et en efficacité optique dans la gamme $[\mu_{ir}^{min} - \mu_{ir}^{max}]$ avec $\Delta \mu = 0,1$.

Pour chaque intervalle prédéfini, les nombre de candidats γ , n et p observés respectivement dans les régions ON et OFF, sont comptés et l'excès observé de candidats γ peut s'écrire :

$$S_{\gamma, i_e, i_z, i_d, i_r}^{obs} = n_{i_e, i_z, i_d, i_r} - \alpha \times p_{i_e, i_z, i_d, i_r} \quad (6.15)$$

avec α le rapport des temps d'exposition entre les régions ON et OFF.

Le nombre attendu de photons γ dans l'intervalle $\Delta_{i_e, i_z, i_d, i_r}$ est ensuite calculé par l'intégrale suivante :

$$S_{i_e, i_z, i_d, i_r}^{th} = \tau_{ON} \int_{\tilde{E}_e^{min}}^{\tilde{E}_e^{max}} d\tilde{E} \int_0^\infty dE \times \left[\frac{dN}{dE} \right]^{th} \times A(E, \bar{\theta}_{i_z}, \delta_{i_d}, \mu_{i_r}) \times P(\bar{\theta}_{i_z}, \delta_{i_d}, \mu_{i_r}, E, \tilde{E}) \quad (6.16)$$

où $[dN/dE]^{th}$ est la forme supposée du spectre, $\bar{\theta}_{i_z}$ est l'angle zénithal moyen dans l'intervalle Δ_{i_z} , δ_{i_d} est l'angle hors-axe de l'intervalle Δ_{i_d} et μ_{i_r} est l'efficacité optique de l'intervalle Δ_{i_r} . A est l'acceptance pour les photons d'énergie vraie E et P est la probabilité de reconstruire un γ d'énergie vraie E à l'énergie \tilde{E} . τ_{ON} est le temps d'observation dans la région ON et \tilde{E}_e^{min} et \tilde{E}_e^{max} sont les bornes en énergie de l'intervalle Δ_{i_e} .

Une fonction de vraisemblance prenant en compte les probabilités poissonniennes d'obtention des nombres d'événements n_{i_e, i_z, i_d, i_r} et n_{i_e, i_z, i_d, i_r} peut alors être construite et maximisée pour obtenir les paramètres ajustés de la forme spectrale supposée. Une description précise de cette procédure est présentée dans Rolland (2005).

Pour chaque intervalle en énergie, les résidus peuvent être obtenus et permettent de s'assurer que l'ajustement est correct.

Les formes spectrales les plus couramment testées sont :

– la *loi de puissance* :

$$\frac{dN}{dE} = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad (6.17)$$

– la *loi de puissance avec coupure exponentielle* :

$$\frac{dN}{dE} = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \times e^{-E/E_c} \quad (6.18)$$

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

On peut comparer les ajustements pour déterminer la forme la plus probable entre deux hypothèses spectrales. Pour comparer deux hypothèses, notées respectivement H_1 et H_2 , on effectue la maximisation pour les deux formes et on calcule le rapport de vraisemblance $\lambda = -2 \ln \frac{L_{H_1}}{L_{H_2}}$, avec L_{H_1, H_2} les maximums de vraisemblance obtenus pour chaque forme. Ce rapport se comporte asymptotiquement comme un χ^2 à n degrés de liberté, n étant la différence du nombre de degrés de liberté entre les deux formes. Si λ est positif, l'hypothèse H_1 est la plus probable et si $n = 1$, la significativité est simplement $\sqrt{\lambda}$.

Courbes de lumière

L'une des méthodes pour suivre l'activité d'une source est de construire les courbes de lumière. Il s'agit du flux intégré au-delà d'une certaine énergie et pendant une certaine durée. Lorsque la source est très intense, un découpage temporel en minutes peut-être effectué. C'est notamment le cas lors de sursauts d'activité de certains noyaux actifs de galaxie.

La détermination des courbes de lumière repose sur une hypothèse de forme spectrale - déterminée au préalable par la méthode décrite ci-dessus - pour laquelle la maximisation de la fonction de vraisemblance est effectuée pour chaque intervalle temporel en laissant la normalisation du spectre libre et en fixant les autres paramètres (indice spectral,...) à leur valeur moyenne.

Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques ont été étudiées en détails par Rolland (2005). Elles représentent 20% pour la valeur du flux et $\pm 0,1$ pour la valeur de l'indice spectral. Les sources de ces erreurs sont notamment le bruit de fond de ciel, les variations des conditions atmosphériques, la distribution des observations en azimut et les variations des paramètres d'étalonnage du détecteur.

Troisième partie

Recherches systématiques de sources dans le plan Galactique

Chapitre 7

Exploration du plan Galactique avec H.E.S.S.

7.1	Stratégie(s) d’observation	122
7.2	Production de cartes sur le ciel	122
7.2.1	Cartes de significativité	123
7.2.1.1	Configurations	123
7.2.1.2	Gestion des régions d’exclusion	124
7.2.1.3	Cartes et distributions de significativité	126
7.2.2	Cartes et distributions des candidats normalisées par l’acceptance . . .	129
7.2.3	Cartes de flux et de seuil de détection	129
7.2.3.1	Application aux données du plan Galactique	135
7.3	Vers les plus basses énergies et un seuil de détection plus faible	137
7.3.1	Cartes et distributions	142
7.3.2	Améliorations et développements possibles	145
7.3.3	Apports et perspectives	146
7.4	Conclusions	147

Grâce à son grand champ de vue de 5° , à sa sensibilité et à sa résolution angulaire, mais également par sa situation géographique, H.E.S.S. a permis d’effectuer un relevé des régions internes du plan Galactique au TeV. Il fut le premier instrument capable de réaliser ces observations dans le domaine des très hautes énergies. Cette stratégie d’observation a été mise en place dès le début de l’exploitation des télescopes en 2004 et a permis d’ouvrir une nouvelle fenêtre de l’astronomie et de détecter un nombre conséquent de nouvelles sources dans cette gamme en énergie (voir section 3)¹.

¹Les deux-tiers des sources Galactiques au TeV ont été découvertes par H.E.S.S. Le catalogue TeVCat recense, au 1^{er} juillet 2011, 84 sources Galactiques dans cette gamme en énergie dont 57 découvertes par H.E.S.S.

7.1 Stratégie(s) d'observation

H.E.S.S. fonctionne en mode pointé, c'est-à-dire en pointant en direction d'une source (ou juste à côté pour le mode d'observation *wobble* exposé dans la section 6.2.3). Cependant il est possible d'utiliser le grand champ de vue (effectif) de 4° de l'instrument pour faire une recherche à l'aveugle de sources en effectuant des observations dans des directions régulièrement espacées. Cette stratégie est utilisée depuis le commencement des prises de données. À ces observations, s'ajoutent les observations dédiées prises en direction de sources d'intérêt. Mises à part quelques sources dont l'émission à très haute énergie était attendue - comme le centre Galactique ou le vestige de supernova RXJ 1713.7-3946 - les sources d'intérêt sont bien souvent identifiées d'abord grâce au relevé du plan Galactique et les observations dédiées sont prises par la suite. *C'est ainsi la méthode privilégiée pour la découverte de nouvelles sources au TeV.* De cette stratégie d'observation résulte toutefois une exposition fortement non uniforme sur le champ de vue comme le montrent les figures 7.1 et 7.2.

7.2 Production de cartes sur le ciel

Les cartes présentées dans ce chapitre utilisent les données disponibles depuis 2004 jusqu'en décembre 2010 et qui passent les critères de qualité exposés dans la section 6.1.2. Tous les runs pointant dans les intervalles $l \in [-120^\circ, +80^\circ]$ et $b \in [-5^\circ, 5^\circ]$ ont été sélectionnés et les cartes sont produites pour la même gamme en longitude mais avec $b \in [-3^\circ, +3^\circ]$. La taille des bins choisie est de $0,02^\circ \times 0,02^\circ$. Il est intéressant de noter que, depuis le premier relevé effectué par H.E.S.S. (Aharonian et collab., 2006g) pour la région la plus centrale du plan Galactique ($l \in [-30^\circ, +30^\circ]$), la gamme en longitude a été considérablement étendue (Hoppe, 2008; Chaves et H. E. S. S. Collaboration, 2009). Le lot de données utilisé comporte ainsi 4820 runs, correspondant à ~ 2300 heures d'observation réparties de manière non uniforme avec une exposition moyenne de ~ 20 heures (voir figures 7.1, 7.2 et 7.3). Les données prises en 2010 ainsi que celles planifiées en 2011 visent d'une part à homogénéiser l'exposition et d'autre part à l'approfondir dans la région $l \in [-92^\circ, -78^\circ]$.

Les conditions d'observation (angle zénithal, angle hors-axe et efficacité optique) sont connues pour chaque run d'observation et peuvent être reconstruites pour chaque position sur le ciel. Des cartes de ces conditions d'observation peuvent alors être calculées en moyennant les valeurs des différentes observables en les pondérant de l'acceptance relative par rapport au centre du champ de vue. Ces cartes sont présentées sur les figures 7.4, 7.7 et 7.9 et les valeurs moyennes en fonction de la longitude sont présentées sur les figures 7.5, 7.8 et 7.10. Les valeurs moyennes sur toute la carte sont quant à elles résumées dans le tableau 7.1.

Les performances instrumentales sont d'autant meilleures que les observations sont conduites proche du zénith. Cependant, les valeurs des angles zénithaux accessibles dépendent de la position dans le ciel et influent principalement sur le seuil en énergie de l'analyse comme cela sera montré dans la section 7.3.

La carte des angles hors-axes est directement reliée à la stratégie d'observation, en effet, les observations en mode "scan" sont conduites dans trois bandes en latitude, avec des observations centrées en $b = -1^\circ, 0^\circ, +1^\circ$ et espacées de $\sim 0.7^\circ$ en longitude. Depuis 2006, lorsqu'il a été établi que la majorité des sources de photons γ de très haute énergie était distribuée le long

Observable	Valeur moyenne / RMS
Angle zénithal (deg)	33.99/12.18
Angle hors-axe (deg)	2.05/0.72
Efficacité optique	0.63/0.03

T . 7.1 – Valeurs moyenne et RMS des différents paramètres de condition de pointé pour les 4820 runs d’observation en direction des régions internes du plan Galactique obtenues entre début 2004 et fin 2010.

du plan Galactique, les observations dans ce mode sont conduites avec des pointés centrés en $b = \pm 0, 7^\circ$. La valeurs moyenne des angles hors-axe est ainsi plus faible autour du plan ce qui conduit à des observations de meilleure qualité et une meilleure sensibilité pour cette valeur de latitude.

L’efficacité optique, quant à elle, est sensible au vieillissement du détecteur. Elle reflète l’état des télescopes au moment de l’observation et n’est pas dépendante d’une position particulière sur le ciel. La valeur indiquée dans les cartes et qui est en général utilisée est l’efficacité optique par rapport à l’efficacité optique optimale égale à 11%. Une valeur de 70% correspond ainsi à 7,7% d’efficacité optique globale.

7.2.1 Cartes de significativité

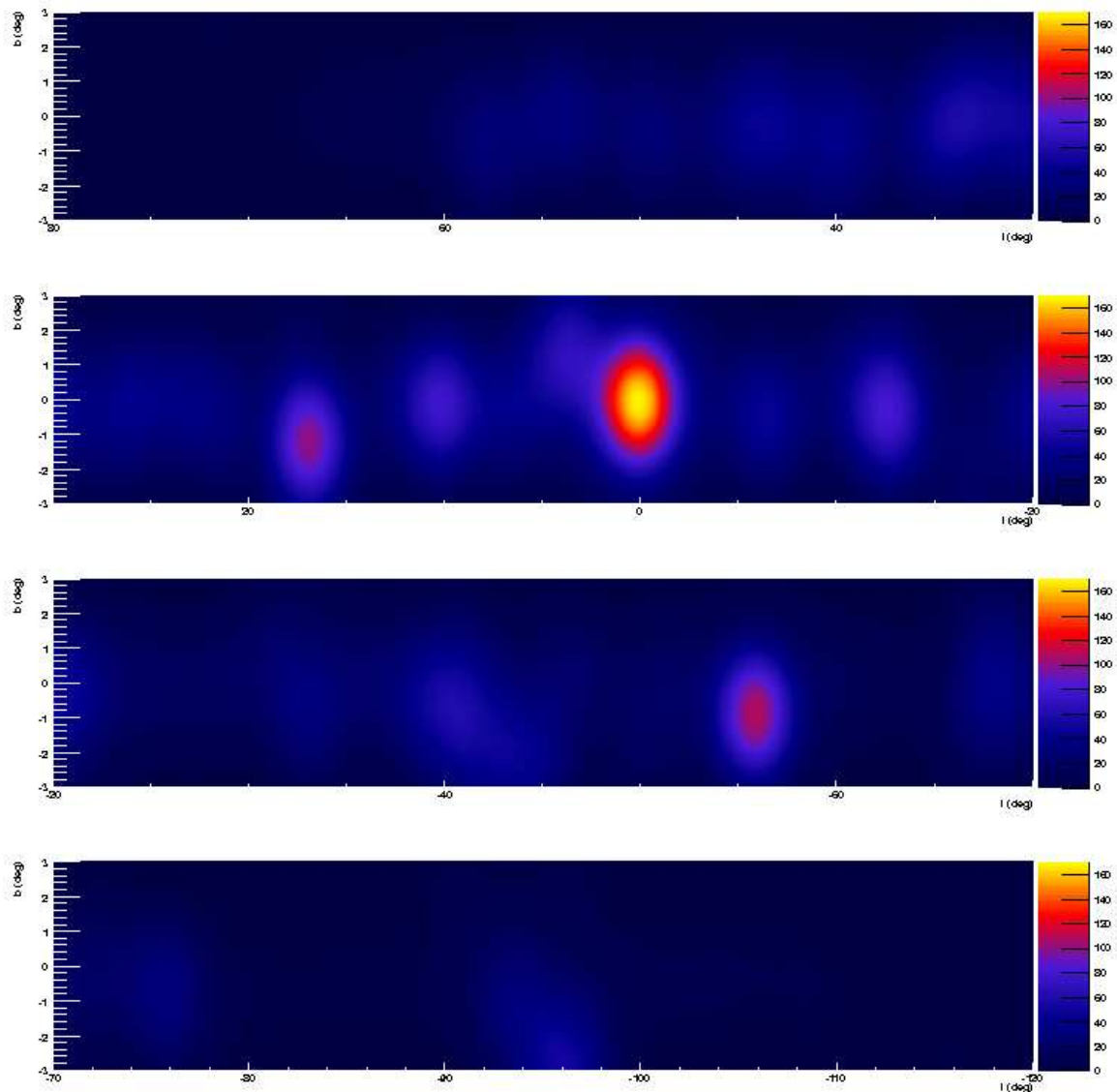
Les cartes de significativité sont déterminées à partir des cartes d’excès obtenues par la méthode de l’anneau complet, décrite dans la section 6.2. De manière à avoir suffisamment d’événements de fond disponibles pour calculer cette significativité, même proche de régions d’exclusions étendues, l’anneau choisi possède une taille suffisamment grande : son rayon interne est de $0, 6^\circ$ et son rayon externe est de $1, 2^\circ$.

La carte de significativité de la région interne du plan Galactique la plus récemment publiée par la collaboration H.E.S.S. (Gast et collab., 2011), utilise l’analyse par la méthode des moments de Hillas et des arbres de décision pour discriminer entre photons γ et hadrons et pour reconstruire les paramètres physiques de ces particules primaires (Ohm et collab., 2009b). La charge minimale requise par image de gerbe dans chaque caméra est de 160 photoélectrons, résultant en un seuil de l’ordre de 500 GeV.

7.2.1.1 Configurations

La méthode par modèle semi-analytique utilisée dans ce manuscrit ne nécessite pas de nettoyage des images avant l’ajustement. Il est ainsi possible d’imposer une coupure moins dure sur la charge contenue dans les images de gerbes. C’est pourquoi les configurations standard de cette méthode d’analyse possèdent des seuils en charge inférieurs à la valeur utilisée par la méthode des moments de Hillas (voir section 6.1.4). La configuration *Faint* pour laquelle le seuil en charge est de 120 photoélectrons est celle qui correspond le mieux à ce qui a été utilisé pour produire la carte publiée dans Gast et collab. (2011). Les cartes présentées dans la suite ont été produites avec cette configuration et ont servi de contre-vérification pour la carte publiée.

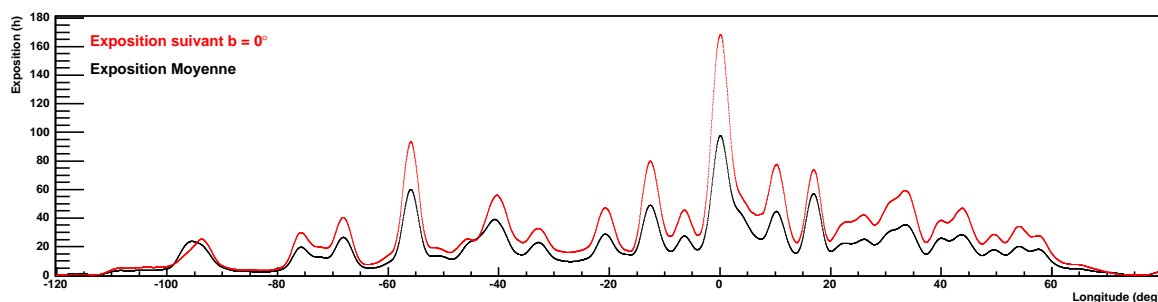
Par ailleurs, la significativité est évaluée en chaque position en sommant les événements tombant dans un rayon de $0, 1^\circ$ ou $0, 22^\circ$ degré autour de cette position. Ces valeurs sont adaptées respectivement à la recherche de sources ponctuelles ou étendues.



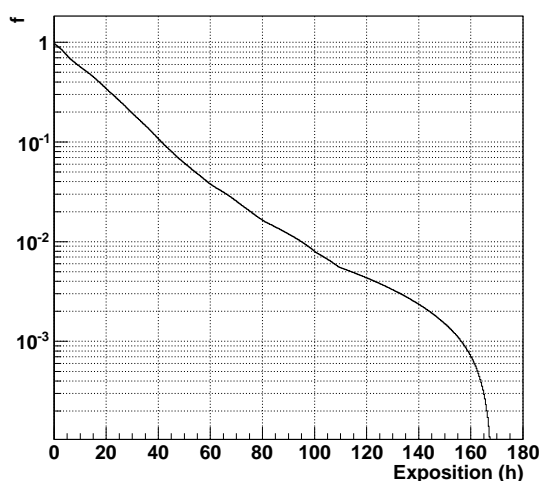
F . 7.1 – Carte de l'exposition en heures, produite en sommant, pour chaque position de la carte, les temps d'observation de chaque run et en tenant compte de la décroissance de l'acceptance en fonction de la distance au centre de la caméra.

7.2.1.2 Gestion des régions d'exclusion

L'estimation du bruit de fond résiduel, et donc la gestion des régions d'exclusion, est une étape délicate de l'analyse. Si des régions contenant du signal sont mal exclues, le calcul de l'excès par la méthode de l'anneau conduit à une surestimation du niveau du fond, ce qui amène, autour de ces régions, à une sous-estimation de l'excès. Cela a pour conséquence de sous-estimer les valeurs de significativité. La figure 7.11 présente une carte de significativité pour laquelle la taille des régions d'exclusion a été volontairement réduite et autour des sources brillantes, notamment pour la région notée R9, il apparaît un anneau de significativité sous-estimée. Une manière de détecter ou contrôler ce genre de problème est de regarder la distribution des valeurs



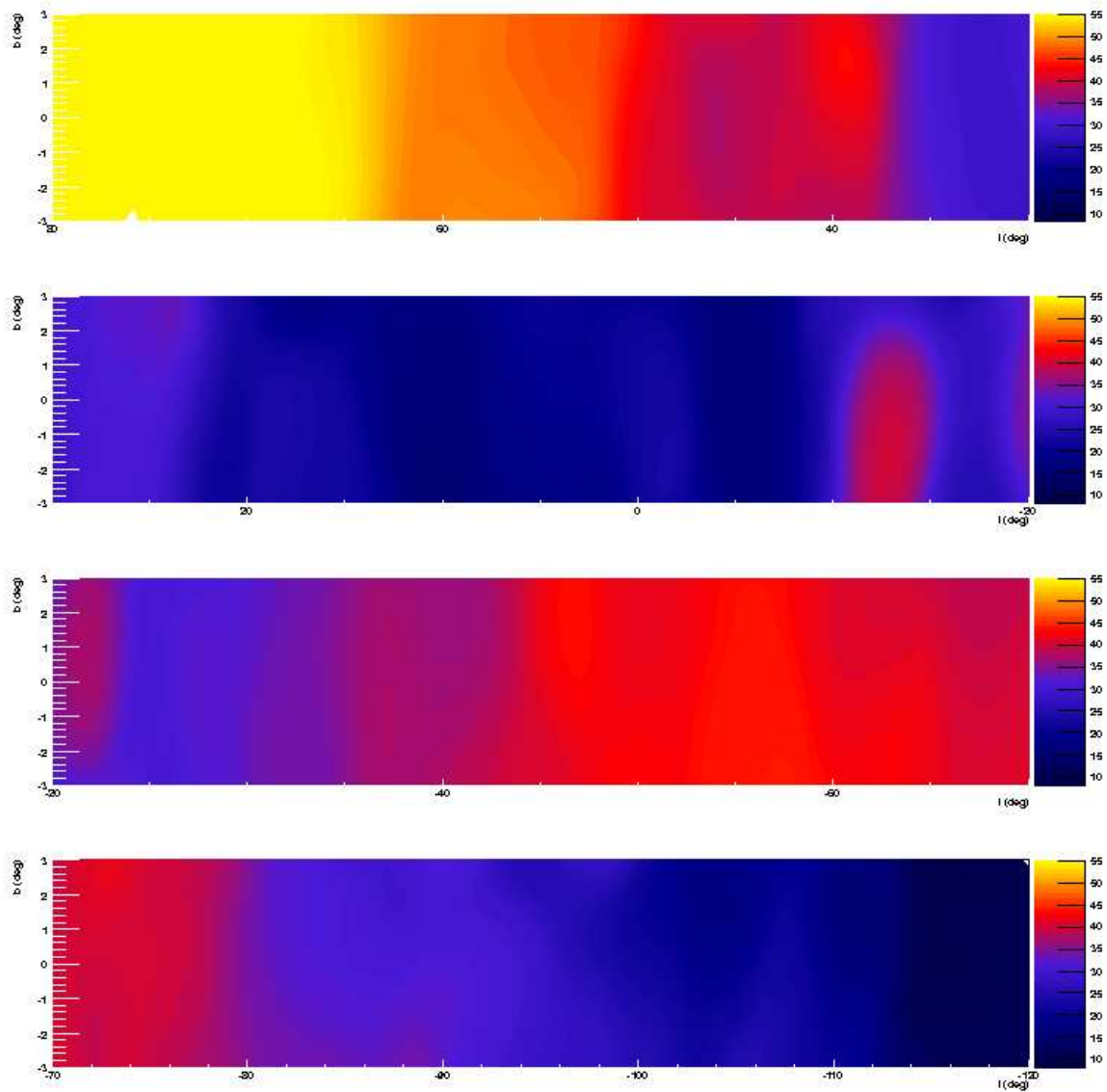
F . 7.2 – Projection de l'exposition (en heures) suivant $b = 0^\circ$ (en rouge) et moyennée sur toutes les latitudes (en noir) en fonction de la longitude. La valeur moyenne est de 19,83 heures mais certaines positions, avec plus de 160 heures ont été intensivement étudiées.



F . 7.3 – Fraction f de la zone du plan Galactique considérée dont l'exposition (en heures) est supérieure à un certain seuil, en fonction de ce seuil. On observe ainsi que seule la moitié du ciel a reçu une exposition supérieure à ~ 13 heures et au-delà de ~ 40 heures, la fraction devient inférieure à 10%. Cette courbe à été obtenue à partir de la carte présentée à la figure 7.1.

de significativité obtenues en dehors des régions exclues sur l'ensemble de la carte. Si des régions sont mal exclues, la distribution ne suit plus une distribution normale de moyenne nulle et d'écart-type 1 comme attendu.

Les régions d'exclusion sont remplies à la main, dans une base de données, et chargées en début d'analyse. Ce remplissage est un processus à la fois itératif et évolutif, les régions étant ajoutées au fur et à mesure que la sensibilité augmente et que de nouvelles sources sont découvertes. La sensibilité augmente d'abord du fait de l'exposition plus importante au cours du temps mais également en utilisant des méthodes d'analyse elles-mêmes plus sensibles. J'ai pris en charge cette tâche durant ma thèse pour la région du plan Galactique. La figure 7.13 présente la carte des régions exclues utilisée pour les analyses présentées dans ce chapitre superposée à

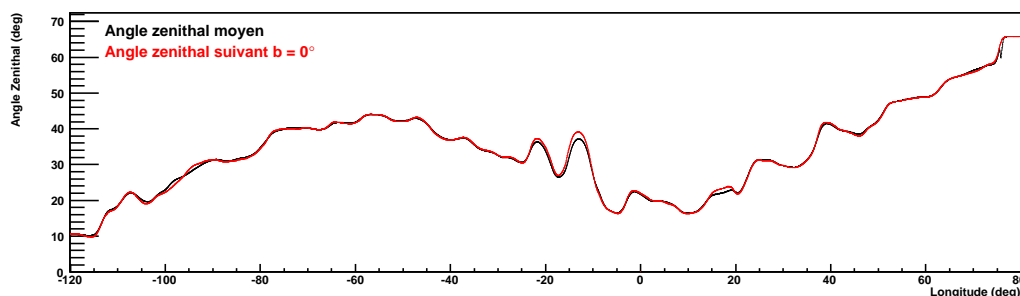


F . 7.4 – Carte de l’angle zénithal moyen des observations.

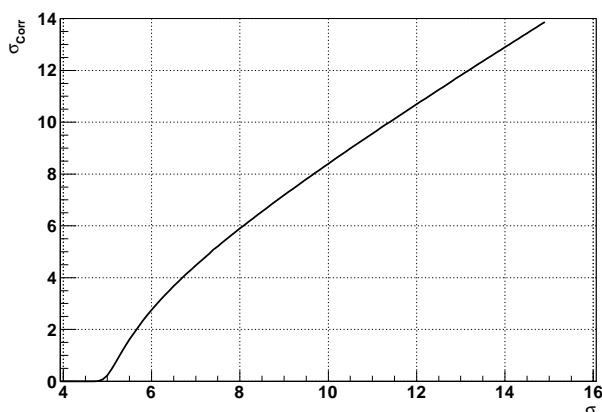
la carte de significativité obtenue avec la configuration *Faint* (voir section suivante).

7.2.1.3 Cartes et distributions de significativité

La figure 7.12 présente la carte de significativité obtenue pour l’hypothèse de sources étendues et la figure 7.14 de droite présente la distribution des valeurs de significativité en dehors des régions d’exclusion. Cette distribution est bien ajustée par une gaussienne de moyenne $-0,120 \pm 0,001$ et d’écart-type $1,099 \pm 0,001$, en accord avec une absence de signal pour ces régions. Il est à noter que les erreurs sont sous-estimées en raison des corrélations entre les pixels. Ces valeurs montrent que les régions contenant du signal sont bien exclues d’une part et que l’instrument et le fond sont bien compris d’autre part. De la même manière, la distribution des valeurs de significativité en dehors des régions d’exclusion pour une hypothèse de sources



F . 7.5 – Projection de l'angle zénithal suivant $b = 0^\circ$ (en rouge) et moyenné sur toutes les latitudes (en noir) en fonction de la longitude.



F . 7.6 – Significativité corrigée du nombre d'essai en fonction de la significativité pour un nombre d'essais égal à 3×10^6 .

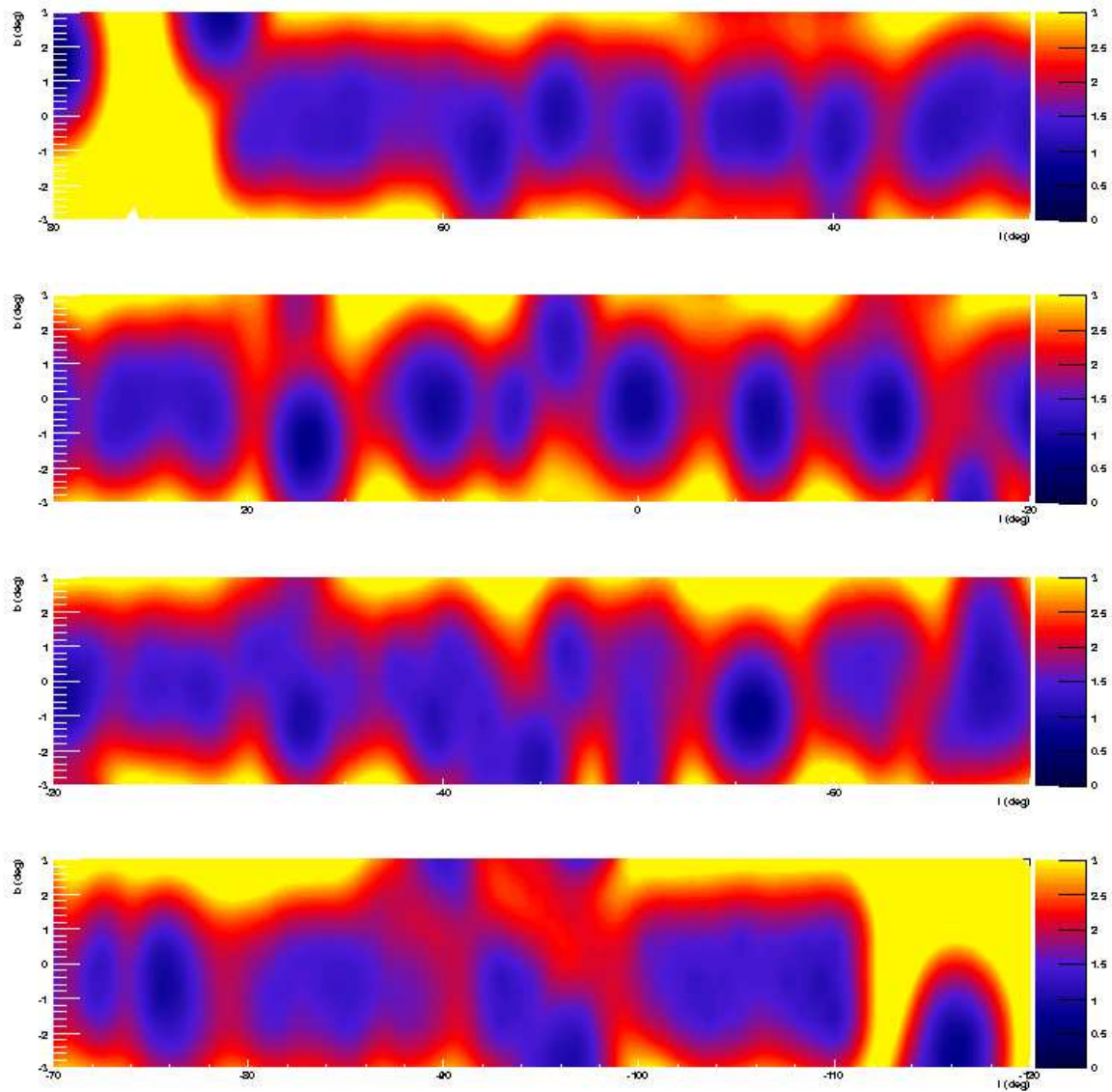
ponctuelles présentée sur la figure 7.14 de gauche est bien ajustée par une gaussienne de valeur moyenne $-0,063 \pm 0,001$ et d'écart-type $1,032 \pm 0,001$.

Correction du nombre d'essais

La significativité σ_p obtenue en chaque position du ciel correspond à la probabilité P que le signal observé ne soit pas du à une fluctuation statistique positive du fond. Cependant la probabilité d'observer une significativité supérieure à un certain seuil dans les cartes augmente avec le nombre de positions indépendamment testées sur le ciel. Il faut donc corriger la probabilité P du nombre d'essais statistiques N . La probabilité de ne pas atteindre la significativité correspondant à la probabilité P pour N essais peut s'écrire :

$$1 - P_N = (1 - P)^N \quad (7.1)$$

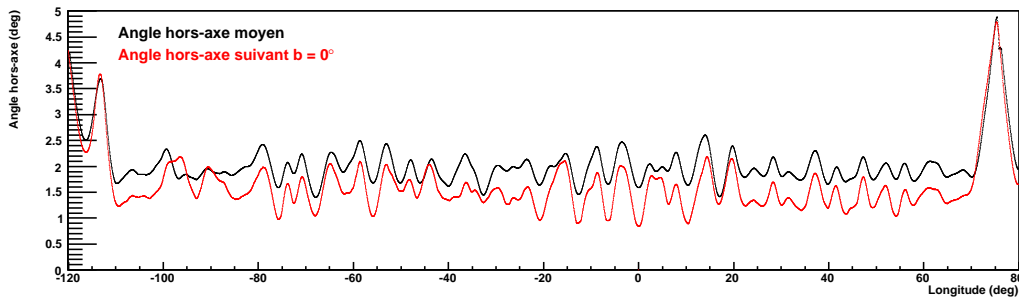
Dès lors, la probabilité P_N de trouver, par chance, une significativité σ_p à n'importe quelle position du ciel est :



F . 7.7 – Carte de l’angle hors-axe moyen des observations.

$$P_N = 1 - (1 - P)^N \quad (7.2)$$

Cette probabilité correspond à la significativité corrigée du nombre d’essais N . Une approximation conservatrice est de prendre comme nombre d’essai le nombre de pixels de la carte qui est ici égal à 3×10^6 pixels. Ce nombre est clairement surévalué car la technique de l’anneau complet utilisée pour évaluer la significativité résulte en une forte corrélation entre les pixels voisins. Lors du premier relevé du plan Galactique avec H.E.S.S. (Aharonian et collab., 2006g), la significativité minimale pour pouvoir déclarer une source était fixée à 4 après correction du nombre d’essais. Pour avoir une significativité supérieure à 4 écarts standards après correction du nombre d’essais considéré ici, il faut ainsi une significativité de 6,7 écarts standards (voir figure 7.6).



F . 7.8 – Projection de l'angle hors-axe suivant $b = 0^\circ$ (en rouge) et moyenné sur toutes les latitudes (en noir) en fonction de la longitude.

Le nombre d'essai pourrait cependant être estimé plus précisément à partir de simulations en tirant pour chaque pixel de la carte un nombre de candidats γ fluctuant selon une loi de Poisson autour de la valeur attendue estimée à partir de l'acceptance.

7.2.2 Cartes et distributions des candidats normalisées par l'acceptance

Le calcul des cartes (et des distributions) des candidats normalisées par l'acceptance permet de s'assurer que l'estimation et la compréhension du fond est correcte. Ces cartes sont remplies avec le nombre d'événements dans chaque bin divisé par l'acceptance dans ce bin qui correspond au nombre d'événements de fond attendus et multiplié par l'acceptance moyenne sur toute la carte. De telles cartes peuvent être calculées aussi bien pour les candidats γ que pour les candidats hadrons. On compare donc le nombre de candidats observés au nombre de candidats attendus. Pour les candidats γ , les distributions des valeurs obtenues sur les cartes sont remplies pour les régions non exclues tandis que pour les candidats hadrons, toutes les positions de la carte sont utilisées pour construire la distribution.

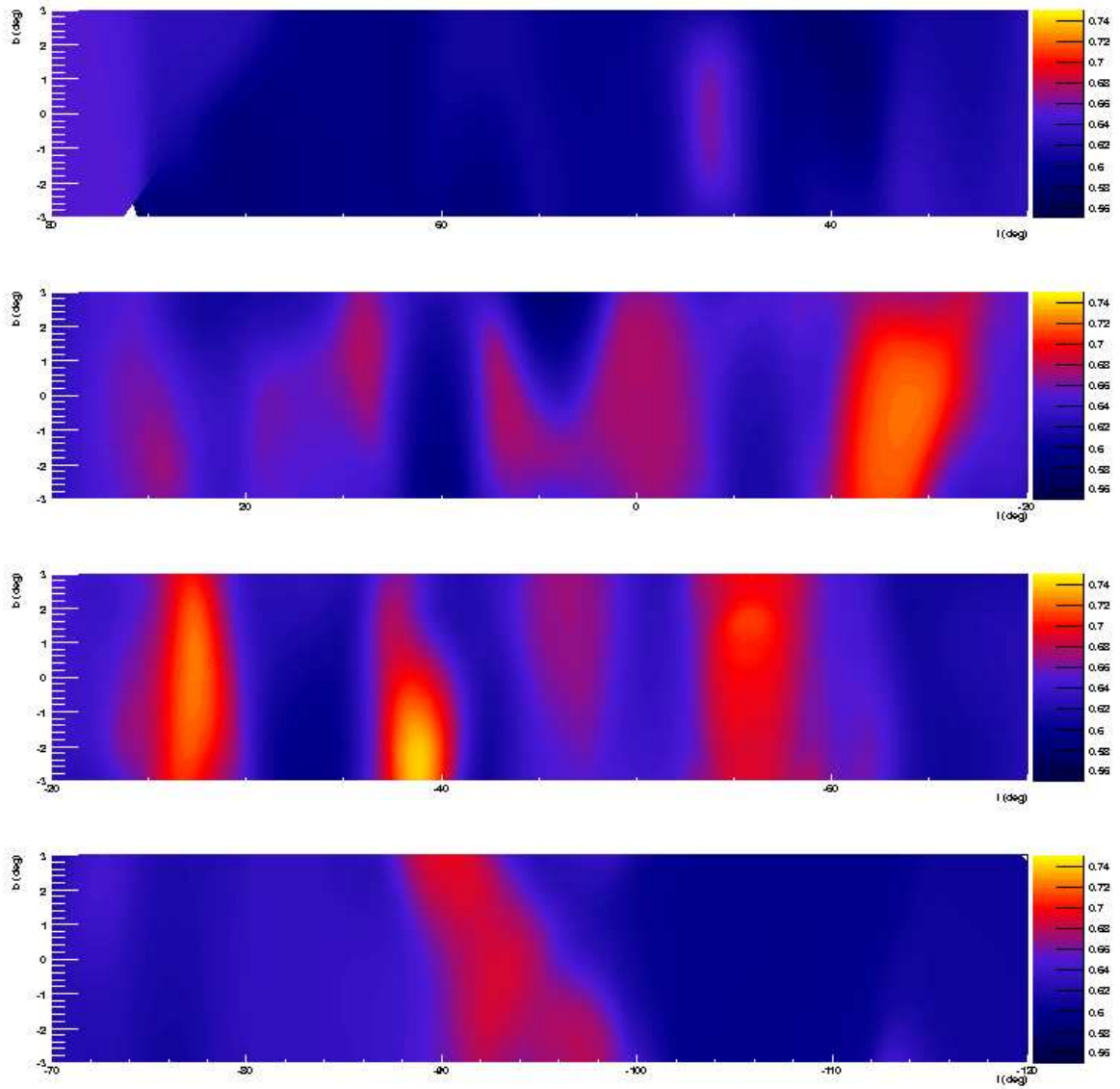
Les distributions sont bien centrées sur 1 et possèdent des largeurs respectivement de 4,43% et 1,38% pour les candidats γ et les candidats hadrons, dominées par les fluctuations statistiques. Par ailleurs, les cartes ainsi calculées ne présentent pas de gradients. Ces valeurs montrent que notre compréhension du fond et du détecteur est très correcte.

7.2.3 Cartes de flux et de seuil de détection

De manière à convertir les cartes d'excès en cartes de flux, il est nécessaire de prendre en compte l'acceptance intégrée du détecteur sur le champ de vue. Cette dernière est calculée à partir de simulations sous une hypothèse de forme spectrale et permet de calculer pour un flux donné le nombre de photons γ attendu.

Acceptance intégrée

Pour une forme spectrale donnée, l'excès de candidats γ attendu dans un bin du ciel peut s'exprimer de la manière suivante :



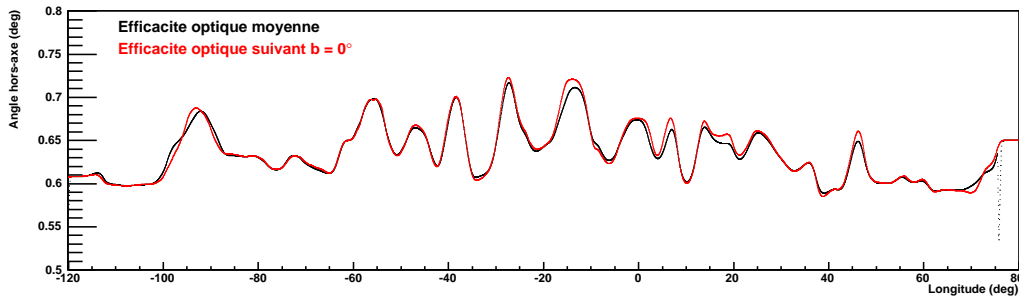
F . 7.9 – Carte de l'efficacité optique moyenne des observations.

$$n_{\gamma} = \int \int_{E_{th}} \mathcal{A}(E_t, \theta, \phi) \frac{d\Phi}{dE_t}(E_t) dE_t dt \quad (7.3)$$

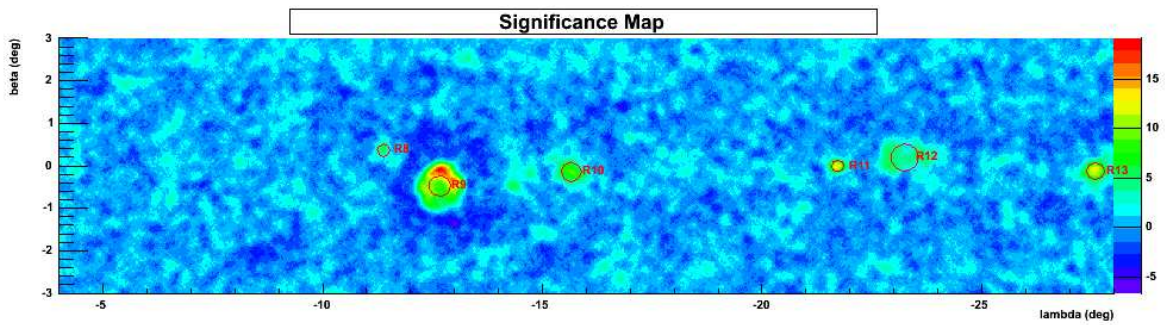
où :

- E_t est l'énergie vraie,
- E_{th} est l'énergie de seuil (qui dépend des conditions de pointé de chaque run),
- $\mathcal{A}(E_t)$ est l'acceptance aux photons γ , qui dépend en particulier de l'angle zénithal θ et de l'angle hors-axe ϕ ;
- $\frac{d\Phi}{dE_t}$ est le flux différentiel de la source ;
- t est le temps.

Pour une simulation d'une source ponctuelle suivant un spectre en loi de puissance d'indice



F . 7.10 – Projection de l'efficacité optique suivant $b = 0^\circ$ (en rouge) et moyennée sur toutes les latitudes (en noir) en fonction de la longitude.



F . 7.11 – Carte de significativité calculée avec des tailles de régions d'exclusion volontairement sous-estimées. La significativité est clairement sous-estimée autour des sources brillantes, l'effet est particulièrement visible pour la région notée R9.

spectral Γ avec un flux différentiel à 1 TeV égal à ϕ_0 , correspondant à un temps d'observation t_0 , le nombre d'événements attendus dans les coupures est alors :

$$n_{cut} = \phi_0 \int \mathcal{A}(E_t, \theta, \phi) \left(\frac{E_t}{E_0} \right)^{-\Gamma} dE_t \times t_0 \quad (7.4)$$

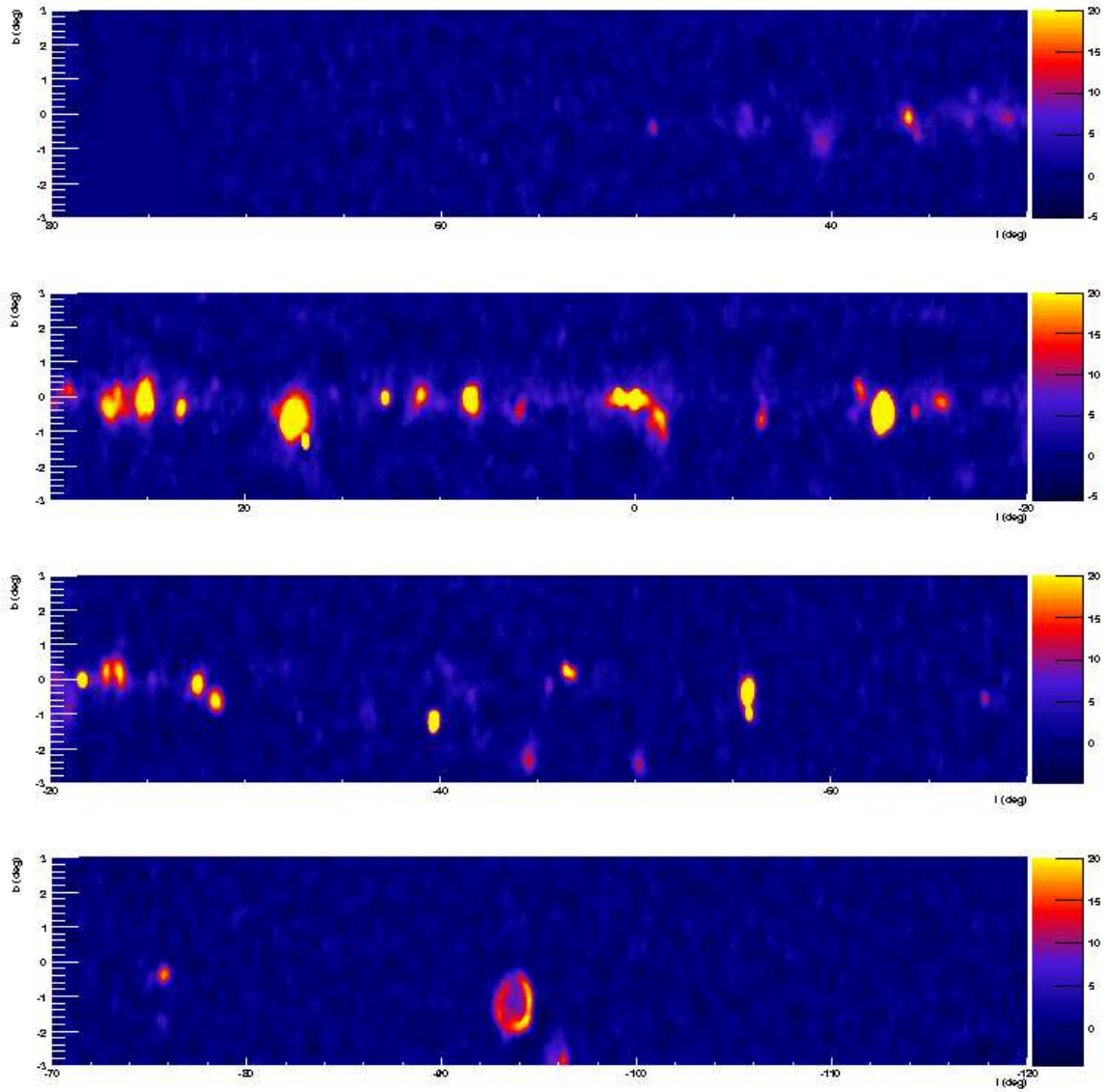
Le nombre de photons γ simulés peut être calculé de la même manière. En notant R le rayon de la simulation :

$$n_{sim} = \phi_0 \times \pi R^2 \int_{E_1}^{E_2} \left(\frac{E_t}{E_0} \right)^{-\Gamma} dE_t \times t_0 = \frac{\phi_0 E_0 \pi R^2}{1 - \Gamma} \left[\left(\frac{E_2}{E_0} \right)^{1-\Gamma} - \left(\frac{E_1}{E_0} \right)^{1-\Gamma} \right] \times t_0 \quad (7.5)$$

L'aire effective moyenne, obtenue par la simulation est alors :

$$\Sigma = \frac{n_{cut}}{n_{sim}} \times \pi R^2 = \frac{\int \mathcal{A}(E_t, \theta, \phi) \frac{d\Phi}{dE_t}(E_t) dE_t}{\int \frac{d\Phi}{dE_t}(E_t) dE_t} \quad (7.6)$$

L'acceptance intégrée (qui s'exprime en $m^2 \text{TeV}$) est définie de sorte que le flux différentiel ϕ puisse être obtenu à partir de l'excès de candidats γ , de l'acceptance intégrée en question et



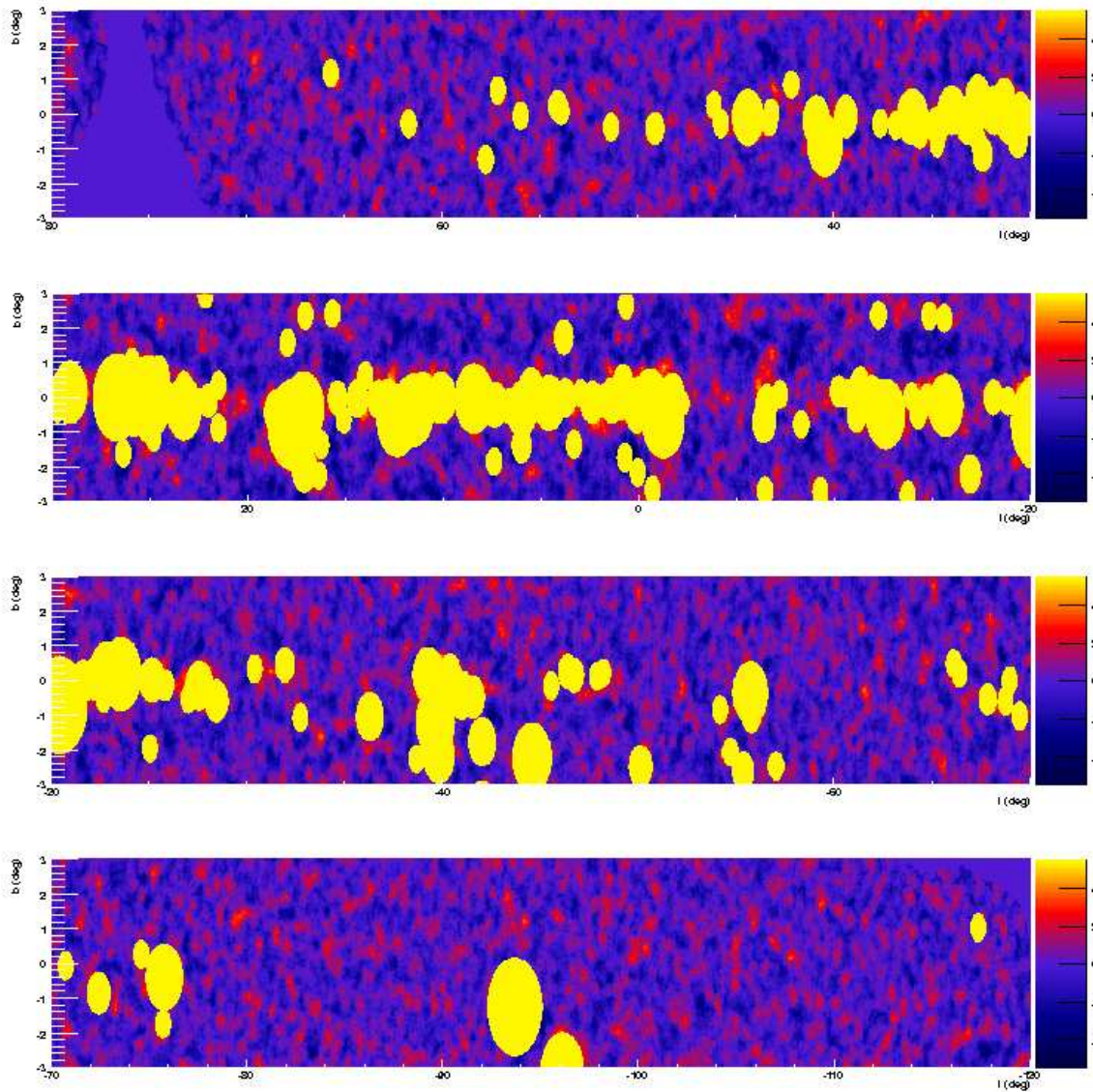
F . 7.12 – Carte de significativité (calculée par la méthode de Li et Ma (1983)) obtenue avec la configuration Faint et un rayon d'intégration de $0,22^\circ$ adapté pour la recherche de sources étendues. L'échelle de couleur, représentant la significativité, a été limitée à 20 déviations standard.

du temps d'observation :

$$n_\gamma = \phi \times \mathcal{A}_{int} \times \Delta t \quad \longrightarrow \quad \mathcal{A}_{int} = \frac{n_\gamma}{\phi \times \Delta t} \quad (7.7)$$

Pour $\phi \times \Delta t = \phi_0 \times t_0$ on doit obtenir $n_\gamma = n_{cut}$. L'acceptance intégrée est alors, pour chaque simulation :

$$\mathcal{A}_{int} = \frac{n_{cut}}{\phi_0 \times t_0} = \frac{n_{cut}}{n_{sim}} \times \frac{E_0 \pi R^2}{1 - \Gamma} \left[\left(\frac{E_2}{E_0} \right)^{1-\Gamma} - \left(\frac{E_1}{E_0} \right)^{1-\Gamma} \right] \quad (7.8)$$



F . 7.13 – Carte de significativité obtenue par la configuration Faint et un rayon d'intégration de $0,22^\circ$, identique à celle présentée sur la figure 7.12, avec les régions d'exclusion représentées en jaune. La significativité en dehors de ces régions est compatible avec du bruit.

En combinant avec l'aire effective moyenne, on obtient :

$$\mathcal{A}_{int} = \Sigma \frac{E_0}{1-\Gamma} \left[\left(\frac{E_2}{E_0} \right)^{1-\Gamma} - \left(\frac{E_1}{E_0} \right)^{1-\Gamma} \right] \quad (7.9)$$

L'acceptance intégrée est calculée à partir de simulations et tabulée pour des spectres en loi de puissance, pour différents angles zénithaux, angles hors-axe, indices spectraux et efficacités optiques.

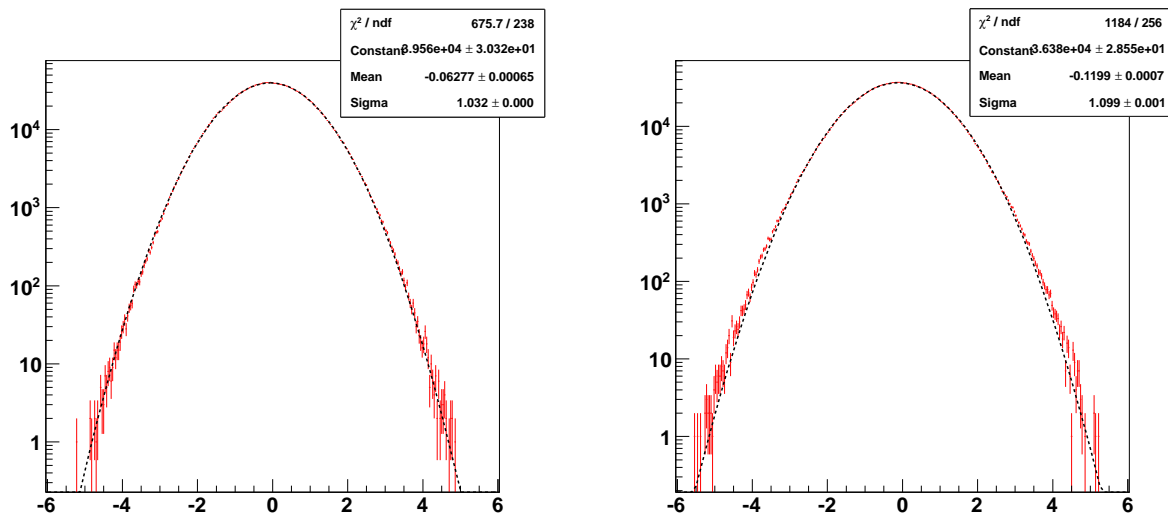


FIG. 7.14 – Distributions des valeurs de significativité (Li et Ma, 1983) obtenues avec la configuration Faint, en dehors des régions d'exclusion pour un rayon d'intégration de $0, 1^\circ$ (à gauche) et de $0, 22^\circ$ (à droite). Les ajustements par des gaussiennes en traits pointillés noirs sont discutés dans le texte.

Carte d'exposition intégrée

Une fois les *acceptances intégrées* obtenues pour différentes valeurs d'angle zénithal, angle hors-axe et efficacité optique, une carte d'*exposition intégrée* (exprimée en m^2TeV s) peut être obtenue en sommant les contributions de chaque run multipliées par le temps d'observation correspondant :

$$\mathcal{E}_{\text{int}}(x, y) = \sum_i \mathcal{A}_{\text{int}}(\theta_i, \phi_i(x, y), \Gamma) \times \Delta t_i \quad (7.10)$$

Calcul des cartes de flux

Les cartes en flux différentiel à 1 TeV peuvent être obtenues simplement en divisant la carte d'excès par la carte d'exposition intégrée. On obtient alors une carte dont les valeurs sont exprimées en flux différentiel à 1 TeV (en unités de $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1}$)

Calcul des cartes de seuil de détection

Pour calculer les cartes de seuil de détection, il faut tout d'abord estimer le nombre de candidats γ nécessaires pour atteindre une significativité fixée étant donné le nombre d'événements de fond observé. En divisant ce nombre par la carte d'*exposition intégrée*, on obtient alors une *carte de seuil de détection*. Les valeurs dans cette carte représentent, en chaque point du ciel, le flux différentiel à 1 TeV minimal nécessaire pour obtenir une détection avec une significativité fixée pour une certaine hypothèse de forme spectrale compte tenu du fond mesuré.

Test de la méthode en direction du centre Galactique

Pour vérifier que cette méthode de détermination des cartes de seuil de détection est correcte, il est possible de comparer le flux minimal détectable pour une significativité de 5σ avec le flux publié en direction du centre Galactique dans (Aharonian et collab., 2004b). Le spectre supposé pour le calcul de la carte de seuil de détection est une loi de puissance d'indice 2, 2. Sous cette hypothèse, et étant donné le niveau de fond observé dans les données, un nombre de photons γ $n_{\gamma,5\sigma} \simeq 245$ est nécessaire pour détecter une source à 5σ dans cette direction. Par ailleurs, la valeur au centre Galactique de la carte de seuil de détection correspond à un flux différentiel (en pourcent du Crabe) à un 1 TeV de $\phi_S = 0.24\%$.

Les observations en direction du centre Galactique résultent en une détection à $\simeq 100\sigma$, avec un flux différentiel à 1 TeV (en pourcent du Crabe) pour un spectre en loi de puissance d'indice $2, 2 \pm 0,09$ de $\phi_{Det} = 7.25\%$. Cela correspond à un excès de $n_{\gamma,Det} \simeq 6325\gamma$.

Dès lors, si le calcul du seuil de détection est correct, le produit

$$\zeta = \phi_{Det} \times \frac{n_{\gamma,5\sigma}}{n_{\gamma,Det}} \quad (7.11)$$

doit avoir une valeur proche de ϕ_S . La valeur obtenue est $\zeta = 0.28\%$. Cette valeur est proche de la valeur attendue ($(\zeta - \phi_S)/\phi_S = 0.167$), validant ainsi la méthode.

7.2.3.1 Application aux données du plan Galactique

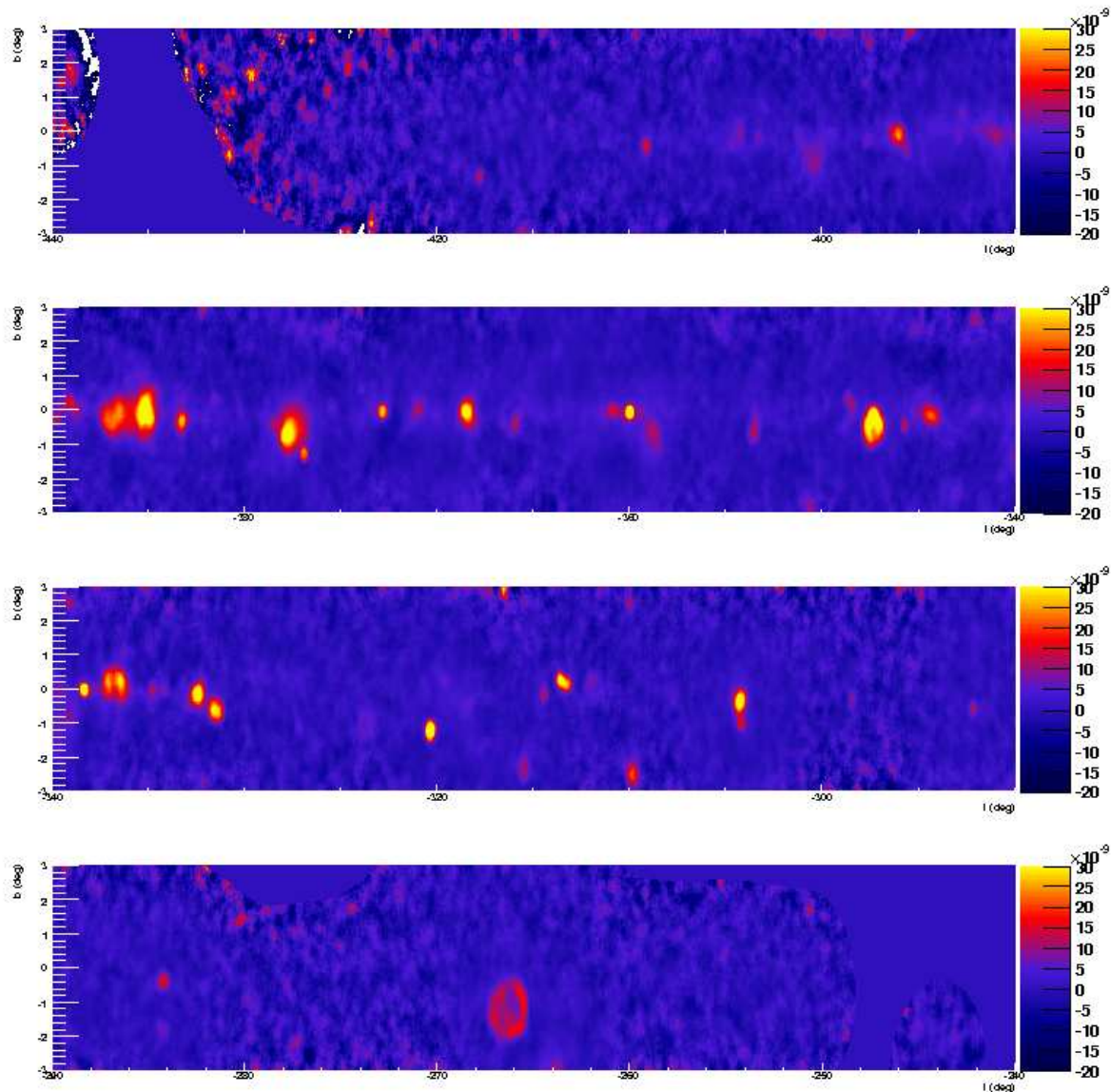
Dans cette section, les méthodes présentées précédemment sont appliquées aux données du plan Galactique.

Cartes de flux

La figure 7.15 présente la carte en flux obtenue sous l'hypothèse d'un spectre en loi de puissance d'indice 2, 5 (valeur utilisée dans les différentes publications de la collaboration H.E.S.S. sur le relevé du plan Galactique) et pour une hypothèse de source étendue (avec un rayon d'intégration de $0, 22^\circ$). Pour le calcul de cette carte, seuls les bins ayant reçu une exposition supérieure à 1 heure ont été remplis. Les cartes en flux sont utiles par exemple pour la comparaison des sources car elles corrigent des effets de l'exposition fortement non-homogène en ne représentant pas l'excès de photons mais le flux intrinsèque des sources. La figure 7.16 présente un exemple d'une région pour laquelle des sources peu visibles (à gauche de la carte) par rapport à une source voisine (à droite de la carte) dans la carte d'excès apparaissent bien plus visibles dans la carte en flux.

Cartes de seuil de détection

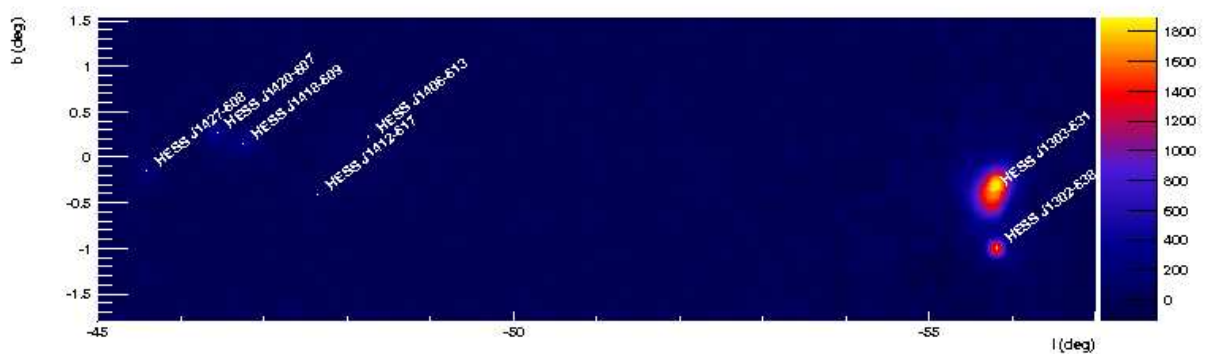
La carte de seuil de détection présentée sur la figure 7.19 a été calculée sous l'hypothèse d'un spectre en loi de puissance d'indice 2, 5 et avec un rayon d'intégration de $0, 22^\circ$. Cette carte a été calculée à partir de la carte d'exposition intégrée présentée sur la figure 7.18 et du nombre de photons nécessaires pour une détection avec un seuil de $6, 7\sigma$, dont la carte est présentée sur la figure 7.17. Cette carte est normalisée au flux différentiel de la nébuleuse du Crabe à 1 TeV ($\phi_0(1 \text{ TeV}) = 3.45 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$). La carte présente ainsi le seuil de détection en pourcentage du flux différentiel du Crabe à 1 TeV.



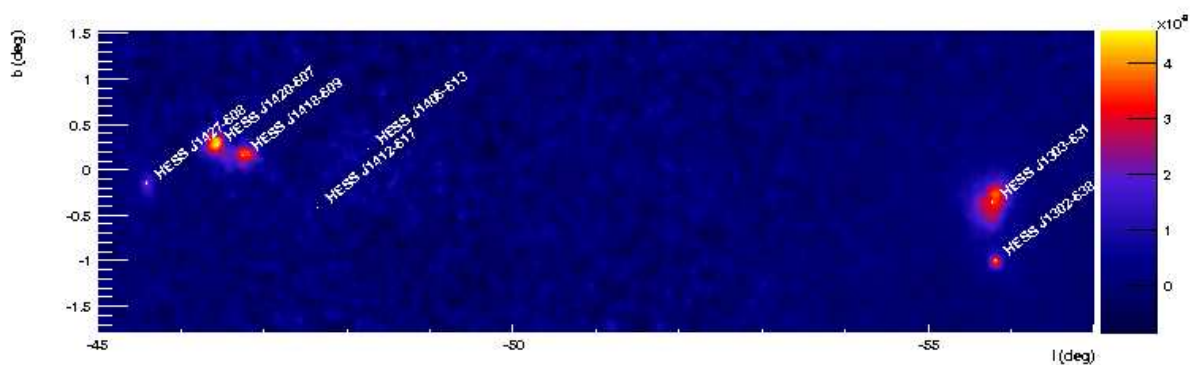
F . 7.15 – Carte de flux obtenue avec la configuration Faint, pour un rayon d'intégration de $0,22^\circ$ et un spectre en loi de puissance d'indice $\Gamma = 2,5$. Les valeurs sont exprimées en $\text{m}^{-2}\text{TeV}^{-1}\text{s}^{-1}$.

La figure 7.20 montre le seuil de détection en fonction de la longitude pour différentes valeurs de latitude tandis que la figure 7.21 présente le seuil de détection en fonction de la longitude pour la même latitude mais pour différents indices spectraux. Enfin, la figure 7.22 présente le seuil de détection en fonction de la longitude, sous l'hypothèse de source ponctuelle et de source étendue. Le seuil de détection est plus faible d'un facteur ~ 2 pour l'hypothèse de sources ponctuelles.

Les flux détectables avec une significativité de $6,7\sigma$ sont sur la majeure partie du plan Galactique inférieurs à 4-5% du flux différentiel de la nébuleuse du Crabe à 1 TeV et pour l'hypothèse de source ponctuelle, le flux détectable est même, dans les régions les plus centrales, inférieur à 1% du flux différentiel de la nébuleuse du Crabe à 1 TeV.



(a) Carte d'excès

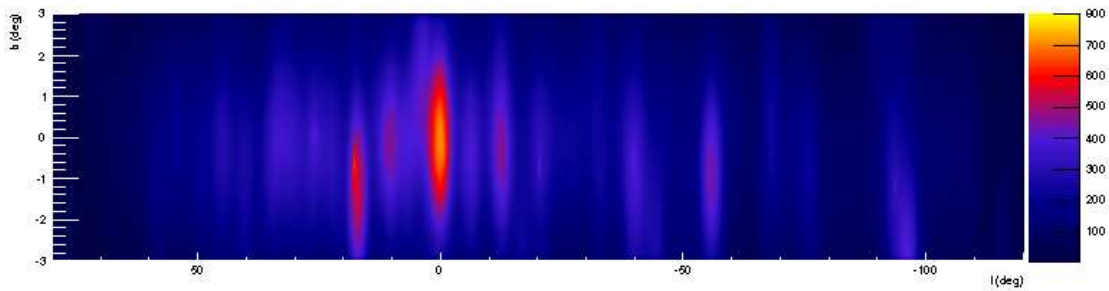


(b) Carte en flux

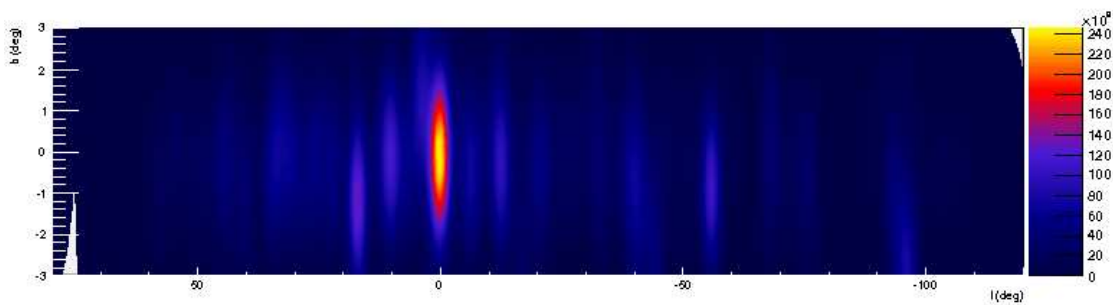
F . 7.16 – Carte d'excès (en haut) et carte en flux (en bas), obtenues pour la même région. Sur la carte d'excès, les sources H.E.S.S. à gauche de l'image ne sont pratiquement pas visibles en comparaison des sources H.E.S.S. de droite. Sur la carte en flux, l'effet d'exposition est corrigé et les sources ont un flux comparable.

7.3 Vers les plus basses énergies et un seuil de détection plus faible

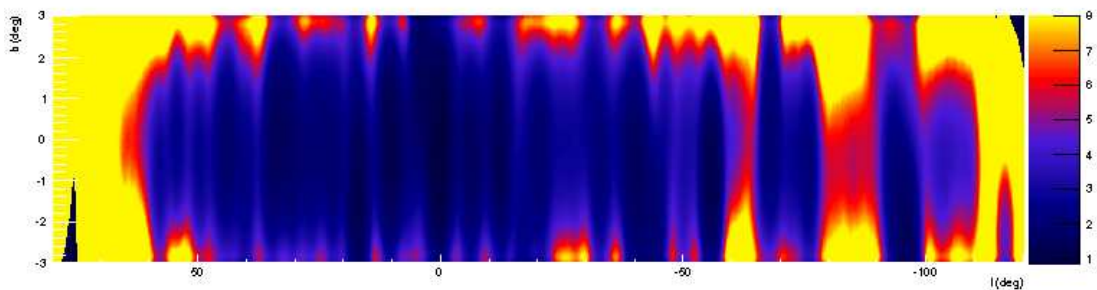
Les configurations standard de l'analyse *Model++* sont les configurations *Standard*, *Faint* et *Loose*. Ces trois configurations diffèrent notamment par la valeur de la coupure en charge contenue dans les images des gerbes détectées dans les caméras. Comme décrit dans la section 6.1.4, la coupure en charge est de 40pe pour *Loose*, 60pe pour *Std* et 120pe pour *Faint*. La charge déposée dans les caméras étant proportionnelle à l'énergie de la particule primaire, baisser ce seuil permet de baisser le seuil en énergie de l'analyse au prix d'une plus grande sensibilité à d'éventuels effets atmosphériques ou instrumentaux. En utilisant les cartes de conditions de pointé, il est possible de déterminer le seuil en énergie - défini ici (voir section 6.4) comme l'énergie à laquelle l'acceptance est à 20% de l'acceptance maximale - à chaque position du ciel en utilisant les tables d'acceptance décrites dans la section 6.4.



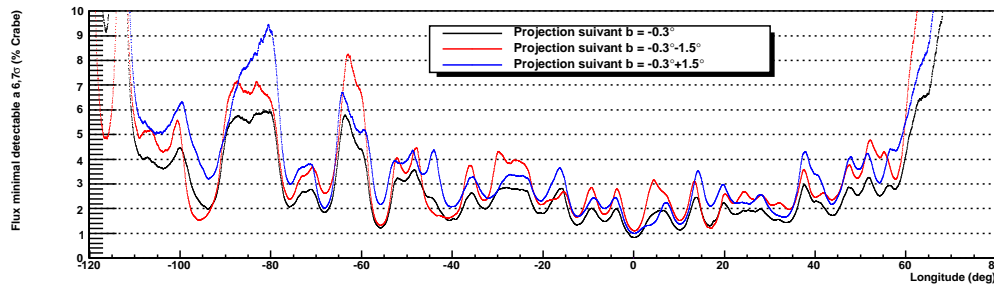
F . 7.17 – Carte du nombre de photons γ nécessaires pour obtenir une significativité de $6,7\sigma$ étant donné le nombre d'évènements de fond observés.



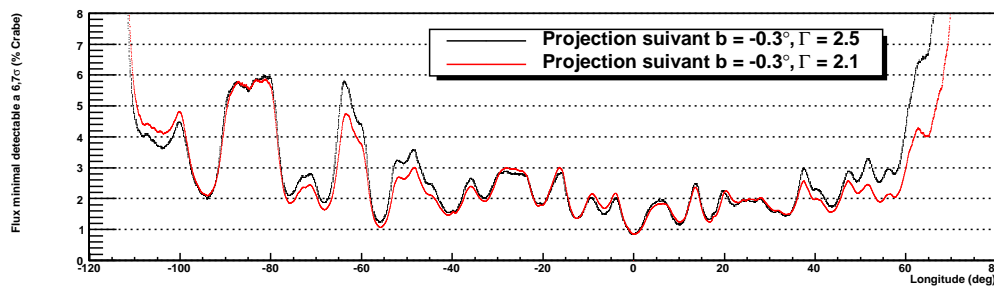
F . 7.18 – Carte d'exposition intégrée, calculée de la manière décrite dans le texte. Les valeurs sont exprimées en m^2TeV .



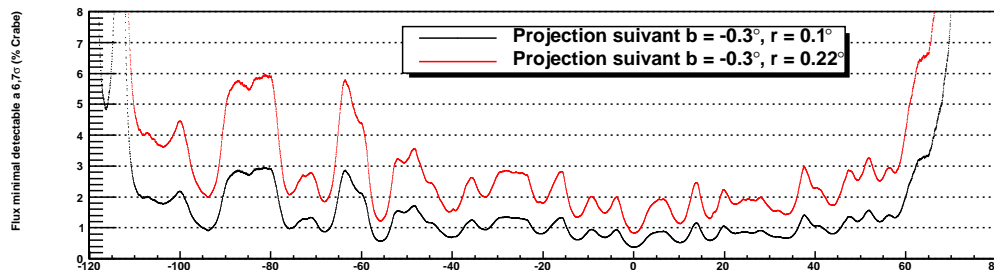
F . 7.19 – Carte de seuil de détection (flux minimal détectable avec une significativité de $6,7\sigma$) exprimé en % du flux différentiel de la nébuleuse du Crabe à 1 TeV, calculée en configuration Faint pour un spectre en loi de puissance d'indice $\Gamma = 2,5$ et un rayon d'intégration de $0,22^\circ$.



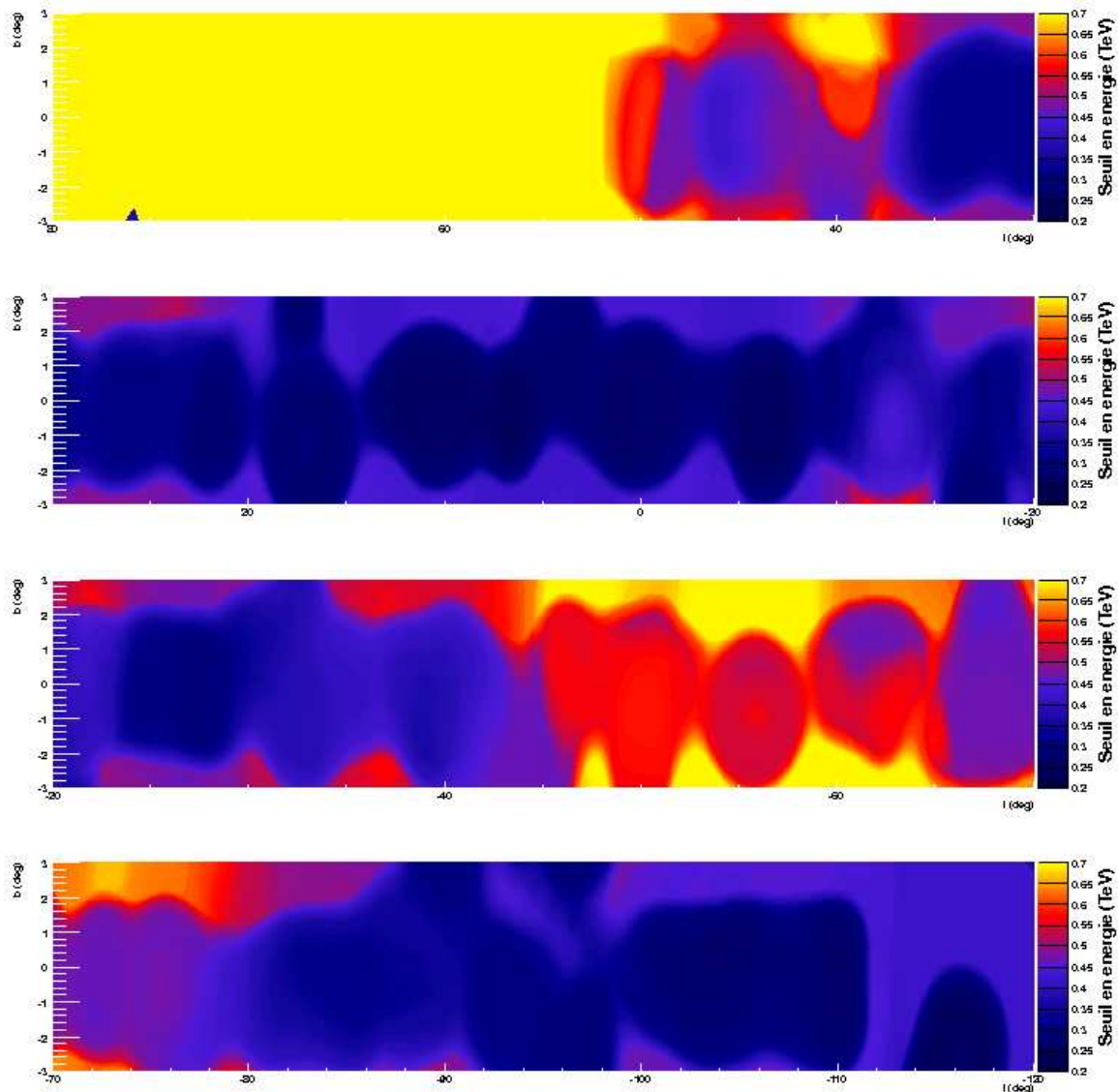
F . 7.20 – Flux minimal détectable avec une significativité de $6,7\sigma$, exprimé en % du flux différentiel de la nébuleuse du Crabe à 1 TeV en fonction de la longitude, suivant les latitudes $b = -0,3^\circ$ (en noir), $b = -0,3^\circ - 1,5^\circ$ (en rouge) et $b = -0,3^\circ + 1,5^\circ$ (en bleu). Ces courbes ont été calculées en configuration Faint pour un spectre en loi de puissance d'indice $\Gamma = 2,5$ et un rayon d'intégration de $0,22^\circ$.



F . 7.21 – Flux minimal détectable avec une significativité de $6,7\sigma$, exprimé en % du flux différentiel de la nébuleuse du Crabe à 1 TeV en fonction de la longitude, suivant la latitude $b = -0,3^\circ$, pour un spectre en loi de puissance d'indice $\Gamma = 2,1$ (en rouge) et $\Gamma = 2,5$ (en noir). Ces courbes ont été calculées en configuration Faint, pour un rayon d'intégration de $0,22^\circ$.



F . 7.22 – Flux minimal détectable avec une significativité de $6,7\sigma$, exprimé en % du flux différentiel de la nébuleuse du Crabe à 1 TeV en fonction de la longitude, suivant la latitude $b = -0,3^\circ$, pour un rayon d'intégration $r = 0,1^\circ$ (en noir) et $r = 0,22^\circ$ (en noir). Ces courbes ont été calculées en configuration Faint, pour un spectre en loi de puissance d'indice $\Gamma = 2,5$.

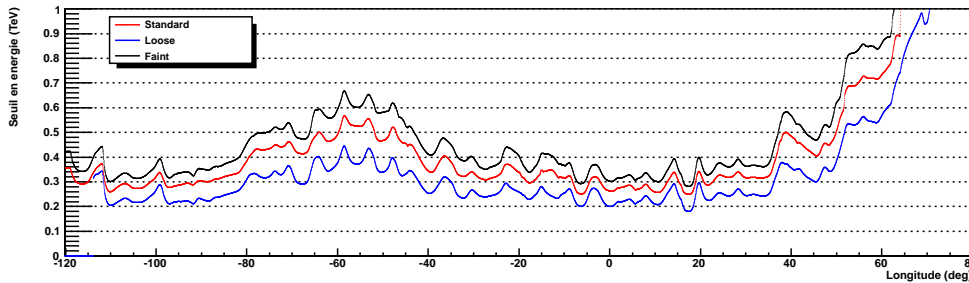


F . 7.23 – Carte du seuil en énergie, défini comme l'énergie à laquelle l'acceptance est à 20% de l'acceptance maximale, pour la configuration *Faint*.

Abaissement du seuil en énergie

La figure 7.23 présente une carte du seuil en énergie pour la configuration *Faint*. La figure 7.24 montre la valeur moyenne du seuil en énergie en fonction de la longitude Galactique pour les trois configurations d'analyse. En comparant avec la figure 7.5, on observe, comme cela a été mentionné plus haut, que la valeur du seuil en énergie dépend principalement de l'angle zénithal moyen à la position d'observation. La figure 7.25 de gauche présente les distributions des seuils en énergie sur toute la région du plan Galactique pour les trois configurations d'analyse et la figure 7.25 de droite présente les distributions des rapports des seuils entre les différentes configurations. La configuration *Loose* est donc, comme attendu, celle qui permet d'obtenir les seuils en énergie les plus faibles. Les seuils en énergie moyens sont pour les configurations

Standard et *Loose* respectivement $\sim 14\%$ et $\sim 36\%$ plus faible qu'en configuration *Faint*.



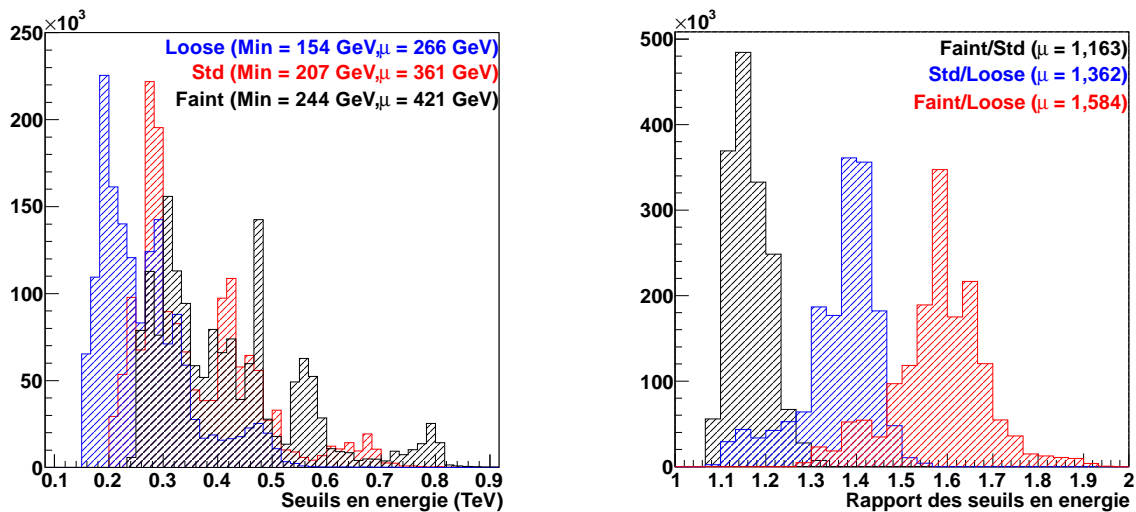
F . 7.24 – *Seuil en énergie, moyenné sur les latitudes, en fonction de la longitude pour la configuration Faint en noir, la configuration Standard en rouge et la configuration Loose en bleu.*

Les cartes présentées précédemment dans ce chapitre ont été produites avec la configuration *Faint*. Les cartes présentées dans cette section sont produites avec les configurations *Standard* et *Loose*, avec des seuils en énergie moyens respectivement $\sim 14\%$ et $\sim 36\%$ plus faible qu'en configuration *Faint*. Les spectres en énergie des sources observées peuvent généralement être ajustés par des lois de puissance $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$, avec des indices spectraux Γ en général supérieurs à 2. Ainsi, abaisser le seuil en énergie permet de recueillir un plus grand nombre de photons γ et d'avoir accès à des sources plus faibles. Toutefois, la configuration *Loose* possède également des coupures plus lâches en terme de réjection de fond hadronique. Cet effet est étudié en comparant les sensibilités pour les différentes configurations.

Abaissement du seuil de détection

Les cartes de seuil de détection ont été produites pour les configurations *Standard* et *Loose* de la même manière que précédemment pour la configuration *Faint*. La figure 7.26 présente le flux minimal détectable à $6, 7\sigma$ pour les différentes configurations en fonction de la longitude (pour la latitude $b = -0, 3^\circ$ où la sensibilité moyenne est minimale). La figure 7.27, quant à elle, présente les rapports des flux minimaux détectables à $6, 7\sigma$, moyennés sur toutes les latitudes, des différentes configurations en fonction de la longitude. Ces figures montrent que, pour des latitudes inférieures à $\sim 20^\circ$, la configuration *Standard* possède un seuil de détection plus faible que les deux autres configurations et que la configuration *Faint* possède un seuil de détection légèrement plus faible que la configuration *Loose*. Au-delà de cette valeur, les configurations présentent des seuils de détection équivalents. Le flux minimal détectable par la configuration *Standard* est en moyenne $\sim 10\%$ plus faible que celui en configuration *Faint* et *Loose* et il est en moyenne équivalent en *Faint* et en *Loose*. Cette évolution laisse penser qu'il pourrait y avoir une valeur optimale des variables de coupure en terme de seuil de détection.

On s'attend cependant à ce que l'écart de seuil de détection entre les configurations soit réduit si l'indice spectral diminue, notamment entre les configurations *Standard* et *Faint*, cette dernière étant plus sensible pour des sources plus dures (voir figure 7.21). Les rapports des flux minimal détectables à $6, 7\sigma$ ont ainsi été calculés pour un indice de 2, 3, correspondant à la valeur moyenne des sources Galactiques détectées par H.E.S.S. Dans ce cas, la configuration



F . 7.25 – À gauche : Distributions des seuils en énergie sur l'ensemble de la carte pour les trois configurations d'analyse. À droite : Distributions des rapports des seuils en énergie pour les différentes configurations d'analyse.

Standard présente un seuil de détection en moyenne $\sim 5\%$ plus faible que la configuration *Faint* tandis que cette dernière possède un seuil de détection $\sim 10\%$ plus faible que la configuration *Loose*.

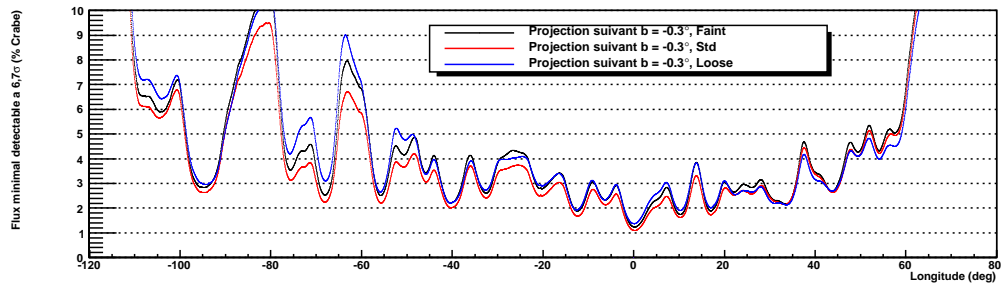
Pour conclure, la configuration *Standard* est donc la configuration possédant le seuil de détection le plus faible tandis que les configurations *Faint* et *Loose* sont équivalentes mais la configuration *Loose* possède un seuil en énergie sensiblement inférieur.

7.3.1 Cartes et distributions

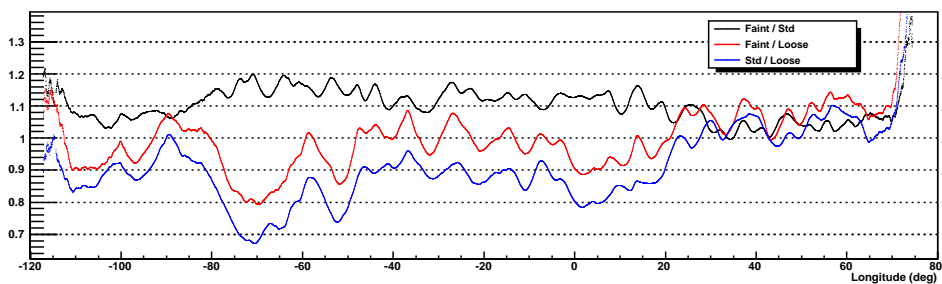
Configuration *Standard*

La figure 7.28 présente la distribution des valeurs de significativité en dehors des régions d'exclusion obtenue pour l'hypothèse de sources ponctuelles avec la configuration *Standard*. Cette distribution est ajustée par une gaussienne de moyenne $-0,06183 \pm 0,00065$ et d'écart-type $1,050 \pm 0,001$, en bon accord avec l'absence de signal pour ces régions. Pour une hypothèse de sources étendues, la distribution des valeurs de significativité en dehors des régions d'exclusion est bien ajustée par une gaussienne de valeur moyenne $-0,1233 \pm 0,0007$ et d'écart-type $1,151 \pm 0,001$. Cette distribution montre un excès de valeurs de significativité négatives. Cet excès, en cours d'étude, est probablement lié à certaines régions d'exclusion de taille trop faible.

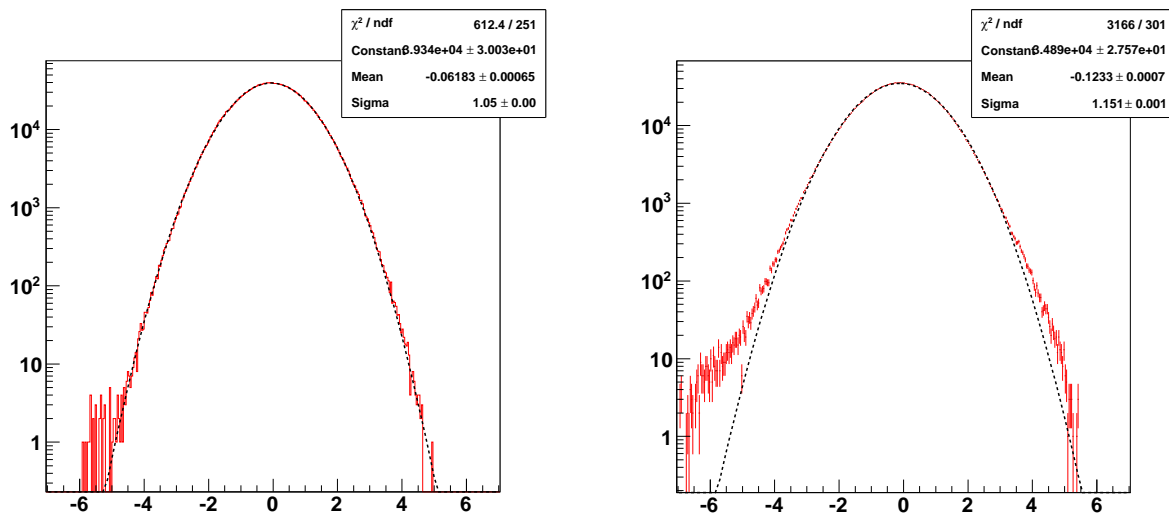
Ces valeurs montrent (au moins pour l'hypothèse de sources ponctuelles) que les régions contenant du signal sont bien exclues d'une part et que l'instrument et le fond sont bien compris d'autre part, avec une sensibilité améliorée et un seuil en énergie abaissé par rapport à la configuration *Faint*.



F . 7.26 – Flux minimal détectable avec une significativité de $6,7\sigma$, exprimé en % du flux différentiel de la nébuleuse du Crabe à 1 TeV en fonction de la longitude, suivant la latitude $b = -0,3^\circ$ pour les configurations Faint (en noir), Standard (en rouge) et Loose (en bleu). Ces courbes ont été calculées pour un rayon d'intégration de $0,22^\circ$ et un spectre en loi de puissance d'indice $\Gamma = 2,5$.



F . 7.27 – Rapport des flux détectables à $6,7\sigma$ entre les différentes configurations d'analyse, moyenné sur toutes les latitudes, en fonction de la longitude.

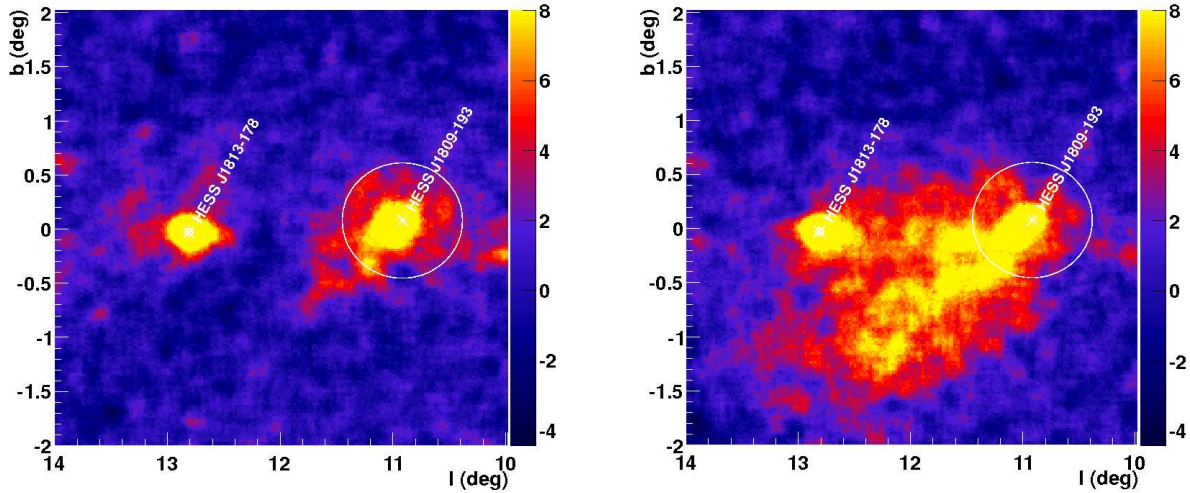


F . 7.28 – Distributions des valeurs de significativité obtenues avec la configuration *Standard*, en dehors des régions d'exclusion pour un rayon d'intégration de $0,1^\circ$ (à gauche) et de $0,22^\circ$ (à droite). Les ajustements par des gaussiennes en traits pointillés noirs sont discutés dans le texte.

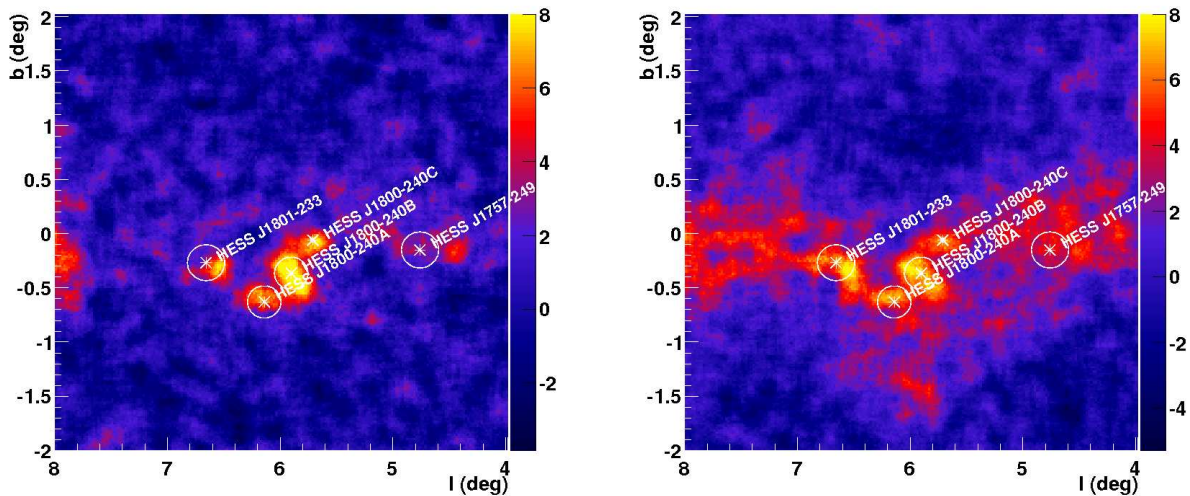
Configuration *Loose*

Pour la configuration *Loose*, possédant une coupure extrêmement lâche en charge et ayant un seuil en énergie plus de 30% plus faible en moyenne qu'en configuration *Faint*, la distribution des valeurs de significativité pour le fond peut être ajustée par une gaussienne de valeur moyenne $-0,09389 \pm 0,00069$ et d'écart-type $1,124 \pm 0,001$, pour une hypothèse de source ponctuelle et par une gaussienne de valeur moyenne $-0,1871 \pm 0,0009$ et d'écart-type $1,374 \pm 0,001$ pour une hypothèse de source étendue. On note, comme pour la configuration *Standard* (pour des sources étendues), un excès de valeurs de significativité négatives. Les raisons de cet excès sont en cours d'étude.

On note par ailleurs un excès important de valeurs de significativité positives cette fois, indiquant une éventuelle présence de signal dans les cartes. Les régions d'émission où ce signal important est présent ont été identifiées et sont en cours d'étude. Les figures 7.29 et 7.30 présentent des exemples de telles régions. Par comparaison avec les cartes produites avec la configuration *Faint* notamment, ces régions semblent présenter de l'émission entre des sources connues, formant ainsi des ponts entre ces dernières. Le seuil en énergie étant abaissé par rapport aux autres configurations d'analyse, l'émission diffuse et étendue, visible aux plus basses énergies et se trouvant distribuée le long du plan Galactique (voir figure 7.30), pourrait avoir pour origine l'interaction des rayons cosmiques avec la matière, principalement distribuée le long du plan Galactique. Ce type d'émission a déjà été observé avec H.E.S.S. autour du centre Galactique, comme cela a été présenté dans la section 3.1.6. Pour l'exemple présenté dans la figure 7.29, cette émission pourrait également être le fait de sources n'émettant qu'aux plus basses énergies.



F . 7.29 – Exemple de région, autour de la source HESS J1809-193, où une émission de photons γ diffuse apparaît lorsque l'on abaisse le seuil en énergie, avec la configuration Loose (à droite) par rapport à l'analyse en configuration Faint (à gauche). Ces cartes de significativité, tronquées à 8σ ont été produites avec un rayon d'intégration de $0, 1^\circ$.



F . 7.30 – Exemple de région, autour du vestige de supernova W28, où une émission de photons γ diffuse apparaît lorsque l'on abaisse le seuil en énergie, avec la configuration Loose (à droite) par rapport à l'analyse en configuration Faint (à gauche). Ces cartes de significativité, tronquées à 8σ ont été produites avec un rayon d'intégration de $0, 1^\circ$.

7.3.2 Améliorations et développements possibles

Pour ces configurations (*Standard* mais surtout *Loose*), il reste encore à comprendre la normalisation des cartes, notamment en raison d'un excès de significativités négatives. Il semblerait cependant que ces problèmes soient liés aux régions d'exclusion éventuellement trop petites. Le

travail en cours sur ces cartes consiste entre autre à automatiser la gestion des régions d'exclusion : une carte-masque peut être calculée et remplie avec une valeur de 1 si la position est exclue et 0 sinon. L'exclusion ou non d'une position se fait à partir de la carte de significativité : les positions avec une significativité supérieure à un seuil $S1$ sont exclues si elles possèdent au moins un pixel voisin avec une significativité supérieure à un seuil $S2$ et inversement. Cette procédure est itérative, elle doit d'abord être effectuée sans carte-masque puis l'analyse doit être relancée avec une première carte-masque déterminée par la procédure exposée précédemment et ainsi de suite jusqu'à arriver à une carte-masque stable.

Par ailleurs, une autre voie, toujours en lien avec l'influence de la taille des régions d'exclusion, peut être explorée : si celles-ci sont trop grandes, pour certaines positions, le nombre d'événements dans l'anneau servant à estimer le fond peut devenir trop faible et biaiser la valeur de significativité. Une méthode, en développement, pour pallier ce problème consiste à estimer les événements de fond à l'aide d'un anneau dont la taille s'adapte à la taille des régions exclues alentour.

7.3.3 Apports et perspectives

Des sources potentielles ont pu être identifiées à partir de ces analyses et font (ou feront) l'objet d'observations plus approfondies.

Par ailleurs, les analyses réalisées pour le relevé du plan Galactique m'ont permis de m'intéresser à plusieurs sources particulières et à les analyser en détail pour contre-vérifier les résultats des autres analyses disponibles dans la collaboration. Je me suis intéressé, en particulier, à l'émission de photons γ en direction de la source HESS J1747-248 (HESS Collaboration et collab., 2011b) et de la source HESS J1018-589 (de Oña Wilhelmi et collab., 2011).

HESS J1747-248 est partiellement coïncidente avec l'amas globulaire Terzan 5. Cet amas globulaire est celui (dans la Galaxie) qui contient la plus grande population de pulsars millisecondes identifiés. En outre, il est l'amas globulaire le plus brillant dans le domaine du GeV (Kong et collab., 2010). La source au TeV est étendue et légèrement décalée de la position de l'amas. Toutefois, la probabilité d'une coïncidence fortuite a été estimée à $\sim 10^{-4}$. Sans pouvoir être vraiment définitif, l'association entre la source H.E.S.S. et l'amas apparaît très probable.

La source HESS J1018-589 est située dans une région complexe. Elle est coïncidente avec un vestige de supernova (G284.3-1.8), un pulsar (PSR J1016-5857) et une source du premier catalogue du LAT (1FGL J1018.6-5856) qui présente une variabilité périodique et qui a été identifiée comme étant un nouveau système binaire γ (Corbet et collab., 2011). Le barycentre de l'émission détectée au TeV est compatible avec la position de la source Fermi (1FGL J1018.6-5856) et la morphologie de la source H.E.S.S. suggère une source ponctuelle (coïncidente avec 1FGL J1018.6-5856) associée à une émission diffuse plus étendue qui pourrait être due au choc du vestige ou à une nébuleuse alimentée par le pulsar.

Enfin, l'objectif final de ce travail est d'associer et de comparer les résultats obtenus par les analyses présentées dans ce chapitre avec les autres méthodes d'analyse disponibles dans la collaboration pour produire un catalogue complet des sources Galactiques détectées lors de la première phase de l'expérience H.E.S.S.

7.4 Conclusions

L'étude présentée dans ce chapitre a montré que pour la configuration *Faint* de l'analyse par modèle semi-analytique, l'émission de très haute énergie dans la région du plan Galactique est bien comprise et le comportement du détecteur est bien caractérisé.

Les différentes coupures standards de l'analyse *Model++* peuvent être appliquées sur l'ensemble de la région du plan Galactique. L'étude du seuil de détection et du seuil en énergie en fonction de la configuration révèle que ces configurations permettent de travailler dans des conditions plus extrêmes et d'atteindre des flux en moyenne plus faibles (en configuration *Standard*) et de baisser de manière significative le seuil en énergie (en configuration *Loose*), donnant ainsi accès à des sources plus faibles mais également à des sources qui pourraient présenter des coupures dans leurs spectres intrinsèques et qui ne pourraient donc pas être détectées en configuration *Faint*, même avec un temps d'exposition très long. Par ailleurs, même si on n'atteint pas forcément un seuil de détection plus faible en abaissant le seuil en charge des images, le nombre de photons détectés est nettement plus élevé.

Par ailleurs, des sources potentielles (ajoutées aux régions à exclure pour l'estimation du fond) ont été découvertes par le biais de ce relevé du plan Galactique et sont en cours d'étude et font (ou feront) l'objet de nouvelles observations de manière à confirmer ou infirmer l'excès observé. Par le biais des analyses présentées ici, j'ai également pu m'investir dans l'analyse de différentes sources désormais publiées.

Enfin, ce travail servira à l'établissement d'un catalogue de l'ensemble des sources détectées lors de la première phase de l'expérience H.E.S.S. dans la région du plan Galactique.

Chapitre 8

Recherche d'événements transitoires

8.1	Description du test : <i>exp-test</i>	150
8.2	Mise en place du test	151
8.2.1	Sélection des événements	152
8.2.2	Correction de l'acceptance	152
8.2.3	Efficacité	156
8.2.4	Méthode des <i>Inter Events</i>	159
8.3	Test en fenêtres glissantes	161
8.4	Application de la méthode : production de cartes sur le ciel	162
8.4.1	Méthode	162
8.4.2	Application au champ de vue du blazar PKS 2155-304	163
8.4.2.1	Données de 2007	163
8.4.2.2	Sursaut de juillet 2006	165
8.4.3	Application aux données du plan Galactique	166
8.4.3.1	Résultats et discussion	167
8.5	Blocs bayésiens	168
8.6	Test par somme cumulative	176
8.7	Comparaison des différents tests	179
8.8	Conclusions	181

L'objet de ce chapitre est la recherche de phénomènes transitoires dans les données prises sur le plan Galactique avec H.E.S.S. Cette recherche est notamment motivée par les observations dans le domaine des rayons X où des sursauts d'activité sont détectés pour certains systèmes binaires. La détermination classique de la significativité statistique de la présence d'une source dans une direction donnée se fait en intégrant toutes les données prises dans cette direction test et en les comparant au bruit de fond attendu, comme exposé dans la section 6.2.6. Toutefois, si un objet astrophysique n'est émetteur de photons γ de très haute énergie que pendant un court laps de temps, d'autres méthodes peuvent se révéler plus efficaces que la détermination classique.

Pour une source stable ou pour des événements de fond, les temps d'arrivée suivent un processus de Markov. Une méthode développée par Prahl (1999), permet de déterminer, sans

échantillonnage - c'est-à-dire en travaillant directement avec les temps d'arrivée - si la distribution des intervalles des temps d'arrivée des photons s'écarte d'une loi de Poisson. Cette méthode est présentée ici et utilisée pour réaliser une recherche "à l'aveugle" de phénomènes transitoires dans les données du relevé du plan Galactique avec H.E.S.S.

8.1 Description du test : *exp-test*

Cette section décrit le test de variabilité *exp-test* exposé dans Prahl (1999).

En supposant que l'acceptance du détecteur ne *varie pas au cours du temps*, le nombre d'événements pendant une fenêtre temporelle donnée suit une statistique de Poisson.

La distribution de Poisson peut s'écrire de la manière suivante :

$$P_\lambda(n) = e^{-\lambda} \cdot \frac{\lambda^n}{n!} \quad (8.1)$$

où λ est la valeur attendue qui dépend du temps d'observation. Cette expression donne la probabilité d'observer n événement(s) pour une valeur attendue λ .

De manière générale, pour des temps d'arrivée (t_i) des événements (pendant un temps t) qui suivent une loi de Poisson, il existe une constante C telle que, pour tout $\Delta t > 0$ divisant l'intervalle t en intervalles d'égales durées Δt , le nombre d'événements par intervalle suit une loi de Poisson avec $\lambda = \Delta t/C$. La fonction de densité de probabilité des intervalles de temps (Δt) entre deux événements est alors une exponentielle décroissante :

$$f_C(\Delta t) = \frac{1}{C} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta t}{C}\right) \quad (8.2)$$

Pour des événements observés, ordonnés en temps $(T_i)_{i=1\dots N+1}$, la distribution des intervalles en temps entre deux événements consécutifs est notée :

$$\{\Delta T_i\}_{i=1\dots N} := \{(T_{i+1} - T_i)\}_{i=1\dots N} \quad (8.3)$$

avec une valeur moyenne $\overline{\Delta T} =: C^*$. Si dans l'équation 8.2, on pose $C = C^*$, soit si l'on fixe la constante C à la valeur effectivement observée, alors les ΔT_i doivent suivre la distribution $f_{C^*}(\Delta t)$. Dès lors, un test peut-être appliqué à la distribution observée des ΔT_i pour déterminer si elle suit bien la distribution $f_{C^*}(\Delta t)$.

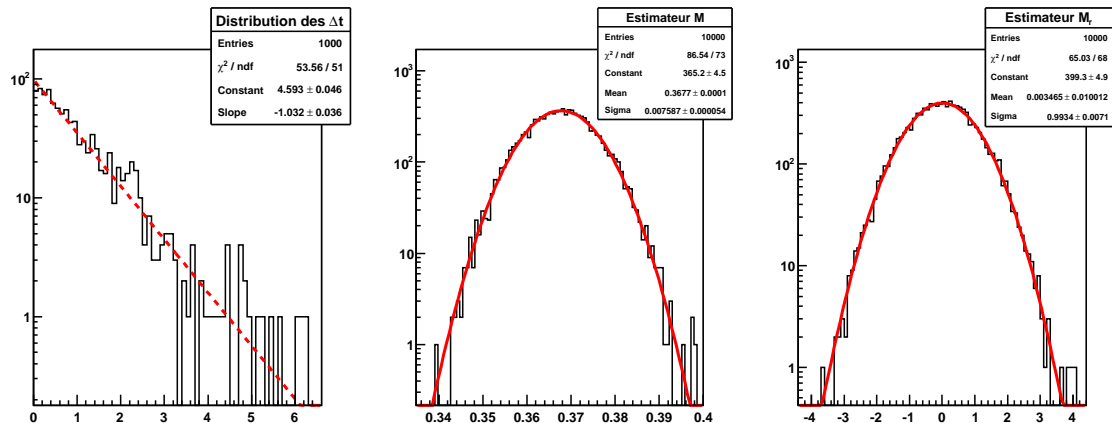
Le test décrit dans Prahl (1999) est particulièrement sensible aux excès de ΔT_i loin de la valeur moyenne et donc aux événements de type "sursauts". L'estimateur dérivé dans cette publication est le suivant :

$$M(F) := \int_0^{C^*} \left(1 - \frac{\Delta t}{C^*}\right) \cdot F(\Delta t) d\Delta t \quad (8.4)$$

où $C^* = \int \Delta t F(\Delta t) d\Delta t$ et $F(\Delta t)$, qui correspond à la fraction d'intervalles égaux à Δt est défini comme :

$$F(\Delta t) := \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \delta(\Delta t - \Delta T_i) \quad (8.5)$$

Il peut s'exprimer de la manière suivante :



F . 8.1 – Résultats du exp-test pour 10000 simulations de 1000 événements. La figure de gauche présente la distribution des intervalles de temps entre deux événements consécutifs pour un tel échantillon de 1000 événements. On obtient bien, comme attendu, une exponentielle décroissante de pente -1 (courbe rouge de l'ajustement). Les figures du milieu et de droite présentent les distributions des valeurs de l'estimateur et de l'estimateur normalisé. La distribution des valeurs normalisées est, comme attendu, bien ajustée par une distribution gaussienne de valeur moyenne nulle et d'écart-type 1.

$$M = \frac{1}{N} \sum_{\Delta T_i < C^*} \left(1 - \frac{\Delta T_i}{C^*} \right) \quad (8.6)$$

Cet estimateur compare la fraction du nombre d'intervalles avec une valeur inférieure à la moyenne, à la fraction du temps total occupée par ces intervalles.

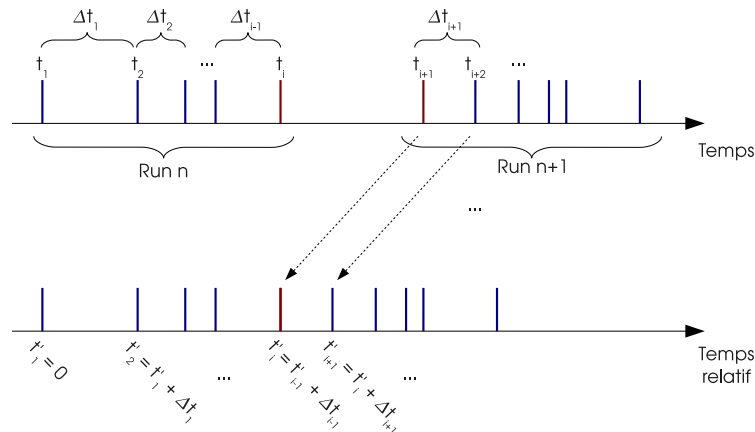
L'estimateur ainsi définit a la propriété de valoir $1/e$ pour $F = f_{C^*}$ qui est la valeur attendue si la distribution des intervalles de temps entre deux événements observés suit une loi de Poisson. L'estimateur sera plus grand que la valeur attendue si les observations contiennent un excès anormal de petits ΔT_i (si un sursaut d'activité est observé). Il sera plus petit que la valeur attendue si les observations contiennent un nombre anormal de ΔT_i proche de C^* . Si le signal est purement périodique, soit si tous les intervalles sont égaux à C^* , la valeur attendue est 0.

Pour toute fonction de densité de probabilité définie sur l'intervalle $[0, \infty[$, $M(F) \in [0, 1[$. Cet estimateur peut être normalisé pour correspondre à une loi normale dans l'hypothèse où l'ensemble des temps d'arrivée des observations suit une loi de Poisson de la manière suivante :

$$M_r = \frac{M - (1/e - \alpha/N)}{\beta / \sqrt{N}} \quad (8.7)$$

où N est le nombre d'événements enregistrés et les valeurs de $\alpha = 0.189 \pm 0.004$ et $\beta = 0.2427 \pm 0.0002$ ont été ajustées sur des simulations.

La figure 8.1, présente les distributions de l'estimateur et de l'estimateur normalisé pour 10^4 simulations de 1000 événements dont les temps d'arrivée suivent une loi de Poisson.



F . 8.2 – Schéma de principe de la méthode pour s'affranchir des intervalles de temps entre deux runs et de la construction des temps relatifs.

8.2 Mise en place du test

Cette partie décrit comment le test présenté précédemment peut être appliqué aux données de H.E.S.S. L'objectif est de produire des cartes avec, en chaque position du ciel, la significativité du test au lieu de la significativité de Li et Ma (1983) calculée habituellement.

8.2.1 Sélection des événements

Le *exp-test* s'applique aux intervalles des temps d'arrivée des événements. De plus, l'objectif est de faire des cartes, il est donc nécessaire, pour l'analyse d'un champ de vue, de récupérer pour chaque événement les informations suivantes :

- le temps d'arrivée,
- la position sur le ciel,

Par ailleurs, en première approche, on ne s'intéresse qu'aux événements qui passent les coupures de l'analyse : les candidats γ (voir chapitre 6).

De manière à obtenir ces informations, des fichiers appelés *micro-DST* sont remplis, pendant l'analyse, avec l'information temporelle et la position reconstruite pour chaque événement du champ de vue passant les coupures.

En chaque position du ciel, on a donc, pour chaque run d'observation, le temps d'arrivée des événements. A partir de ces événements, une liste de temps d'arrivée est construite en ne sélectionnant que les temps appartenant à un run contenant au moins trois événements. Par ailleurs, les runs ne sont pas pris en continu sur la même position, il est alors nécessaire de "coller" les runs. Pour ce faire, le premier événement d'un run est identifié au dernier du run le précédant (voir figure 8.2) : on crée ainsi un temps relatif.

Comme le test s'effectue sur les différences des temps d'arrivée des événements, le temps absolu ne compte pas et on se sert donc du temps relatif, déterminé en collant les runs entre eux.

Les différentes coupures appliquées pour la production de cartes sur le ciel seront détaillées dans la section 8.4.1.

8.2.2 Correction de l'acceptance

Le test décrit précédemment est applicable à condition que l'acceptance du détecteur soit constante au cours du temps. En effet si, par exemple, l'acceptance augmente au cours d'un run d'observation ou entre deux runs d'observation, le taux d'événements observé augmente et les intervalles de temps s'en trouvent diminués. Cela pourrait donc ressembler à un sursaut d'activité alors qu'il ne s'agit que d'un effet instrumental.

En raison des variations des conditions de pointé en fonction de la position du champ de vue pendant un run d'observation ou des conditions d'observation d'un run à un autre, l'acceptance n'est pas constante au cours du temps. Elle dépend notamment de l'angle zénithal et de l'angle hors-axe ainsi que de l'efficacité optique du système.

L'acceptance est dans un premier temps déterminée par la méthode décrite dans la section 6.2.2 pour obtenir une carte d'acceptance dans le référentiel des caméras. Pour la position à laquelle on veut effectuer le test de variabilité, on détermine alors à chaque instant à quelle position cela correspond dans le référentiel de la caméra et on récupère la valeur de l'acceptance¹.

La détermination de l'acceptance par la méthode bidimensionnelle nécessite l'ensemble des données. Lorsque l'on fait l'analyse pour un champ de vue particulier, on enregistre au cours de l'analyse les temps de détection des événements et, une fois toutes les données analysées, les cartes d'acceptance peuvent être calculées. L'information sur l'acceptance est donc déterminée en fin d'analyse.

Les intervalles de temps corrigés de l'acceptance instantanée du détecteur ($a(t)$), notés $d\tau$, peuvent alors être calculés, à partir des intervalles de temps mesurés dt , de la manière suivante :

$$d\tau = a(t)dt \quad (8.8)$$

Les intervalles corrigés peuvent donc être calculés comme :

$$\Delta\tau_i = \tau_{i+1} - \tau_i = \frac{a(t_i) + a(t_{i+1})}{2} \Delta t_i \quad (8.9)$$

avec $\Delta t_i = t_{i+1} - t_i$.

Ces intervalles corrigés peuvent être calculés à partir de l'acceptance intégrée. En effet, si l'on note \tilde{a}_i l'intégrale de l'acceptance du début de l'observation au temps t_i ($\tilde{a}_i = \int_0^{t_i} a(t)dt$), alors :

¹La valeur dans les cartes est en fait proportionnelle à l'acceptance avec un facteur de proportionnalité qu'il n'est pas utile de déterminer.

$$\begin{aligned}
\tilde{a}_{i+1} &= \int_{t_0}^{t_{i+1}} a(t)dt \\
&= \int_{t_0}^{t_i} a(t)dt + \int_{t_i}^{t_{i+1}} a(t)dt \\
&\simeq \tilde{a}_i + \frac{a(t_i) + a(t_{i+1})}{2} \Delta t_i \\
&\simeq \tilde{a}_i + \Delta \tau_i
\end{aligned} \tag{8.10}$$

ainsi :

$$\Delta \tau_i = \tilde{a}_{i+1} - \tilde{a}_i \tag{8.11}$$

L'acceptance peut ainsi être intégrée, et les intervalles peuvent être corrigés, directement lors du remplissage des temps d'arrivée. Par ailleurs, si l'on suppose que l'acceptance intégrée sur toute la durée d'observation est proportionnelle au nombre d'événements N enregistrés dans la direction considérée, alors on peut normaliser les $\Delta \tau$ de manière à ce que leur valeur moyenne soit égale à 1. En effet, si on pose :

$$\int a(t)dt = \int d\tau = \beta N \tag{8.12}$$

pour des temps d'observation discrets, on a :

$$\sum \Delta \tau = \beta N \tag{8.13}$$

et le facteur de normalisation β est alors simplement calculé en comparant le temps corrigé de l'acceptance total pour l'ensemble des temps observés (calculé en sommant l'ensemble des temps corrigés) et le nombre d'événements dans l'échantillon. Les intervalles en temps corrigés de l'acceptance et normalisés sont alors $\hat{\Delta \tau} = 1/\beta \cdot \Delta \tau$. De la sorte, on a bien :

$$\langle \hat{\Delta \tau} \rangle = \frac{1}{N} \sum \hat{\Delta \tau} = \frac{\sum \Delta \tau}{\beta N} = 1 \tag{8.14}$$

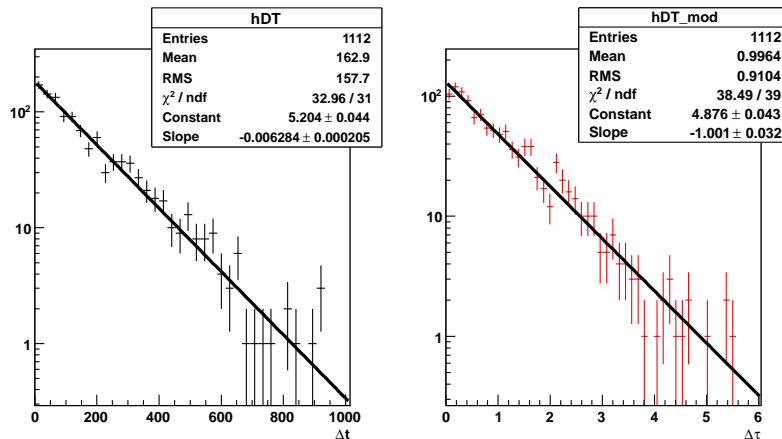
Dès lors, la distribution attendue des intervalles de temps corrigés est une exponentielle décroissante de pente -1 .

La figure 8.3 présente la distribution des intervalles entre deux événements pour des observations dans le plan Galactique² ainsi que la distribution des intervalles en temps corrigés de l'acceptance. On peut observer que l'ajustement de la distribution corrigée par une exponentielle décroissante donne bien une pente de -1 .

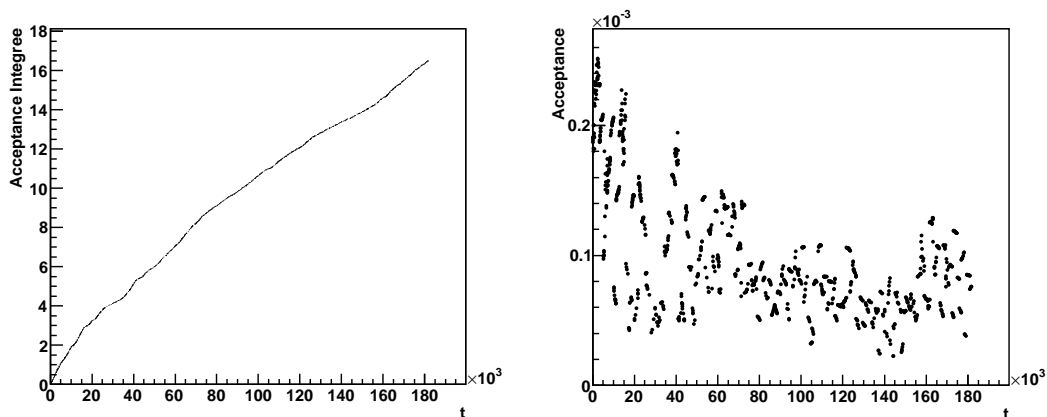
Par ailleurs, la figure 8.4 montre l'évolution de l'acceptance intégrée et de l'acceptance en fonction du temps à la même position. Cette dernière présente des fluctuations importantes en raison des différences de conditions d'observation d'un run à l'autre.

Enfin, sur la figure 8.5 sont représentés les taux d'événements en fonction du temps (en noir) d'une part et du temps corrigé (en rouge) d'autre part. Sur cette figure est également

²La position pour cet exemple a été choisie arbitrairement, elle est $l = 4,44^\circ$ et $b = 1,07^\circ$. Tous les événements tombant dans un rayon de $0,2^\circ$ autour de cette position ont été sélectionnés.



F . 8.3 – Distribution des intervalles de temps entre deux événements consécutifs. La distribution de gauche est construite à partir des temps relatifs (on a enlevé les intervalles entre deux runs d’observations). La figure de droite présente la distribution des intervalles de temps corrigés de l’acceptance. L’ajustement par une exponentielle décroissante présente, conformément aux attentes, une pente de -1 .



F . 8.4 – La figure de gauche présente l’acceptance intégrée en fonction du temps et la figure de droite présente l’acceptance instantanée en fonction du temps (cf. texte pour plus de détails).

tracée l’acceptance correspondante (en vert), normalisé au taux moyen. On observe que le taux d’événements suit bien l’évolution de l’acceptance au cours du temps mais que ce n’est plus le cas pour le taux d’événements en fonction du temps corrigé. Cela indique que l’acceptance et son évolution au cours du temps sont bien compris.

8.2.3 Efficacité

On cherche à déterminer dans cette section si le test décrit précédemment peut détecter des événements transitoires qui ne seraient pas vus par des méthodes classiques.

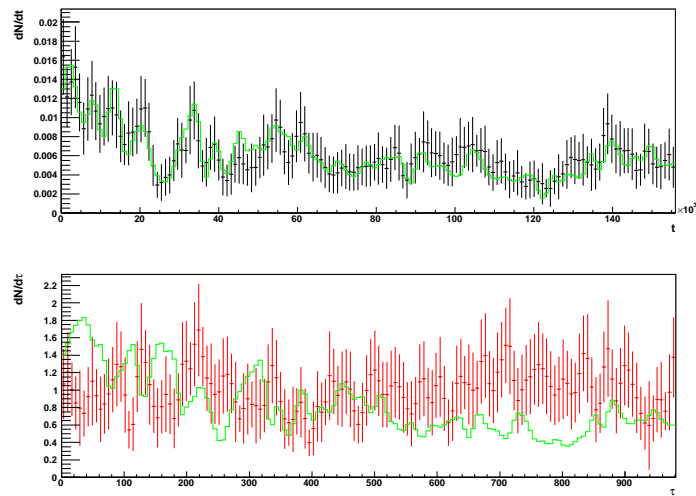


Fig. 8.5 – Taux d'événements en fonction du temps (en haut) et du temps corrigé de l'acceptance (en bas). L'histogramme vert représente l'acceptance en fonction du temps (en haut) et du temps corrigé (en bas).

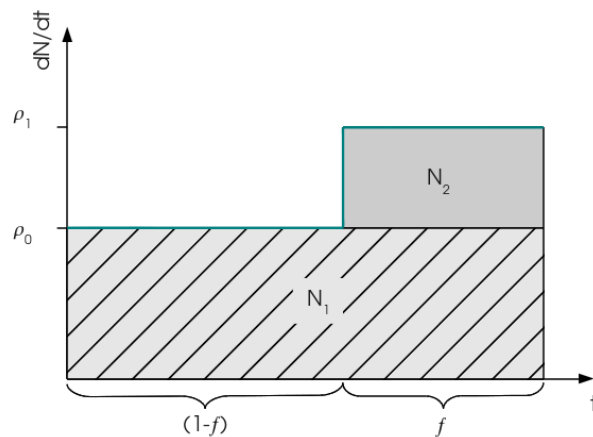


Fig. 8.6 – Schéma décrivant les différentes notations utilisées dans le texte. À un nombre N_1 d'événements, constituant l'état stable, peuvent venir s'ajouter un nombre N_2 d'événements de sursaut pendant une fraction f du temps total. Le taux d'événements est noté ρ_0 dans l'état stable et ρ_1 pendant le sursaut.

Pour ce faire, des simulations Monte-Carlo ont été effectuées en se plaçant dans le cas où un certain nombre d'événements d'un sursaut viendrait s'ajouter aux événements candidats γ pendant une certaine fraction f de la durée totale de l'échantillon. Par ailleurs, pour calculer la significativité par la méthode de Li et Ma (1983), des événements de fond sont également tirés avec un rapport d'acceptance entre les échantillons *ON* et *OFF*, le facteur α , choisi égal à 0,01 (valeur typique pour ce paramètre). Les différents paramètres de la simulation sont explicités sur la figure 8.6 (adaptée de Prah1 (1999)).

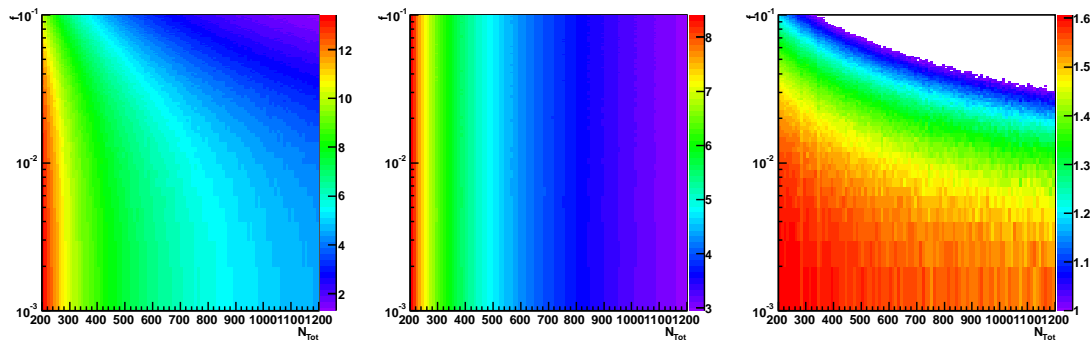


FIG. 8.7 – Significativité par la méthode du *exp-test* à gauche et par la méthode de Li et Ma (1983) au milieu, obtenues par simulations, en fonction de la fraction du temps total occupée par le sursaut (ordonnée) et de la durée totale de l'échantillon (abscisse). La méthode pour obtenir ce résultat est décrite dans le texte. La figure de droite présente le rapport entre la significativité du *exp-test* et du test de Li et Ma (1983).

On suppose que les variations d'acceptance ont déjà été prises en compte et que les intervalles de temps entre deux événements consécutifs ont été corrigés et normalisés comme décrit dans la section précédente. Le nombre total d'événements est fixé de même que le nombre d'événements participant au sursaut.

Par la suite, on fait varier le temps total (normalisé, correspondant en moyenne au nombre d'événements tirés) entre 200 et 1200 et la fraction de temps f occupée par l'événement transitoire entre 10^{-1} et 10^{-3} et on calcule à chaque pas la significativité moyenne du *exp-test* et la significativité moyenne du test de Li et Ma (1983) obtenue à partir de 1000 simulations. On obtient alors une carte représentant la significativité du test en fonction du temps total et de la fraction de temps occupée par l'événement transitoire. Dans l'exemple présenté ici, le nombre d'événements participant au sursaut a été fixé à 100.

Le résultat obtenu est présenté sur la figure 8.7. Ce résultat est cohérent avec nos attentes, car de manière générale, plus l'événement transitoire est bref (vers le bas sur la figure de gauche) et mieux il sera détecté par la méthode exposée dans ce chapitre (avec un nombre d'événements constant dans le sursaut). Dans ce cas, on attend un nombre important d'événements avec un intervalle de temps plus faible que la moyenne, ce à quoi est sensible le test. Par ailleurs, plus le temps total augmente (vers la droite sur la figure du milieu) et moins le *exp-test* est efficace pour une fraction constante de temps occupée par le sursaut. En effet, plus le temps total augmente et plus les intervalles "anormaux" sont noyés dans les événements de fond. Enfin, sur la figure de droite, présentant le rapport entre la significativité du *exp-test* et la significativité de Li et Ma (1983), il apparaît que pour des valeurs suffisamment faibles de la fraction de temps occupée par le sursaut (ici entre 10^{-1} et 10^{-3}) et pour un nombre total d'événements suffisamment faible, le test présenté dans ce chapitre peut se révéler plus efficace que le test classique.

Il est important de noter que la significativité obtenue par le test classique et celle obtenue par le *exp-test* ne sont pas corrélées. Ceci est dû au fait que les deux tests ne sont pas de même nature, le test de Li et Ma (1983) porte sur le nombre total d'événements tandis que le *exp-test* s'intéresse à la distribution des intervalles temporels entre ces événements. Sur la figure 8.8,

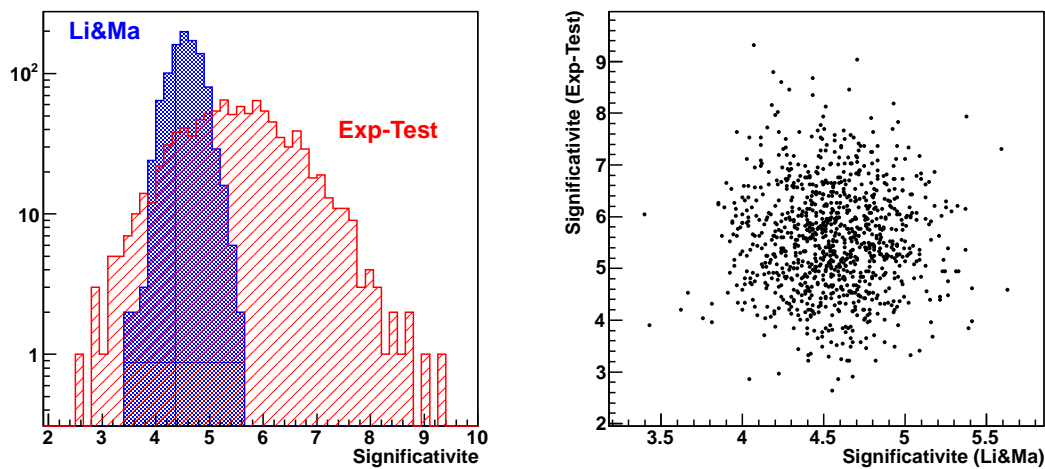


Fig. 8.8 – Distributions des significativités obtenues par la méthode de Li et Ma (1983) (en bleu) et par le exp-test (en rouge) pour 1000 simulations avec un nombre total de 500 événements et une fraction de temps occupée par le sursaut de 0,05. La figure de droite présente la significativité du exp-test en fonction de la significativité classique.

sont présentées les distributions des significativités obtenues (en effectuant 1000 simulations) pour les deux tests, pour un nombre total d'événements égal à 500 et une fraction de temps occupée par le sursaut égale à 0,05. Le nombre d'événements de sursaut, fixé à 100, correspond à un facteur ρ de 6.

À partir de la valeur de significativité obtenue par le test et en utilisant des simulations Monte-Carlo, il est possible de caractériser l'éventuelle variation du taux d'événements.

On simule une courbe de lumière à deux niveaux comme précédemment mais cette fois le nombre total d'événements N est fixé³. On suppose qu'on a N_1 événements de type candidats γ détectés pendant un temps total T_{tot} et que pendant une certaine fraction f de ce temps, N_2 événements supplémentaires sont détectés (avec $N = N_1 + N_2$). On note par ailleurs ρ_0 le taux d'événements dans l'état stable et ρ_1 celui dans l'état transitoire. Afin que la distribution des intervalles générés par la simulation ait les mêmes caractéristiques que les données après l'étape de correction d'acceptance, les intervalles sont normalisés de manière à ce que la valeur moyenne de l'intervalle en temps entre deux événements consécutifs soit égale à 1.

La figure 8.9 montre le résultat d'une telle simulation, pour laquelle la valeur moyenne sur 1000 simulations du *exp-test* pour 800 événements a été calculée en fonction de la fraction de temps occupée par le sursaut f et de la valeur du rapport du taux d'événements ρ pendant et en dehors du sursaut.

Le test présenté dans ce chapitre peut ainsi, sous certaines conditions, se révéler plus efficace que le test de Li et Ma (1983). En outre, comme ces deux tests ne sondent pas les mêmes caractéristiques de la source potentielle, ils sont complémentaires. D'autre part, nous avons vu qu'il est possible de caractériser les sources détectées par le test en terme d'augmentation du

³On ne connaît que ce nombre total d'événements lorsque l'on effectue le test à une position donnée.

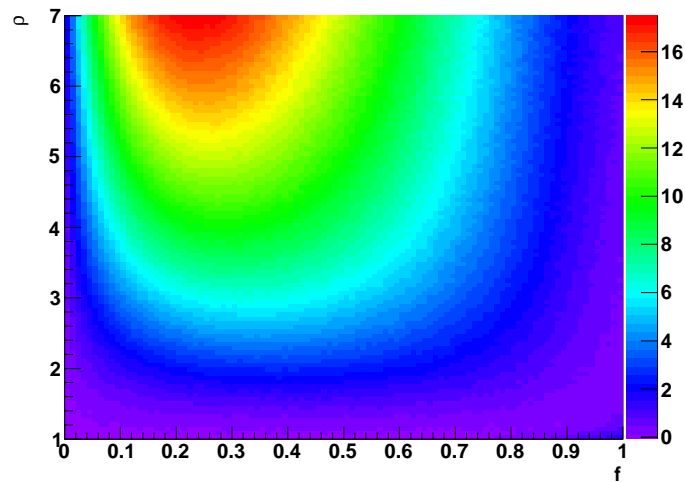


FIG. 8.9 – Significativité du *exp*-test en fonction du rapport ρ entre le taux d'événements pendant le sursaut et dans l'état stable (ordonnée) et de la fraction de temps total occupée par le sursaut (abscisse).

flux et de fraction de temps occupé par le sursaut par des simulations Monte-Carlo (un exemple d'application est présenté à la section 8.7). Par exemple, si le test renvoie une valeur χ , pour un nombre d'événements N , alors, par des simulations similaires à celles réalisées pour obtenir la figure 8.9, on peut caractériser la variation du flux pendant une certaine fraction de temps occupé par l'éventuel sursaut en traçant dans le plan (ρ, f) le contour d'iso-significativité à la valeur χ .

8.2.4 Méthode des *Inter Events*

Pour s'affranchir de la correction d'acceptance, Prael (1999) a également développé un test qui s'appuie sur le nombre d'événements de fond entre deux événements de signal comme estimateur de l'acceptance. Ces événements sont appelés *Inter Events*.

Cette méthode suppose que les événements de fond (OFF) et les événements de la région test (ON), récoltés en même temps, suivent l'acceptance de la même manière. Les événements de fond considérés ici peuvent soit être des candidats hadrons récoltés dans la même région que les candidats γ (comme pour la méthode template, voir section 6.2), soit des candidats γ situés dans une région disjointe spatialement de la région ON mais d'acceptance identique à celle de la région ON (comme pour la méthode des régions OFF multiples, voir section 6.2).

Le nombre d'événements de fond détecté entre deux événements de signal permet de s'affranchir de la correction d'acceptance utilisée pour la méthode *exp-test*. En effet, si les deux types de signaux suivent l'acceptance de la même manière, le nombre d'événements OFF entre deux événements ON devrait rester à peu près constant. Dès lors, si un sursaut apparaît, le nombre d'événements OFF entre deux événements ON décroît et le sursaut peut être détecté.

L'estimateur dérivé par Prael (1999) utilise alors la distribution en fréquence des *Inter Events* : $W(n)$ (le nombre de fois qu'on obtient n *Inter Events*). La valeur de C^* est, dans ce cas, déterminée par :

$$C^* = \sum_{n=0}^{\infty} n \cdot \mathcal{W}(n) \quad (8.15)$$

et l'estimateur peut s'exprimer ainsi :

$$\mathcal{M}(\mathcal{W}) = \sum_{n=0}^{[C^*]} \left(1 - \frac{n}{C^*}\right) \cdot \mathcal{W}(n) \quad (8.16)$$

où les crochets dans la borne supérieure de la somme représentent la partie entière. De même que pour le *exp-test*, $\mathcal{M} \in [0, 1[$, et la valeur moyenne de $\mathcal{M}(\mathcal{W})$ pour $\mathcal{W}(n)$ obtenu à partir d'une distribution poissonnienne est attendue autour de la valeur suivante :

$$\mathcal{M}_0(C^*) = \frac{[C^*] + 1}{C^* + 1} \cdot \left(\frac{C^*}{C^* + 1}\right)^{[C^*]} \quad (8.17)$$

Comme précédemment, l'estimateur peut être normalisé à partir de simulation Monte-Carlo pour obtenir une distribution normale de moyenne nulle et d'écart-type égal à 1 dans le cas d'un processus poissonnien. Cet estimateur normalisé, \mathcal{M}_r peut s'exprimer comme suit :

$$\mathcal{M}_r = \frac{\mathcal{M} - (\mathcal{M}_0 - \alpha_{C^*}/N)}{\beta_{C^*} / \sqrt{N}} \quad (8.18)$$

où les valeurs de α_{C^*} et β_{C^*} sont obtenues à partir de simulations Monte-Carlo et valent :

$$\alpha_{C^*} \approx \alpha \cdot k_1^{\frac{1}{C^*+k_2}} \quad \text{et} \quad \beta_{C^*} \approx \beta \cdot k_1^{\frac{1}{C^*+k_2}} \quad (8.19)$$

avec $k_1 = 1,67 \pm 0,02$ et $k_2 = 0,37 \pm 0,03$, α et β étant les mêmes que dans la section 8.1.

Avantages et inconvénients

L'avantage de cette méthode "évoluée" réside dans l'absence de la correction de l'acceptance, qui dépend de notre connaissance du détecteur et de ses effets systématiques.

La question principale qui se pose alors est de savoir quels sont les événements OFF à prendre pour estimer le nombre d'*Inter Events*. Comme décrit plus haut, deux choix sont possibles :

1. prendre le OFF dans une région différente de l'espace des coupures, comme pour la méthode template ;
2. prendre le OFF dans une région spatialement différente de la région test mais avec une acceptance similaire, comme pour la méthode des régions OFF multiples.

Dans le premier cas, l'hypothèse que les événements de la région test et ceux de la région de fond suivent la même acceptance n'est pas forcément vérifiée. En effet, les événements de la région test suivent l'acceptance aux événements candidats γ tandis que les événements de la région de fond suivent l'acceptance aux candidats hadrons (voir la section 6.2.2 pour la méthode d'estimation de l'acceptance utilisée). La figure 8.10 présente pour une position arbitraire sur le ciel l'acceptance aux événements de fond en fonction de l'acceptance aux événements candidats γ . Il est bien visible sur cette figure que les deux acceptances n'évoluent pas de la même manière.

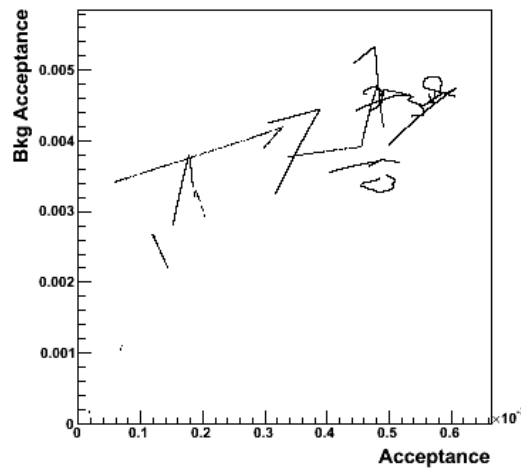


Fig. 8.10 – Acceptance aux événements de type hadrons en fonction de l'acceptance aux candidats γ . Pour chaque point, les acceptances sont évaluées au temps correspondant à un événement détecté.

Dans le deuxième cas, on ne prend que des événements candidats γ comme événements de fond mais il est nécessaire de choisir les régions dans lesquelles ils sont sélectionnés de façon à ce que l'acceptance soit similaire. Pour cela, il faut choisir des régions qui sont, dans le référentiel de la caméra, à la même distance que la source du centre du champ de vue. Ceci proscrit l'utilisation de cette méthode pour la production de cartes. Toutefois, cette méthode peut s'avérer utile pour l'étude d'une source en particulier. Elle pourrait éventuellement être appliquée systématiquement lors de l'analyse des sources mais le nombre d'*Inter Events* est alors faible.

Par ailleurs, cette méthode ne peut être utilisée que si suffisamment d'événements de fond sont détectés pour pouvoir évaluer la distribution du nombre d'*Inter Events*. Dès lors, ce test ne peut pas être appliqué pour des sources qui dominent le fond, car dans ce cas, le nombre d'*Inter Events* devient trop faible. Il ne peut pas non plus être appliqué aux régions avec une exposition trop faible.

8.3 Test en fenêtres glissantes

Principe

D'après la figure 8.9, plus le temps d'observation est grand par rapport à la durée de l'événement transitoire (plus f devient faible), plus il faut que ce dernier soit intense pour être détecté de manière significative. En d'autres termes, si un sursaut a lieu, il peut se trouver noyé dans l'ensemble des données.

Pour s'affranchir de ce problème, une technique a été développée : effectuer le *exp-test* avec des fenêtres glissantes en temps. Le principe est le suivant : on définit une fenêtre comportant un nombre fixé d'événements. Pour les événements contenus dans la fenêtre, on effectue le *exp-*

test en gardant C^* à la valeur moyenne de l'échantillon total, puis on décale cette fenêtre d'un événement et on effectue le test à nouveau jusqu'à arriver à la fin de l'échantillon.

Si on note N_{tot} le nombre total d'événements de l'échantillon et N_f la taille (fixe) de la fenêtre, on effectue donc $N_{tot} - N_f + 1$ tests. On obtient alors une valeur de significativité par fenêtre et on prend comme valeur du test final la significativité maximale obtenue sur toute les fenêtres.

Correction du nombre d'essais

Lorsque l'on effectue le test par cette méthode, les valeurs des significativités obtenues sont corrélées car les différents échantillons ne sont pas indépendants. Il est alors nécessaire d'estimer le nombre d'essais indépendants. Si la largeur de la fenêtre est choisie à partir des données, il faudrait également en tenir compte. Par contre, si cette taille est choisie à priori, ce choix n'introduit pas d'essais supplémentaires.

Si on note $P(s > s_0)$ la probabilité d'obtenir une significativité s au dessus d'une valeur s_0 dans le cas où le signal ne présente pas de sursaut, alors la probabilité d'obtenir une valeur de significativité supérieure à s_0 parmi tous les tests effectués est la suivante :

$$F = 1 - (1 - P(s > s_0))^\Omega \quad (8.20)$$

où Ω est le nombre de fenêtres indépendantes. On parle alors de probabilité de "False Alarm" et la valeur de M peut être estimée à partir de simulations Monte-Carlo.

Dans la pratique, si on a un échantillon contenant N_{tot} événements, on tire un grand nombre de fois ce même nombre d'événements, avec des intervalles entre chaque événement suivant la statistique Poissonnienne 8.2 avec $C = 1$. On effectue alors le test en fenêtres glissantes pour chaque tirage et on construit la distribution des valeurs obtenues. Cette distribution peut alors être ajustée pour donner la valeur du paramètre M .

Un exemple d'application de ce test peut être trouvé dans la section 8.4.2.

8.4 Application de la méthode : production de cartes sur le ciel

8.4.1 Méthode

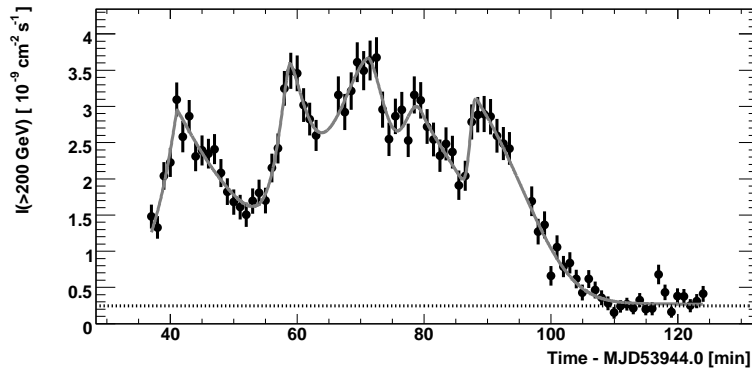
Dans cette section est exposée la méthode et les différentes coupures appliquées pour la production de cartes de variabilité. Pour les raisons exposées dans la section 8.2.4, la méthode des *Inter Events*, bien que permettant de s'affranchir de l'étape d'estimation et de correction de l'acceptance, n'est que peu adaptée à la production de cartes de significativité. Le test utilisé ici est donc le *exp-test*.

Pour chaque bin du ciel, on applique les critères suivants :

- tous les candidats γ situés à moins d'une distance angulaire θ_{max} du centre du bin en question sont sélectionnés,
- on effectue alors le test dans ce bin uniquement si au moins N_{min} événements ont été sélectionnés par la condition précédente,

Paramètre	θ_{max}	N_{min}	N_{OFF}^{min}	$(\alpha N_{OFF})^{min}$	ρ_{Acc}
Valeur	0.15°	50	5	1	0.15

T . 8.1 – Valeur des différentes coupures appliquées pour l’application du exp-test à la production de cartes de significativité.



F . 8.11 – Courbe de lumière en flux intégré au-delà de 200 GeV obtenue par H.E.S.S. en direction du blazar PKS 2155-304, pendant le sursaut d’activité de juillet 2006. Cette figure est tirée de Aharonian et collab. (2007a).

- on impose que le nombre d’événements de fond N_{OFF} , déterminé par la méthode de l’anneau complet (voir section 6.2) soit supérieur à N_{OFF}^{min} et que le produit αN_{OFF} soit supérieur à $(\alpha N_{OFF})^{min}$ pour s’assurer que suffisamment d’événements ont été détectés pour estimer l’acceptance à cette position,
- l’acceptance moyenne par run est calculée pour les événements sélectionnés, et les événements dont le run possède une acceptance moyenne inférieure à une fraction ρ_{Acc} du maximum des acceptances moyennes sont rejetés.

Le tableau 8.1 résume les différentes valeurs choisies pour ces paramètres.

Si la correction de l’acceptance et l’algorithme qui effectue le test sont corrects, la distribution des valeurs de significativité sur l’ensemble de la carte doit être une gaussienne de valeur moyenne nulle et d’écart-type égal à 1 pour un signal purement Poissonien.

8.4.2 Application au champ de vue du blazar PKS 2155-304

Le blazar PKS 2155-304 est un noyau actif de galaxie, très brillant au TeV et pouvant exhiber des sursauts d’activité importants sur des échelles de temps très courtes. On parle alors d’état haut lorsque la source présente un sursaut et d’état bas lorsque la source apparaît stable. Un tel sursaut d’activité a été observé par H.E.S.S. en juillet 2006 au cours duquel le flux mesuré a atteint près de 50 fois le flux observé dans l’état le plus bas (Aharonian et collab., 2007a). Par ailleurs, la source a présenté des temps caractéristiques de changement de régimes de l’ordre de la minute. La figure 8.11 montre la courbe de lumière obtenue par H.E.S.S. lors de cet événement. Ces caractéristiques en font un objet particulièrement intéressant pour appliquer et tester la méthode de détection de variabilité présentée dans ce chapitre.

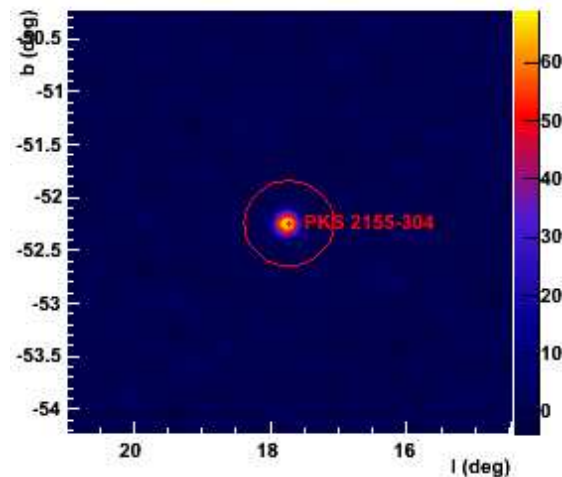


FIG. 8.12 – Carte de significativité, calculée par la méthode de Li et Ma (1983), en direction de PKS 2155-304 avec le lot de données recueillies en 2007.

8.4.2.1 Données de 2007

Nous avons tout d'abord appliqué le *exp-test* aux données prises durant l'année 2007. Pendant cette période, la source se trouvait dans un état stable et n'a pas montré de variabilité particulière.

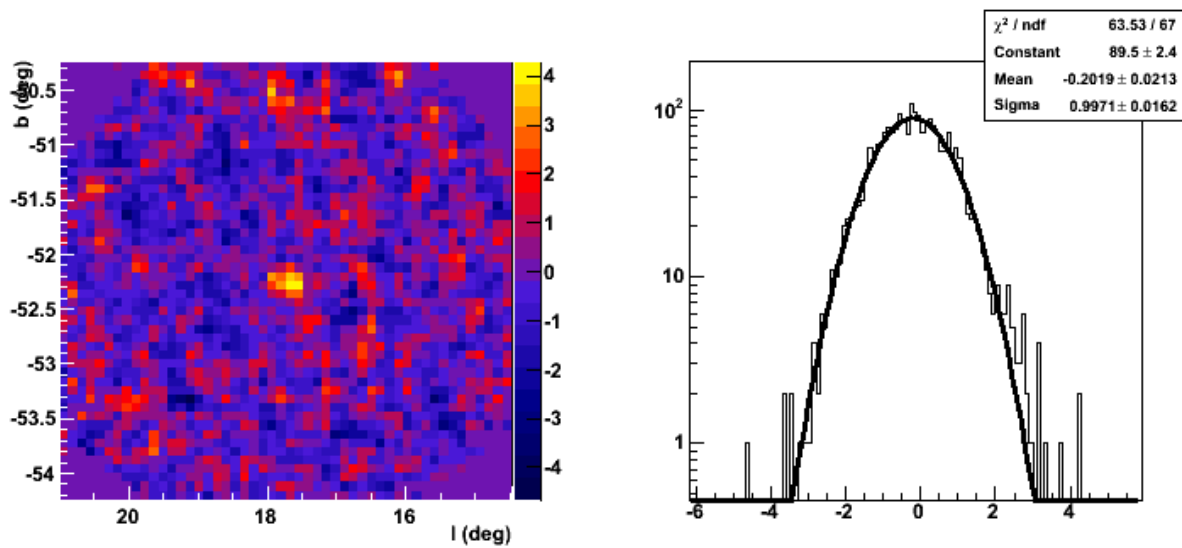
Le lot de données est constitué de 40 runs d'observation passant les critères de qualité décrits dans la section 6.1.2. Il a été analysé avec la configuration *Standard* de l'analyse *Model++*. L'excès de photons γ en direction de la source est de 2208.9 pour une significativité obtenue par la méthode de Li et Ma (1983) de 66,6. La carte de significativité, centrée sur PKS 2155-304, obtenue par cette méthode est présentée sur la figure 8.12.

Sur l'ensemble de la région observée, 93649 candidats γ ont été détectés. Ce sont ces événements qui sont utilisés pour appliquer le *exp-test*.

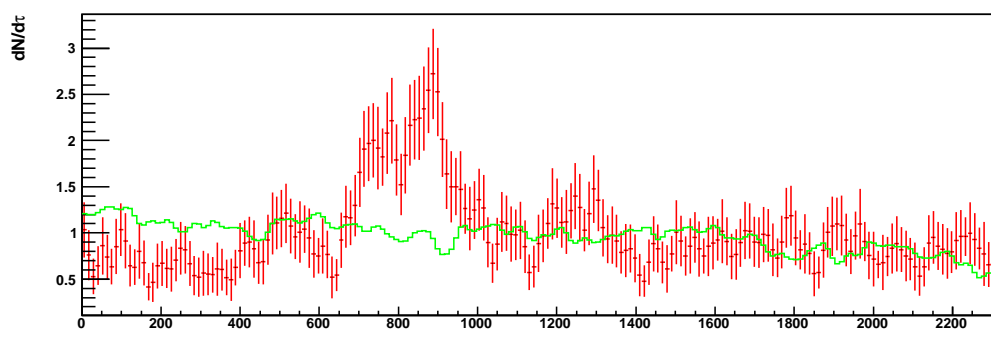
La carte de la région, obtenue par la méthode décrite dans ce chapitre, ainsi que la distribution des valeurs de significativité sur l'ensemble de la carte sont présentées sur la figure 8.13. La carte est homogène, sans gradients apparents, mais elle semble toutefois présenter une concentration de valeurs de significativité élevées (~ 4) en direction de PKS 2155-304.

La distribution en significativité possède une valeur moyenne de $-0,20 \pm 0,02$ pour une largeur de $0,997 \pm 0,016$. La largeur de la distribution est conforme aux attentes pour un signal purement Poissonien. En ce qui concerne la valeur moyenne, elle semble indiquer un biais vers les valeurs négatives, qui reste raisonnable et ne remet pas en cause l'ensemble de la méthode.

L'indication de comportement anormal en direction de la source apparaît clairement dans le taux d'événement en fonction du temps corrigé de l'acceptance (voir figure 8.14). Afin de quantifier cet effet, nous avons appliqué le test en fenêtres glissantes décrit précédemment. La taille de la fenêtre a été fixée à 200 événements. La significativité maximale obtenue sur l'ensemble des fenêtres est alors de 15,68 écarts standards, soit 15,29 après correction du nombre d'essais tandis que cette significativité est de ~ 4 pour l'ensemble de l'échantillon. La figure 8.15 pré-

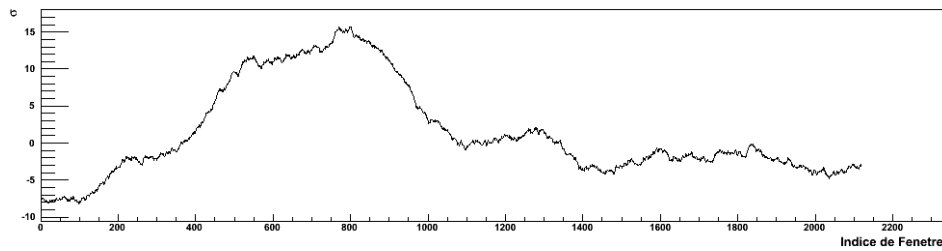


F . 8.13 – À gauche : Carte de significativité du exp-test en direction de PKS 2155-304, pour le lot de données de 2007. À droite : distribution des valeurs de significativité sur l'ensemble de la carte. Les résultats de l'ajustement par une gaussienne (courbe noire) sont indiqués dans l'encart.

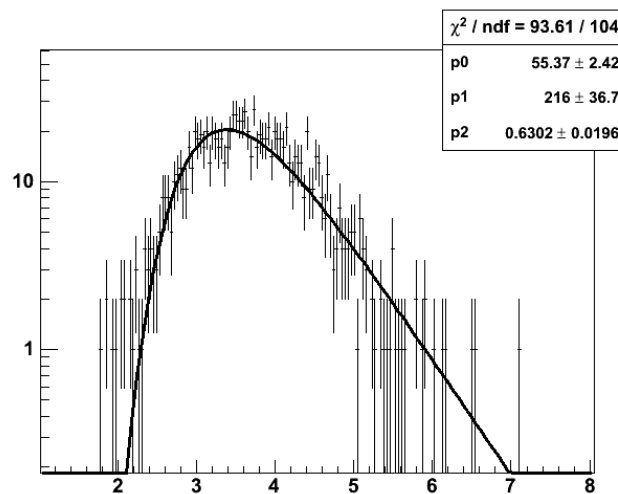


F . 8.14 – Taux d'événements en fonction du temps corrigé de l'acceptance en direction de PKS 2155-304 pour les données obtenues en 2007. L'histogramme vert représente l'acceptance normalisée au taux d'événements moyen en fonction du temps corrigé de l'acceptance.

sente l'évolution de la significativité en fonction du numéro de la fenêtre tandis que la figure 8.16 présente la distribution des valeurs maximales de significativité, obtenues par le test en fenêtres glissantes, pour des simulations sous l'hypothèse de signal Poissonien et comportant le même nombre d'événements qu'à la position étudiée. C'est l'ajustement de cette distribution qui permet de déterminer le nombre d'essais. Dans le cas présenté ici, ce nombre tiré de l'ajustement vaut 215,985.



F . 8.15 – Significativité du exp-test en fonction du numéro de la fenêtre, pour une fenêtre de 200 événements en direction de PKS 2155-304 (données de 2007).

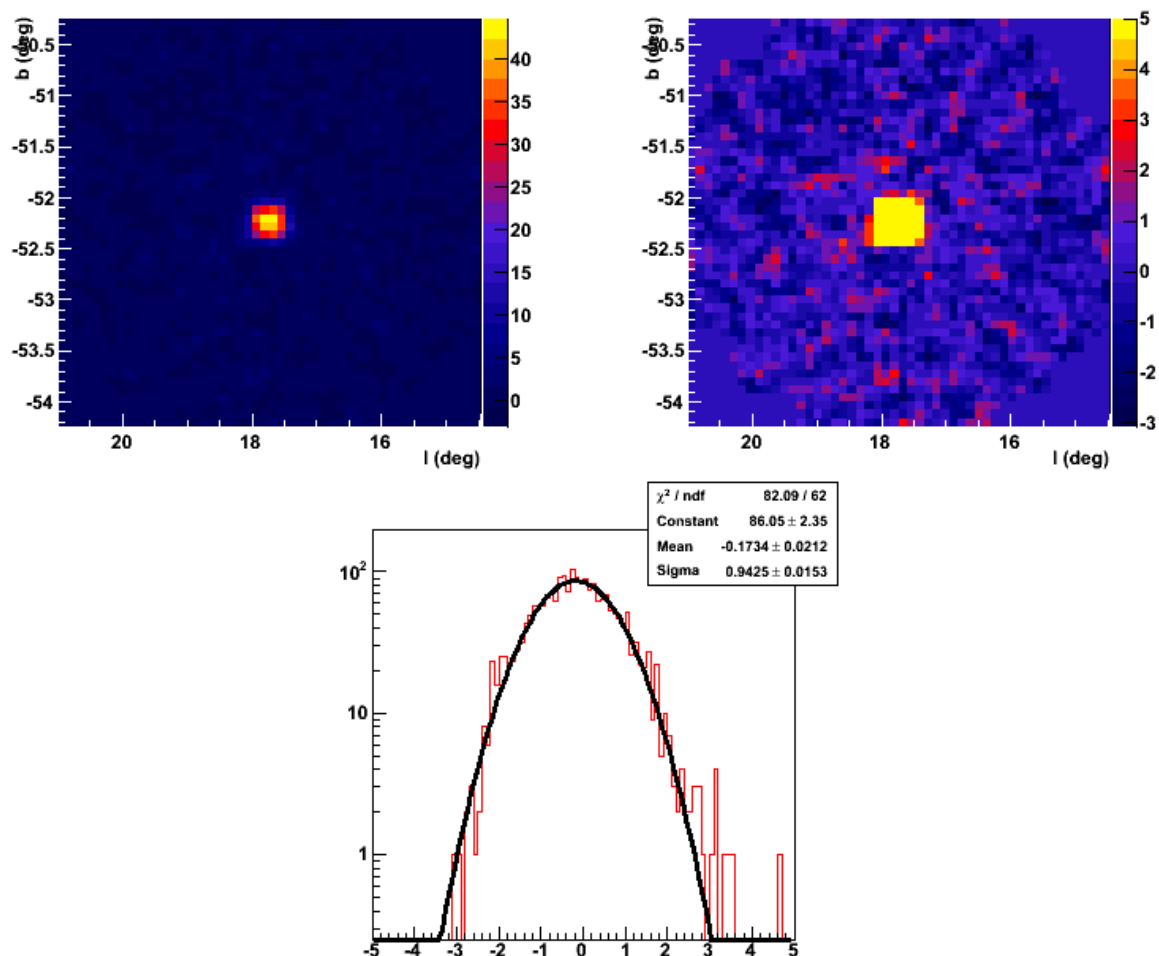


F . 8.16 – Distribution des valeurs maximales des significativités obtenues par le test en fenêtres glissante sur 1000 simulations d'échantillons contenant le même nombre d'événements que la position étudiée et dont les temps d'arrivée sont Poissonniens. L'ajustement de cette distribution permet d'obtenir le nombre d'essais indépendants (voir texte).

8.4.2.2 Sursaut de juillet 2006

Le test a également été appliqué aux données recueillies pendant le sursaut observé en juillet 2006. Le lot de données est constitué de 18 runs d'observation, passant les critères de qualité, correspondant à ~ 8 heures d'observation étalées sur deux nuits. L'excès obtenu avec la configuration *Standard* de l'analyse *Model++* est de 28191.2 photons γ en provenance de la source. Cela correspond à une significativité de 364.3 écarts standards. PKS 2155-304 a ainsi émis pendant cet événement exceptionnel près de un γ par seconde.

Le *exp-test* appliqué à ce lot de données détecte un écart à un comportement purement Poissonnien des temps d'arrivée des événements avec une significativité de 44,7. La carte de significativité obtenue par ce test ainsi que la distribution des valeurs de significativité, construite pour des positions sur la carte distantes d'au moins $0,25^\circ$ de PKS 2155-304 (soit en dehors de la région source) sont présentées sur la figure 8.17. La distribution des valeurs de significativité peut être ajustée par une gaussienne de valeur moyenne -0.17 ± 0.02 et d'écart-type 0.94 ± 0.01 .



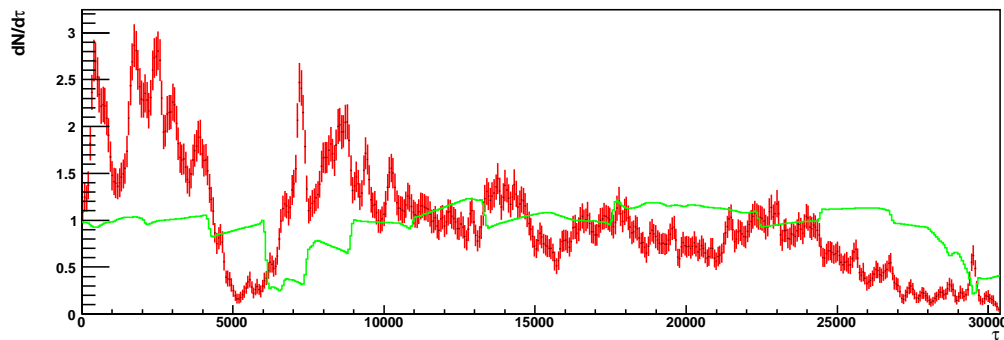
F . 8.17 – En haut : Carte de significativité du \exp -test en direction de PKS 2155-304, pour le lot de données prises pendant le sursaut de juillet 2006 (à gauche) et la même carte saturée à 5σ (à droite). En bas : distribution des valeurs de significativité en dehors de la région source. Les résultats de l'ajustement par une gaussienne (courbe noire) sont indiqués dans l'encart.

Là encore, la valeur moyenne est légèrement décalée vers les valeurs négatives mais la largeur de la distribution est correcte.

Le taux d'événements en fonction du temps corrigé de l'acceptance est présenté sur la figure 8.18. Les structures observées pour les temps (corrigés) inférieurs à ~ 5000 sont très similaires à celles obtenues par le calcul des courbes de lumière intégrées au-delà de 200 GeV pour les temps (réels) correspondants (voir figure 8.11).

8.4.3 Application aux données du plan Galactique

Les données utilisées pour appliquer le \exp -test à la région du plan Galactique ont été obtenues entre janvier 2004 et octobre 2010. Le lot de données est ainsi constitué de 4421 runs représentant plus de 2000 heures d'observation et permet de calculer la carte de significativité du \exp -test dans la gamme de longitudes $l = 0^\circ \pm 100^\circ$ et dans la gamme de latitudes $b = 0^\circ \pm 3^\circ$



F . 8.18 – Taux d'événements en fonction du temps corrigé de l'acceptance en direction de PKS 2155-304 pour les données obtenues en 2007. L'histogramme vert représente l'acceptance normalisée au taux d'événements moyen en fonction du temps corrigé de l'acceptance.

en coordonnées Galactiques. Un peu plus de $1,2 \times 10^7$ candidats γ ont été détectés et utilisés pour cette analyse avec la méthode *Model++* dans sa configuration *Standard*.

8.4.3.1 Résultats et discussion

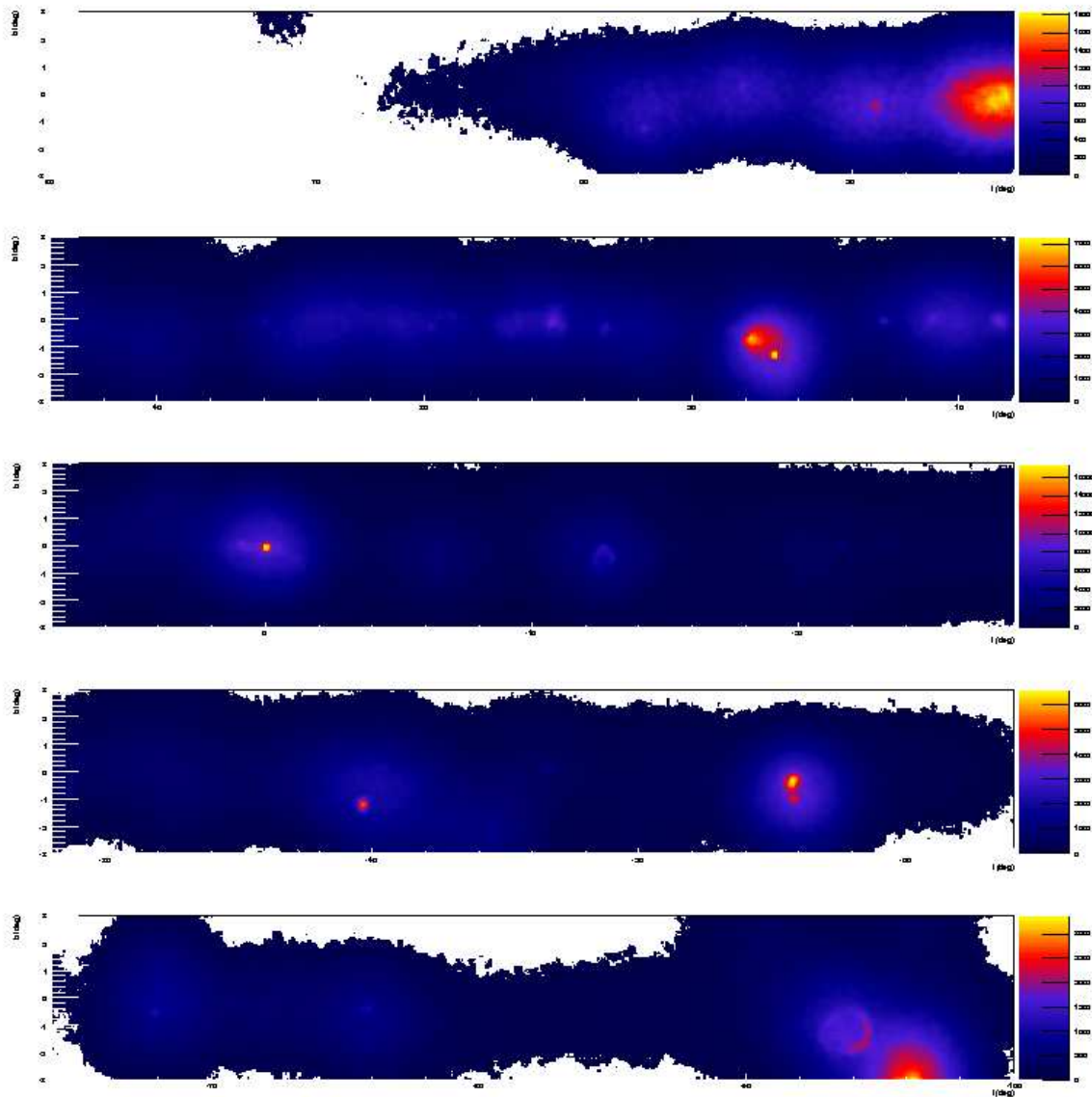
La carte de significativité du *exp-test* obtenue est présentée sur la figure 8.21. Par ailleurs, la figure 8.19 montre le nombre d'événements utilisés dans chaque bin⁴ pour effectuer le test. On note de forts gradients, correspondant à l'exposition relative de chaque région. Le nombre d'événements utilisés varie entre 50 (seuil choisi) et un peu plus de 17000. Malgré cette gamme importante, la carte obtenue ne présente pas de structures particulières ni de corrélations avec le nombre d'événements. Par ailleurs, il est important de noter que toutes les sources du plan Galactique, centre Galactique compris, ont été effacées par le test. Toutes les sources du plan Galactique sont stables pour la gamme d'efficacité du test.

La figure 8.20 montre la valeur de l'ajustement de la pente de la distribution des intervalles en temps corrigés de l'acceptance pour chaque bin. La distribution de ces valeurs sur l'ensemble de la carte possède une valeur moyenne de 0.973 et un écart-type de 0.167 conforme à la valeur attendue (-1).

La distribution des valeurs de significativité obtenue sur l'ensemble de la carte est présentée sur la figure 8.22. Cette distribution est bien ajustée par une gaussienne de valeur moyenne -0.020 ± 0.001 et d'écart-type 1.0104 ± 0.0009 . Elle est donc tout à fait compatible avec une absence de variabilité dans le plan galactique et en remarquable accord avec la distribution attendue pour des temps d'arrivée suivant une statistique Poissonnienne.

Cet accord montre que notre compréhension du détecteur est bonne et que la méthode de l'estimation de l'acceptance est précise. De plus, cela montre que la méthode de correction de l'acceptance est adaptée et efficace et que le test est bien maîtrisé.

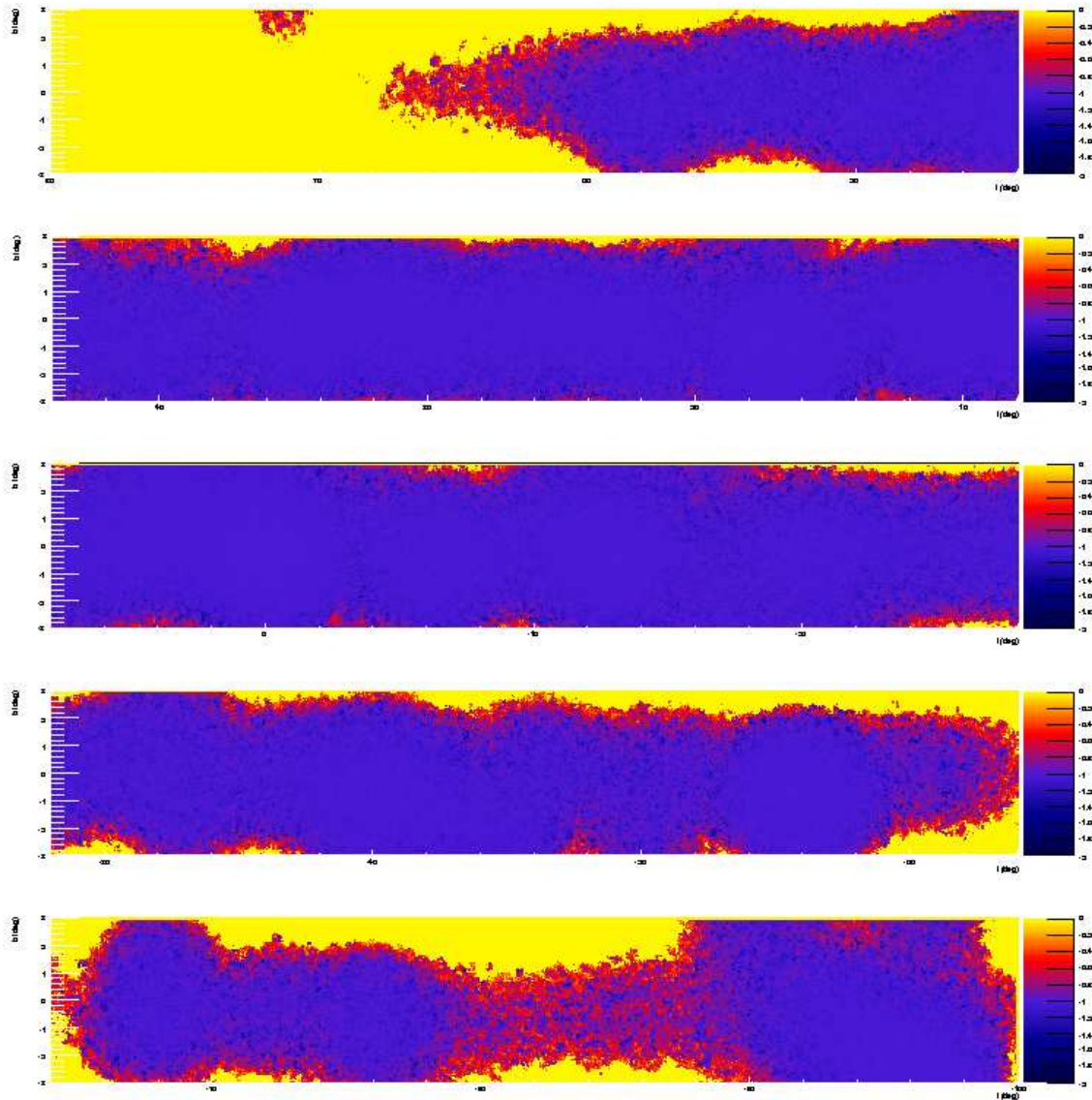
⁴La taille d'un bin est de $0,04^\circ \times 0,04^\circ$.



F . 8.19 – Carte du nombre d'événements sélectionnés par la méthode exposée dans la section 8.4.1 pour les données du plan Galactique. Certaines sources sont clairement apparentes.

8.5 Blocs bayesiens

La méthode des blocs bayesiens, présentée dans Scargle (1997), Scargle (2010), Scargle et collab. (2010), permet de trouver la partition optimale d'un ensemble de temps d'arrivée - suivant une statistique Poissonnienne - en différents blocs dont chaque taux est différent. Par partition optimale, on entend ici la partition qui décrit le mieux les données : si les temps d'arrivée présentent une statistique Poissonnienne avec un taux constant pendant toute la durée de l'échantillon, celui-ci sera représenté par un seul bloc ; si les données présentent une brusque augmentation du taux d'événements, l'échantillon sera représenté par deux blocs et ainsi de suite.



F . 8.20 – Carte des valeurs ajustées des pentes de la distribution des intervalles en temps corrigés de l'acceptance pour les données du plan Galactique. La distribution des valeurs des pentes ajustées sur l'ensemble de la carte présente une valeur moyenne de 0,973 et un écart-type de 0,167 conforme à la valeur attendue de 1.

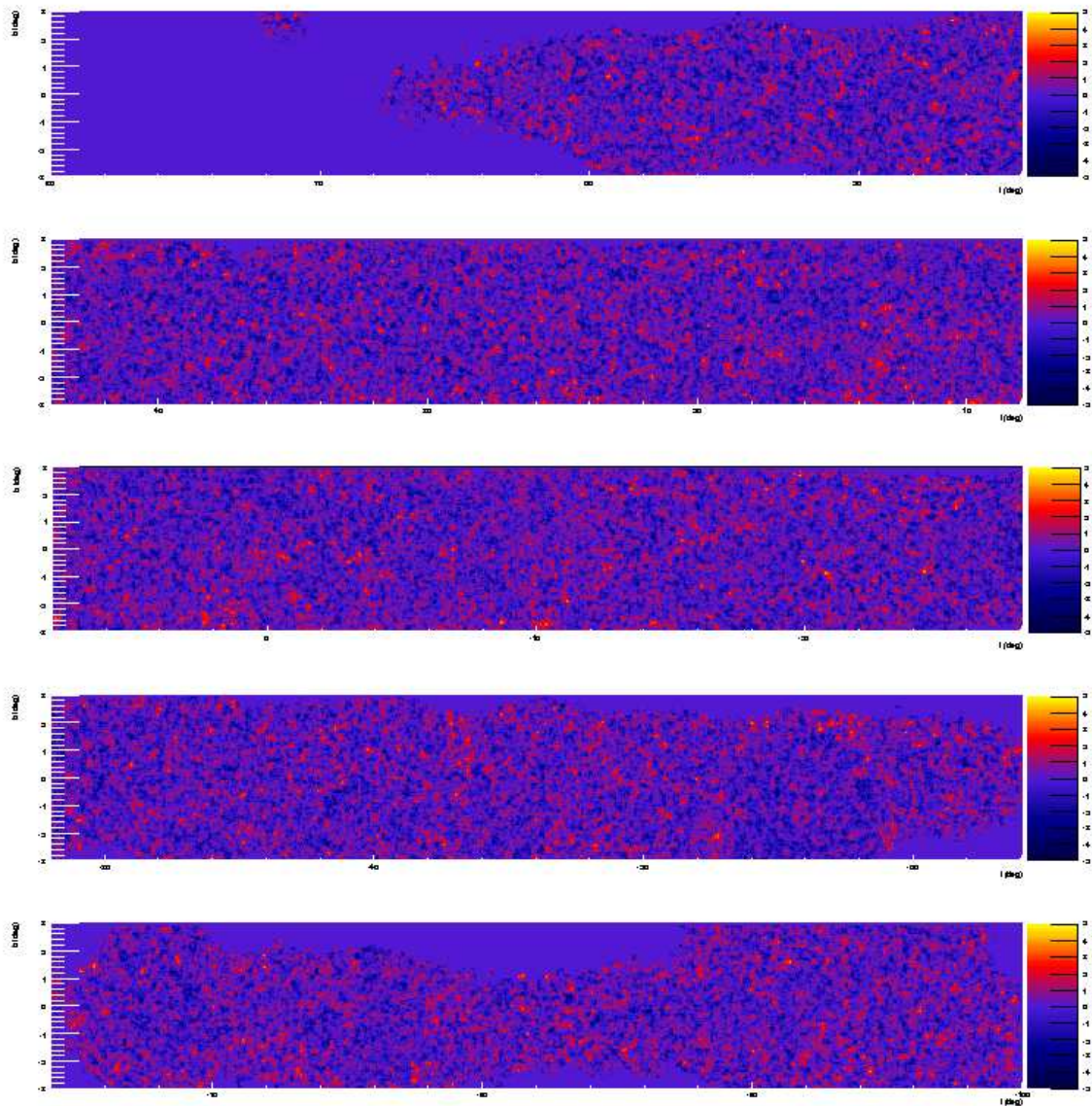
Principe et définitions

On note \mathcal{I}_n l'intervalle entre t_1 et t_n , constitué de l'ensemble des temps d'arrivée $\{t_1, t_2, \dots, t_n\}$.

Un bloc est défini comme un ensemble de temps d'arrivée consécutifs. En adoptant la notation utilisée dans Scargle et collab. (2010) :

$$\mathbf{B}(k, l) \equiv \{t_k, t_{k+1}, \dots, t_l\} \quad (8.21)$$

représente le bloc constitué des temps d'arrivée t_k à t_l . Une partition \mathcal{P} de l'ensemble des



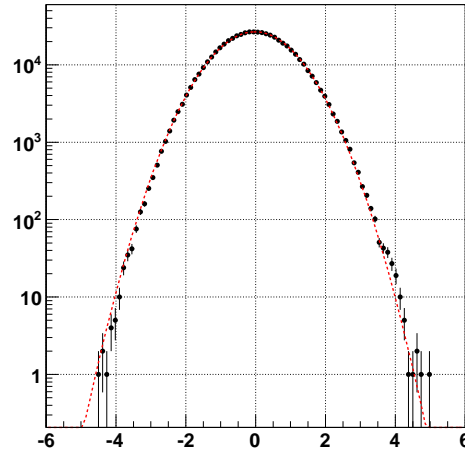
F . 8.21 – Carte de significativité du exp-test pour les données du plan Galactique. Cette carte est compatible avec du bruit purement Poissonnien.

temps d'arrivée peut alors s'exprimer comme un ensemble de blocs qui, mis bout à bout, forment l'intervalle étudié. Plus précisément :

$$\mathcal{I} = \cup_k \mathbf{B}_k \quad \text{et} \quad \mathbf{B}_i \cap \mathbf{B}_j = \emptyset \quad \text{pour} \quad i \neq j \quad (8.22)$$

$\mathcal{P}(\mathcal{I})$ est alors entièrement déterminée par le nombre de blocs N_b constituant cette partition et par les temps auxquels interviennent les changements de régime.

De manière à représenter de façon optimale l'échantillon, on maximise le logarithme d'une fonction de vraisemblance sur l'ensemble des partitions \mathcal{P} :



F . 8.22 – Distribution des valeurs de significativité obtenues par le exp-test pour les données du plan Galactique. L'ajustement par une gaussienne (en rouge) présente une largeur de -0.020 ± 0.001 et un écart-type de 1.0104 ± 0.0009 .

$$F[\mathcal{P}(\mathcal{I})] = \sum_{k=1}^{N_b} f(B_k) \quad (8.23)$$

Cette fonction est la somme des logarithmes des fonctions de vraisemblance $f(\mathbf{B}_k)$ des différents blocs constituant la partition. Sous l'hypothèse d'un régime Poissonnien, le logarithme du maximum des fonctions de vraisemblance individuelles peut s'exprimer de la manière suivante (Scargle et collab., 2010) :

$$f_{max}(B_k) = \log L_{max} = N^k \log \frac{N^k}{M^k} \quad (8.24)$$

où N^k est le nombre d'intervalles dans le bloc k de taille M_k . En effet, pour un taux d'événements λ , la probabilité d'observer un intervalle dt (supérieur ou égal à 0) est :

$$P(dt) = \lambda e^{-\lambda dt} \quad (8.25)$$

ainsi, la fonction de vraisemblance pour un intervalle dt_n s'écrit :

$$L_n = \lambda e^{-\lambda dt_n} \quad (8.26)$$

et la fonction de vraisemblance pour un bloc k contenant N^k intervalles est :

$$L^k = \prod_{n=1}^{N^k} \lambda e^{-\lambda dt_n} = \lambda^{N^k} e^{-\lambda M^k} \quad (8.27)$$

où M^k est la taille du bloc, c'est-à-dire la somme de tous les intervalles le constituant. Le maximum de cette fonction de vraisemblance est obtenu pour $\lambda = N^k / M^k$, et vaut :

$$L_{max}^k = \left(\frac{N^k}{M^k} \right)^{N^k} e^{-N^k} \quad (8.28)$$

Lorsque l'on fait le produit des maximums de vraisemblance pour tous les blocs de la partition, le terme en exponentielle donne, quelle que soit la partition : $e^{-\sum_k N^k} = e^{-N^{Total}}$. Ce terme peut donc être ignoré pour comparer les différentes partitions possibles et l'expression du logarithme du maximum des fonctions de vraisemblance individuelles peut être prise comme exprimée à l'équation 8.24.

Algorithme dynamique

L'algorithme décrit dans Jackson et collab. (2003), utilisé ici, permet de trouver un optimum global de F sur l'ensemble des partitions \mathcal{P} . Cet algorithme repose sur le fait que si $\mathcal{P}(\mathcal{I})$ est une partition optimale de \mathcal{I} , alors toute sous-partition constituée d'un sous-ensemble de blocs de $\mathcal{P}(\mathcal{I})$, est optimale pour l'intervalle en question.

Si on prend la fonction 8.23, l'algorithme a tendance à trouver un bloc par temps d'arrivée. Il est alors nécessaire d'introduire un "prior" sur le nombre de blocs. Ce prior peut être choisi en fixant la probabilité d'obtenir un nombre N_b de blocs en présence de bruit seulement à (Scargle et collab., 2010) :

$$P(N_b) = P_0 \gamma^{-N_b} \quad (8.29)$$

La fonction 8.23 s'en trouve modifiée de la manière suivante :

$$f_{max}(B_k) = \log L_{max} = N^k \log \frac{N^k}{M^k} - \log \gamma \quad (8.30)$$

Ainsi, plus la valeur de $\log \gamma$ est grande et plus le nombre de blocs obtenus sera faible. Cette propriété est illustrée sur la figure 8.23, pour laquelle la méthode présentée dans cette section a été appliquée aux données obtenues en direction de PKS 2155-304 lors du sursaut de juillet 2006. Dans cet exemple, et dans le cas où la valeur de $\log \gamma$ est trop faible, l'algorithme trouve un grand nombre de blocs. La taille des blocs peut alors être faible et le taux d'événements moyen dans chaque bloc (défini comme le nombre d'événements dans le bloc divisé par sa largeur) peut présenter des valeurs importantes.

La valeur de $\log \gamma$ peut être déterminée par simulations (Chiang et collab., 2010). Pour un échantillon ne présentant pas de changements de taux d'événements, on s'attend, par la méthode des blocs bayésiens, à n'obtenir qu'un seul bloc. Dès lors, si l'on s'intéresse à un échantillon contenant N événements, on simule un grand nombre de fois (de l'ordre de 10^4) un échantillon stable contenant le même nombre d'événements, on lui applique l'algorithme de détermination de la partition optimale et on enregistre le nombre de blocs obtenus. On recommence cette procédure en faisant varier $\log \gamma$. On peut alors choisir la valeur de $\log \gamma$ de telle sorte que la fraction de simulations ne contenant qu'un seul bloc soit supérieure à une valeur prédéfinie (par exemple 95%). En d'autres termes, on calcule la probabilité de fausse alarme en fonction de la valeur de $\log \gamma$ à partir de simulations Monte-Carlo. Cette probabilité dépend du nombre d'événements dans l'échantillon et doit être recalculée pour chaque valeur de N .

La figure 8.24 présente ainsi la probabilité de fausse alarme en fonction de $\log \gamma$ pour plusieurs valeurs de N . Ces différentes courbes peuvent être ajustées pour donner une relation entre

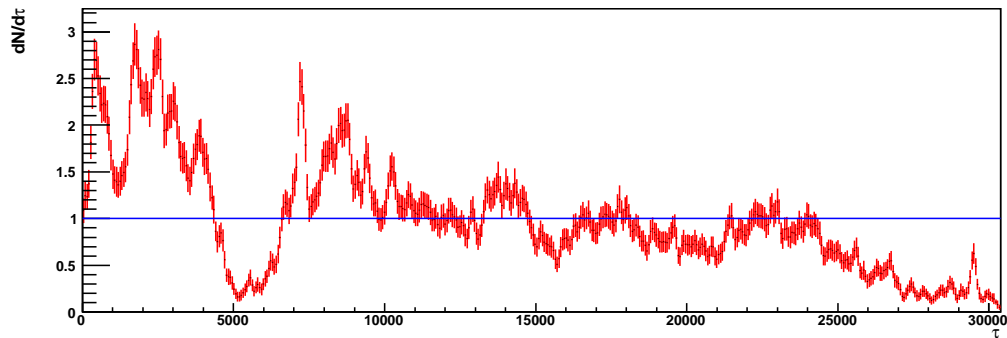
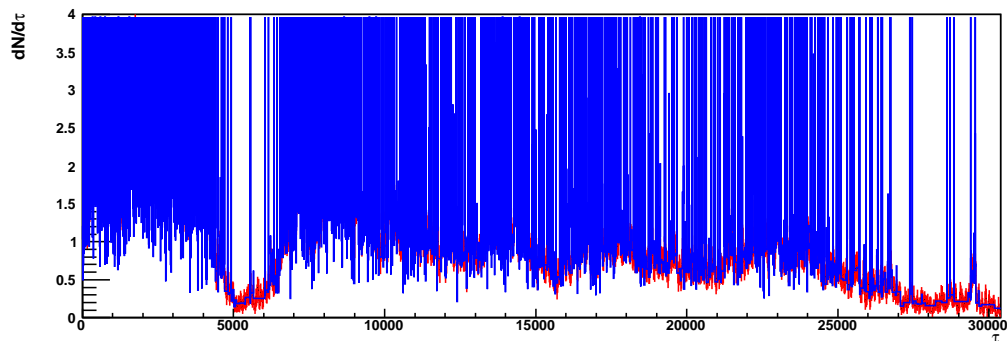
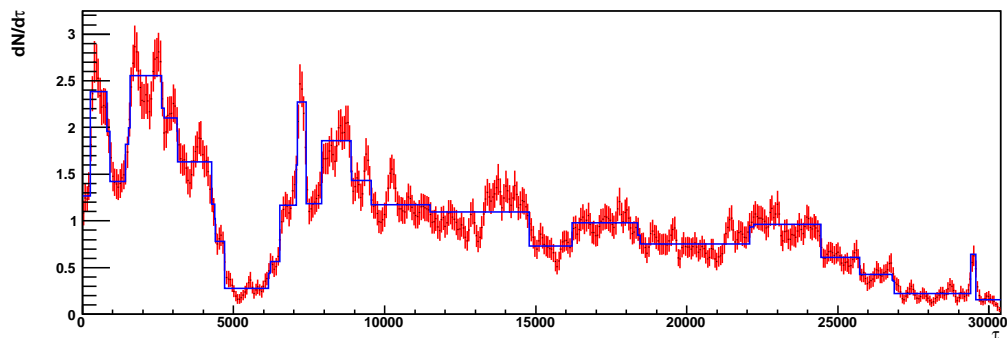
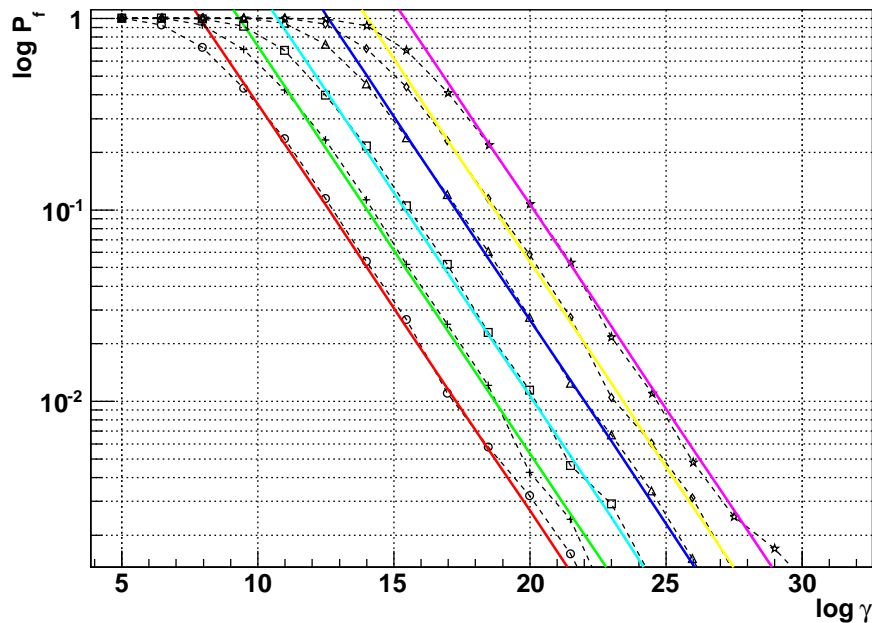
(a) $\log \gamma$ trop grand(b) $\log \gamma$ trop faible(c) $\log \gamma$ correct

FIG. 8.23 – Taux d'événements en fonction du temps corrigé de l'acceptance en direction de PKS 2155-304 pendant le sursaut de juillet 2006 (en rouge). L'algorithme permettant de déterminer la partition optimale (représentée en bleu) a été appliqué ici en choisissant différentes valeurs de $\log \gamma$.

la valeur de $\log \gamma$, la valeur de la probabilité de fausse alarme P_f et le nombre d'événements N . La relation entre ces différents paramètres a été déterminée sur des simulations et peut être exprimée comme suit :



F . 8.24 – Probabilité de fausse alarme en fonction de la valeur de $\log \gamma$ pour différentes valeurs du nombre d'événements dans l'échantillon : $N = 50$ (cercles), $N = 100$ (croix), $N = 200$ (carrés), $N = 500$ (triangles), $N = 1000$ (losanges), $N = 2000$ (étoiles). Chaque point représente la valeur moyenne obtenue sur 10^4 simulations (nombre de simulations avec plus d'un bloc divisé par le nombre total de simulations). Les courbes de couleurs sont calculées à partir de l'équation 8.31.

$$\log \gamma = \frac{5 - \log P_f + \log(6.5 \cdot 10^{-3} \times N)}{0.49} \quad (8.31)$$

On peut noter qu'en outre l'algorithme présenté ici permet de trouver les temps correspondant aux éventuels changements de régime.

Efficacité

L'efficacité de détection d'événements transitoires par la méthode des blocs bayesiens peut être estimée à partir de simulations Monte-Carlo. Comme dans la partie 8.2.3, des courbes de lumière à deux niveaux sont générées avec un nombre d'événements total fixé, un rapport ρ entre le taux d'événements dans l'état stable et pendant le sursaut compris entre 1 et 7 et une fraction f du temps total (normalisé) comprise entre 0 et 1.

Le facteur de pénalité $\log \gamma$ est choisi ici à partir de la relation 8.31 en imposant un taux de fausses détections inférieur à 5%. Le nombre total d'événements est fixé à 800 (correspondant au nombre moyen d'événements observés dans les données prises dans le plan Galactique) et pour chaque jeu de paramètres (ρ, f) , on effectue 100 simulations pour lesquelles l'algorithme de détection des blocs est appliqué et le nombre de blocs obtenus est compté.

La figure 8.25 présente le résultat de cet ensemble de simulations où le nombre moyen de blocs détectés est rempli pour chaque valeur des paramètres en jeu. Pour le nombre d'événements

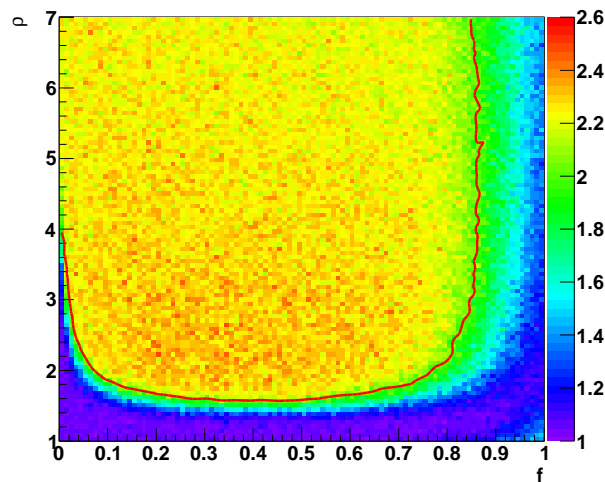


FIG. 8.25 – Nombre moyen de blocs détectés sur 100 simulations en fonction du rapport ρ entre le taux d'événements pendant le sursaut et dans l'état stable (ordonnée) et de la fraction de temps total occupée par le sursaut (abscisse). La ligne continue rouge correspond à un nombre moyen de blocs égale à 2.

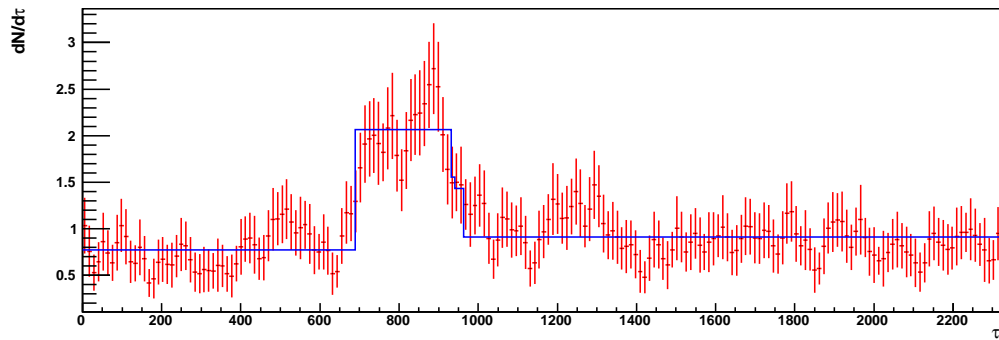
ments choisis, on peut détecter un sursaut représentant une augmentation du taux d'événements d'au minimum un facteur ~ 2 pendant une fraction du temps total observé comprise entre 0,05 et 0,8. Pour des valeurs de f comprises entre 0,2 et 0,65, la méthode peut détecter des sursauts présentant une augmentation du taux d'événements d'au moins 60%.

Application

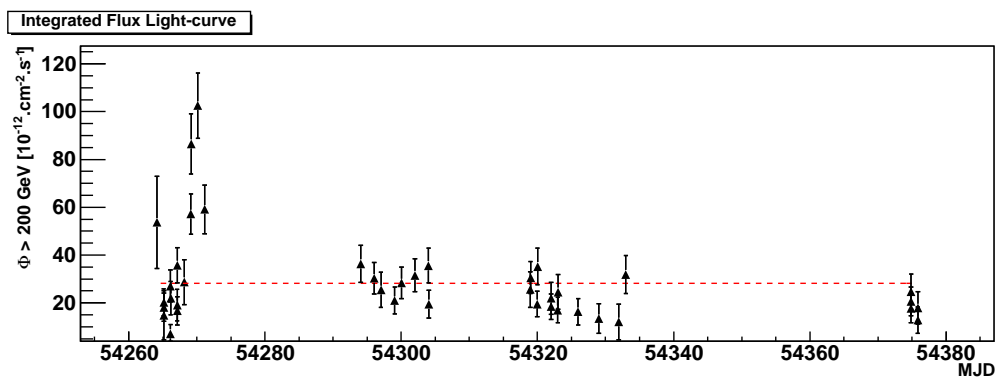
La méthode des blocs bayésiens a été appliquée au lot de données obtenues en direction de PKS 2155-304 lors de l'année 2007. L'analyse de ce même lot de données par la méthode *exp-test* a montré une indication de variabilité, confirmée par la méthode du *exp-test* en fenêtres glissantes (voir section 8.4.2).

Le nombre d'événements dans une région de $0,15^\circ$ centrée sur PKS 2155-304 pour ce lot d'événements est de 2321. Si on impose un taux de faux positifs inférieur à 5%, la valeur de $\log \gamma$ utilisée a été estimée à partir de la relation 8.31 et vaut $\log \gamma = 21,85$. L'estimation de ce paramètre par des méthodes Monte-Carlo en prenant le nombre d'événements correspondant est en accord avec cette valeur inférée.

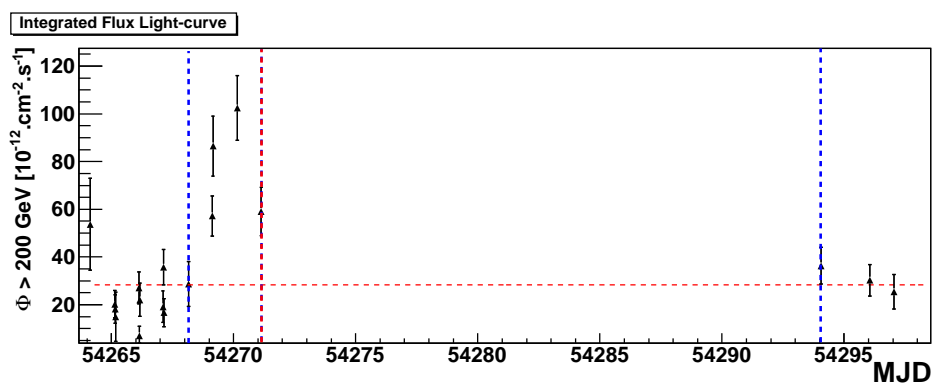
Le résultat obtenu est présenté sur la figure 8.26. Les temps correspondants au début et à la fin du sursaut sont les suivants : $t_i = 54268.1611921$ et $t_f = 54294.0471735$, exprimés en MJD, avec des changements de régime intermédiaires en $t_{i_1} = 54271.1372487$ et $t_{i_2} = 54271.1393624$. Ces temps correspondent bien à ce qui est reconstruit en calculant la courbe de lumière en flux intégré au-delà de 200 GeV (voir figures 8.27 et 8.28).



F . 8.26 – Taux d'événements en fonction du temps corrigé de l'acceptance en direction de PKS 2155-304 pour les données obtenues en 2007. L'algorithme permettant de déterminer la partition optimale a été appliqué ici en choisissant la valeur de $\log \gamma = 21,85$ par la relation 8.31.



F . 8.27 – Courbe de lumière du flux intégré au-delà de 200 GeV, en direction de PKS 2155-304 pour les données obtenues en 2007.



F . 8.28 – Détail de la figure 8.27. Les temps de changements de régimes, obtenus par la méthode des blocs bayesiens, sont indiqués par les lignes pointillées verticales.

8.6 Test par somme cumulative

La méthode présentée dans cette section s'appuie sur la connaissance de la statistique des intervalles de temps entre deux événements pour des temps d'arrivée Poissonniens. Cette méthode, qui s'apparente à un test de Kolmogorov-Smirnov, en est encore à ses balbutiements et mériterait certainement d'être approfondie.

Le principe de cette méthode est de construire la somme cumulative des intervalles en temps entre deux événements en retranchant à chaque fois la valeur moyenne afin de se ramener à une variable de moyenne nulle. Si l'on dispose d'un ensemble d'intervalles, ordonnés en temps $\{\Delta T_i\}_{i=1\dots N} := \{(T_{i+1} - T_i)\}_{i=1\dots N}$, on peut construire la variable de somme cumulative, qui a pour valeur au temps d'indice i :

$$\chi_i = \sum_{k=1}^i (\Delta T_k - \langle \Delta T \rangle) \quad (8.32)$$

où $\langle \Delta T \rangle = 1/N \sum_{i=1}^N \Delta T_i = C$. Cette variable est bien de valeur moyenne nulle et pour tout i , on a :

$$\langle \chi_i \rangle = \sum_{k=1}^i \left(\langle \Delta T_k \rangle - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \langle \Delta T_j \rangle \right) \quad (8.33)$$

$$= 0 \quad (8.34)$$

Par ailleurs, si la distribution des intervalles en temps entre deux événements suit une statistique Poissonnienne, alors la fonction de densité de probabilité des intervalles est celle de l'équation 8.2. On peut alors calculer $\langle \Delta T^2 \rangle$:

$$\langle \Delta T^2 \rangle = \int \Delta T^2 f_C(\Delta T) dt = 2C^2 \quad (8.35)$$

Alors, la variance de la variable χ_i pour tout temps i s'exprime ainsi :

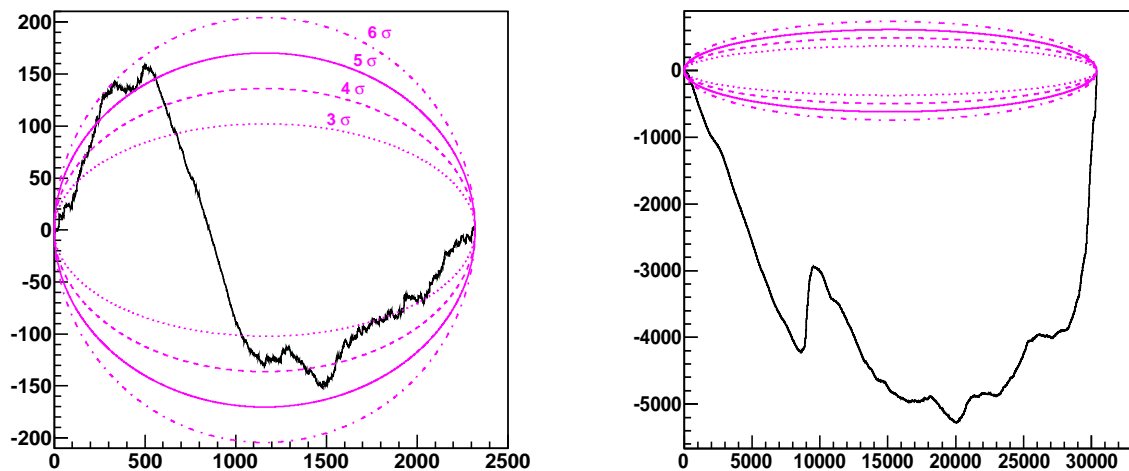
$$\text{Var}(\chi_i) = \langle \chi_i^2 \rangle - \langle \chi_i \rangle^2 = \langle \chi_i^2 \rangle \quad (8.36)$$

$$= \left\langle \left(\sum_{k=1}^i \langle \Delta T_k \rangle - \frac{i}{N} \sum_{j=1}^N \langle \Delta T_j \rangle \right)^2 \right\rangle \quad (8.37)$$

$$= \frac{2iC^2}{N}(N - i) \quad (8.38)$$

$$(8.39)$$

On peut alors déterminer pour chaque indice si la variable s'écarte de la distribution attendue et quantifier le nombre d'écarts-types correspondant. Pour le visualiser, on trace la somme cumulative χ en fonction de l'indice i de l'intervalle ainsi que différents contours d'écarts-types, pour 3, 4, 5 et 6 déviations standards par exemple. Si la somme cumulative dépasse un certain seuil significatif, on a alors une indication d'écart à une distribution Poissonnienne. Par ailleurs, la position du maximum de la somme cumulative correspond à la position du changement de régime.



F . 8.29 – Somme cumulative des intervalles de temps corrigés de l’acceptance des événements en direction de PKS 2155-304, pour les données de 2007 (à gauche) et les données pendant le sursaut de juillet 2006 (à droite). Les courbes magenta représentent les contours à 3, 4, 5 et 6 écarts-types.

Sur la figure 8.29 (à gauche), est présentée l’évolution de la variable χ (calculée à partir des temps corrigés de l’acceptance) en fonction de l’indice de l’intervalle pour les données prises en 2007 en direction de PKS 2155-304. On observe pour ce test encore un écart significatif à une distribution Poissonnienne des temps d’arrivée des événements. La significativité maximale est de 5,97. La même variable est représentée sur la figure 8.29 (à droite), toujours en direction du blazar PKS 2155-304, mais cette fois pendant le sursaut observé en juillet 2007. La significativité maximale obtenue est, pour ces observations, de 68,43.

Cette méthode semble prometteuse mais pâtit toutefois du même problème que pour le *exp-test* : le signal peut être noyé dans le fond. En outre, si un sursaut a lieu au milieu de l’échantillon il sera plus difficilement détectable. Cette méthode nécessiterait donc quelques évolutions pour être tout à fait optimale.

8.7 Comparaison des différents tests

Les différents tests présentés dans ce chapitre sont maintenant comparés sur les données obtenues en direction du blazar PKS 2155-304 en 2007. Nous avons vu que pour ce lot de données, un sursaut est détecté avec les différentes méthodes.

Tout d’abord, à partir de la reconstruction standard, de l’analyse par modèle semi-analytique et de l’analyse spectrale décrite dans la section 6.4, les courbes de lumière en flux reconstruit au-delà de 200 GeV ont été calculées et elles présentent un sursaut d’activité bien marqué (voir figure 8.27). Le χ^2 pour l’ajustement des points par une constante est de 143.8 pour 39 degrés de liberté, dont la probabilité correspond à 7.5 déviations standard. Cette méthode simple permet déjà de montrer que la source est variable.

En appliquant le *exp-test* à ce lot de données, on obtient une significativité de 3.14 en prenant

Test	Significativité
Ajustement	7,5
Exp-Test	3,14
Inter Events	3,39
Fenêtres Glissantes	15,29
Blocs Bayesiens	9,8
Somme Cumulative	5,97

T . 8.2 – Valeurs de significativité obtenues par les différents tests de variabilité pour les données prises en 2007 en direction du blazar PKS 2155-304.

les événements tombant dans un rayon de $0, 15^\circ$ de la source mais avec la méthode du *exp-test en fenêtre glissante* une variabilité est détectée avec une significativité de 15, 29.

La méthode des *Inter-Events* a également été appliquée en direction de cet objet, la significativité obtenue est de 3, 39 avec ce test.

La méthode des *blocs bayesiens* a été appliquée en augmentant la valeur de $\log \gamma$ jusqu'à ce que l'algorithme ne détecte plus qu'un seul bloc. La probabilité de fausses détections est alors calculée par la relation 8.31. Cette procédure permet d'obtenir une estimation de la probabilité que l'échantillon soit conforme à un bloc unique avec un taux constant. La valeur obtenue est de 10^{-22} , ce qui correspond à une significativité de $\sim 9, 8$.

Enfin, le test par *somme cumulative* appliqué à cet échantillon de données donne une significativité maximale de 5, 97.

On a ainsi deux méthodes (fenêtres glissantes et blocs bayesiens) plus sensibles qu'un test de χ^2 et qui ont l'avantage, étant appliquées directement aux temps d'arrivée des événements, de ne pas dépendre de l'échantillonnage.

Ces différents résultats sont résumés dans le tableau 8.2.

Les simulations décrites dans la section 8.2.3 ont été produites pour le nombre d'événements contenus dans l'échantillon. Le résultat est présenté sur la figure 8.30 où la ligne rouge correspond à la valeur de significativité effectivement obtenue ($3,14 \sigma$). On peut remarquer que cette ligne passe notamment très près du point $(\rho; f) = (2, 3; 0, 1)$ correspondant au résultat obtenu par la méthode des blocs bayesiens, montrant ainsi que les deux méthodes sont compatibles entre elles. Par ailleurs, des simulations similaires à celles utilisées pour produire la figure 8.7 ont été réalisées pour le *exp-test en fenêtre glissante*. Pour ces simulations, le nombre d'événements est celui contenu dans l'échantillon et la valeur entrée pour chaque couple des paramètres ρ et f est la valeur moyenne, sur 1000 tirages, du maximum de significativité obtenu avec le *exp-test en fenêtre glissante*. Comme pour l'analyse de l'échantillon, la taille de la fenêtre utilisée dans ces simulations est de 200 événements. La ligne noire sur la figure 8.30 est la courbe d'iso-significativité obtenue par ces simulations et correspondant à la valeur maximale de significativité ($15, 68\sigma$) renvoyée par le test en fenêtre glissante appliqué aux données. Cette courbe noire passe également près de la position déduite des blocs bayesiens et les différents tests semblent ainsi relativement cohérents.

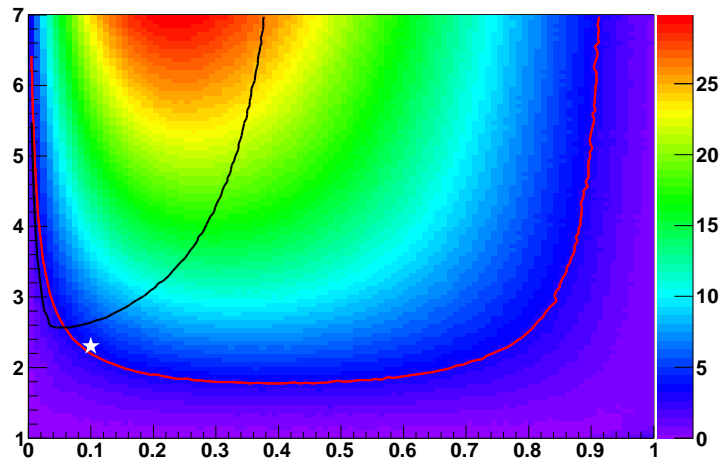


FIG. 8.30 – Significativité simulée (voir section 8.2.3) du *exp-test* en fonction de la fraction de temps f occupée par le sursaut et du rapport ρ entre le taux d'événements dans le sursaut et en dehors. Cette simulation est effectuée pour 2321 événements, correspondant au nombre d'événements de l'échantillon en direction de PKS 2155-304 pour le lot de données de 2007. La ligne rouge correspond à la significativité obtenue par le test pour ces observations. L'étoile blanche correspond quant à elle aux valeurs de f et de ρ obtenues par la méthode des blocs bayésiens. Enfin, la ligne noire est similaire à la ligne rouge mais pour des simulations avec le test en fenêtre glissante.

8.8 Conclusions

L'étude présentée dans ce chapitre visait au développement et à l'implémentation de méthodes pour la détection de phénomènes transitoires dans les données du relevé du plan Galactique avec H.E.S.S. Pour pouvoir produire des cartes de variabilité, il est nécessaire de corriger les intervalles de temps mesurés des variations d'acceptance du détecteur. Une fois cette étape effectuée, il est possible d'appliquer différents tests sur les temps (corrigés) des événements détectés. Nous avons appliqué le *exp-test* sur l'ensemble de la région du plan Galactique. Aucun événement transitoire n'a été détecté dans la gamme de sensibilité de ce test. Toutefois, la distribution des valeurs de significativité sur la carte montre que la correction d'acceptance proposée est correcte et que l'ensemble de la chaîne d'analyse est bien maîtrisée.

D'autres tests ont par ailleurs été proposés, il s'agit du test par fenêtres glissantes - qui s'est révélé plus efficace pour les données prises en 2007 en direction du blazar PKS 2155-304 - ou du test par somme cumulative qui nécessiterait des améliorations. Enfin, la méthode des blocs bayésiens a également été exposée. Cette méthode a l'avantage de permettre à la fois de détecter et de caractériser (temps initial, temps final, rapport des taux d'événements) les éventuels événements transitoires et semble plus sensible qu'un simple test de χ^2 . Au regard du tableau 8.2, la méthode du *exp-test* n'est pas la plus sensible et il sera intéressant d'appliquer les autres tests sur la région du plan Galactique.

L'application des différents tests aux données obtenues en direction du blazar PKS 2155-304 en 2007 montre que, pour ce cas particulier, ces tests sont parfois nettement plus sensibles que

la méthode simple de l'ajustement des courbes de lumière. De plus ils sont rapides et, avec la méthode des blocs bayesiens, il est possible de caractériser le sursaut de manière objective.

Chapitre 9

Observations des vestiges de supernovæ

9.1	Évolution d'un vestige de supernova	184
9.2	Vestiges de supernovæ et émission de photons γ de très haute énergie	189
9.2.1	Vestiges jeunes	189
9.2.2	Vestiges en interaction avec un nuage moléculaire	193
9.3	Approche multi-messagers et perspectives	198

Les supernovæ et leurs vestiges, présentés dans le chapitre 3, sont de très bons candidats pour expliquer le flux de rayons cosmiques Galactiques (c'est-à-dire en-deça de $\sim 5 \times 10^{15}$ eV, voir section 1.2.1) observé sur Terre. Cette idée, évoquée dès les années 1930, est motivée par l'énergie relâchée par ces processus ($\sim 10^{51}$ erg) et le taux de supernovæ dans la Galaxie. Celui-ci étant de l'ordre d'une explosion tous les trente ans : le flux des rayons cosmiques dans la Galaxie pourrait être maintenu si seulement $\sim 10\%$ de l'énergie d'explosion est utilisée pour l'accélération des particules chargées.

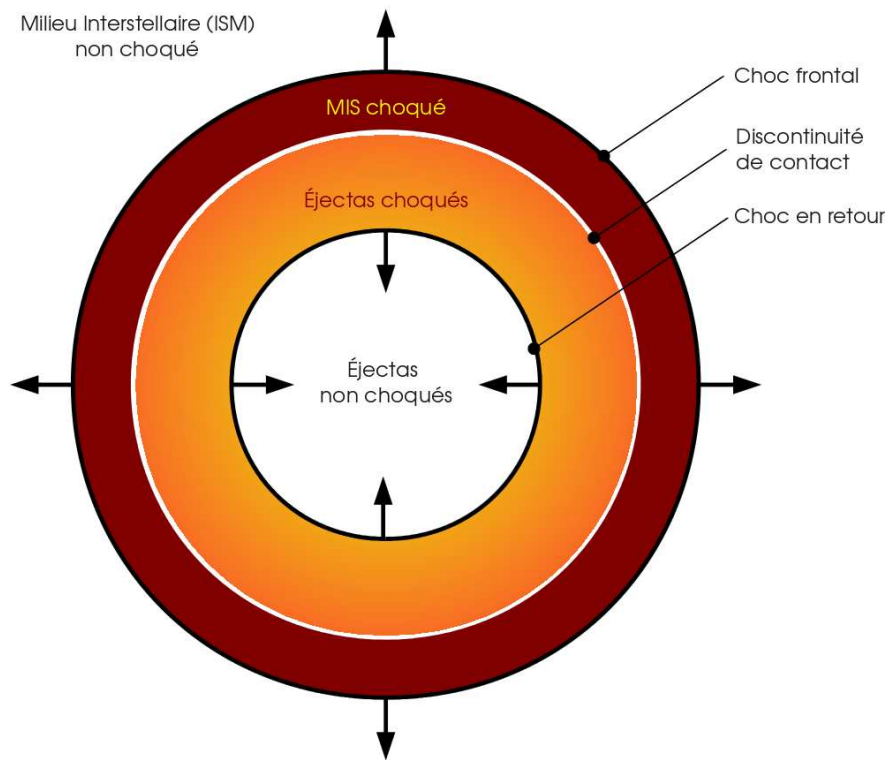
On dénombre près de 300 vestiges de supernovæ détectés dans le domaine radio. Ils sont notamment recensés dans le catalogue¹ de Green (2009). L'émission de la majeure partie des vestiges dont la coquille est résolue dans ce domaine en énergie peut être expliquée par le rayonnement synchrotron d'électrons accélérés à des énergies de l'ordre du GeV.

Sans parler des vestiges de supernovæ composites qui désignent les objets contenant un plé- rion et dont l'émission au TeV est vraisemblablement due à ce dernier (voir section 3.1.3), il semble que l'on observe deux classes de vestiges de supernovæ à haute énergie : les vestiges plutôt jeunes, plus visibles au TeV, et les vestiges d'âge moyen interagissant avec des nuages moléculaires plus visibles au GeV. Les différents stades d'évolution des vestiges de supernovæ peuvent ainsi être sondés. Par ailleurs, la mesure des spectres dans ces gammes en énergie permet de poser des contraintes fortes sur la présence de protons accélérés. Ce chapitre vise à résumer les différentes observations de vestiges de supernovæ à haute énergie et leurs conséquences pour la recherche des sources du rayonnement cosmique Galactique.

¹Disponible à l'adresse suivante : <http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/>.

9.1 Évolution d'un vestige de supernova

La majeure partie ($\sim 99\%$) de l'énergie disponible au moment de l'explosion d'une supernova est émise sous forme de neutrinos. Le reste, soit $\sim 10^{51}$ erg est contenu dans l'énergie cinétique des éjectas. Lors de l'explosion, ces derniers se propagent dans le milieu interstellaire avec, au départ, une vitesse très supérieure à celle du son dans ce milieu. Il se forme alors une onde de choc qui comprime, chauffe et accélère le milieu en amont. Ce choc induit une différence de pression entre le milieu choqué et les éjectas qui crée un "choc en retour" qui se propage alors dans les éjectas en direction du centre de l'explosion en les comprimant, les chauffant et les ralentissant. La création de ce second choc conduit à une "discontinuité de contact" entre le milieu interstellaire choqué par le choc initial et les éjectas choqués par le choc en retour (voir figure 9.1).



F . 9.1 – Schéma de la structure d'un vestige de supernova.

Selon les différents types de supernovæ, l'évolution du vestige est différente, quoique relativement similaire. Les supernovæ thermo-nucléaires (type Ia) ont toutes des caractéristiques relativement proches étant donné le mécanisme en jeu (voir section 3.1.2). L'énergie relâchée par ces explosions est de l'ordre de 10^{51} erg, la masse des éjectas est de l'ordre d'une masse solaire et le profil de densité des éjectas en expansion peut être décrit par une loi de puissance $\rho \propto R^{-7}$, où R est la distance au centre de l'explosion (Chevalier, 1982). Les supernovæ à effondrement de cœur (types II, Ib, Ic) présentent des caractéristiques plus variées car elles dépendent notamment de la masse de l'étoile progénitrice² et de la masse que l'étoile a perdue (par le biais

²Rappelons que pour les SNIa, les étoiles progénitrices sont des naines blanches qui possèdent toutes des masses similaires de l'ordre de $1,4 M_{\odot}$.

du vent stellaire) avant l'explosion. L'énergie cinétique des éjectas peut varier entre environ 10^{51} erg (Nomoto et collab., 1994) et 5×10^{52} erg pour les hypernovæ (Nomoto et collab., 2007). Le profil de densité des éjectas pour une supernova de type II suit, selon Chevalier et Fransson (1994) et Truelove et McKee (1999), une loi de puissance d'indice inférieur à 3 pour le cœur et d'indice 5 à 14 au-delà.

L'évolution des vestiges de supernovæ présente quatre phases distinctes : la phase dominée par les éjectas, la phase de Sedov-Taylor, la phase radiative et la phase de dispersion. Cioffi et collab. (1988) puis Truelove et McKee (1999) notamment, ont dérivé les équations permettant de décrire l'évolution du rayon et de la vitesse du choc d'un vestige de supernova pour ces différentes phases d'évolution. Truelove et McKee (1999) définissent pour cela les variables caractéristiques suivantes (rayon, vitesse du choc et âge du vestige) :

$$R_c = 3.07 \left(\frac{M_{ej}}{n_0} \right)^{1/3} \text{ pc} \quad (9.1)$$

$$t_c = 423 \frac{M_{ej}^{5/6}}{E_{SNR}^{1/2} n_0^{1/3}} \text{ ans} \quad (9.2)$$

$$v_c = \frac{R_c}{t_c} = 7090 \left(\frac{E_{SNR}}{M_{ej}} \right)^{1/2} \text{ km/s} \quad (9.3)$$

où M_{ej} est la masse des éjectas (en unité de masses solaires), E_{SNR} est l'énergie de l'explosion (dont l'unité est 10^{51} erg) et n_0 est la densité du milieu ambiant (en cm^{-3}). Les valeurs du rayon, de la vitesse et de l'âge du vestige notées R_{choc}^* , v_{choc}^* et t^* correspondent aux valeurs de ces paramètres (sans astérisques) divisées par les variables caractéristiques correspondantes.

Tant que la masse de matière balayée par le choc est inférieure à la masse des éjectas, on parle de la **phase dominée par les éjectas**. Dans cette phase, et pour un milieu ambiant uniforme, les équations d'évolution peuvent s'écrire (Truelove et McKee, 1999) :

$$R_{choc}^* = \left(\frac{27}{4\pi} \frac{1}{n(n-3)} \frac{l_{ED}^{n-2}}{\phi_{ED}} \left(\frac{10}{3} \left(\frac{n-5}{n-3} \right) \right)^{(n-3)/2} \right)^{1/n} t^{*(n-3)/3} \quad (9.4)$$

et

$$v_{choc}^* = \left(\frac{n-3}{n} \right) \frac{R_{choc}^*}{t^*} \quad (9.5)$$

avec n l'indice du profil de densité des éjectas et les valeurs des paramètres l_{ED} et ϕ_{ED} sont données dans le tableau 9.1.

Une fois cette limite atteinte, l'évolution du choc est régie par la conservation de l'énergie tant que les pertes radiatives sont négligeables. Le choc entre dans cette phase, appelée **phase de Sedov-Taylor**, pour un rayon R_{ST}^* et un temps t_{ST}^* , dont les valeurs sont indiquées dans le tableau 9.1, les grandeurs du système évoluent alors comme :

$$R_{choc}^* = (R_{ST}^{*5/2} + \eta_0^{1/2} (t^* - t_{ST}^*))^{2/5} \quad (9.6)$$

et

$$v_{choc}^* = \frac{2}{5} \eta_0^{1/2} (R_{ST}^{*5/2} + \eta_0^{1/2} (t^* - t_{ST}^*))^{-3/5} \quad (9.7)$$

où η_0 est un paramètre sans dimension valant $\eta = 2,026$ (Sedov, 1946; Taylor, 1950a,b).

Lors des deux premières phases, les pertes radiatives sont négligeables et l'énergie totale du milieu choqué est conservée. Lorsqu'elles ne le sont plus, soit lorsque le temps typique des pertes radiatives est comparable au temps dynamique du système, le vestige entre dans la **phase radiative** et une coquille dense et froide se forme peu à peu après recombinaison des électrons et des ions. Pour caractériser l'âge du vestige au moment de cette phase, Cioffi et collab. (1988) définissent la variable caractéristique suivante :

$$t_{rad} = 13300 E_{SNR}^{3/14} n_0^{-4/7} \zeta_m^{-5/14} \text{ ans} \quad (9.8)$$

Pour un âge de $\sim 2t_{rad}$, le vestige entre en phase radiative et le rayon et la vitesse du choc évoluent alors comme :

$$R_{rad} = 14 E_{SNR}^{2/7} n_0^{-3/7} \zeta_m^{-1/7} \text{ pc} \quad (9.9)$$

et

$$v_{rad} = 413 E_{SNR}^{1/14} n_0^{1/7} \zeta_m^{3/14} \text{ km/s} \quad (9.10)$$

où ζ_m est un facteur correctif de métallicité égal à 1 pour les abondances solaires. Durant cette phase, les grandeurs du système évoluent comme (Cioffi et collab., 1988) :

$$\frac{R_{choc}}{R_{rad}} = \left(\frac{4}{3} \frac{t}{t_{rad}} - \frac{1}{3} \right)^{3/10} \quad (9.11)$$

et

$$\frac{v_{choc}}{v_{rad}} = \left(\frac{4}{3} \frac{t}{t_{rad}} - \frac{1}{3} \right)^{-7/10} \quad (9.12)$$

Lorsque la pression à l'intérieur du vestige est similaire à celle du milieu interstellaire, cette phase se termine et la coquille ne se déplace plus que par inertie. La coquille finit par se confondre avec le milieu interstellaire, c'est la **phase de dispersion** qui débute pour un âge de (Cioffi et collab., 1988) :

$$t \sim 57 n_0^{10/49} t_{rad} \quad (9.13)$$

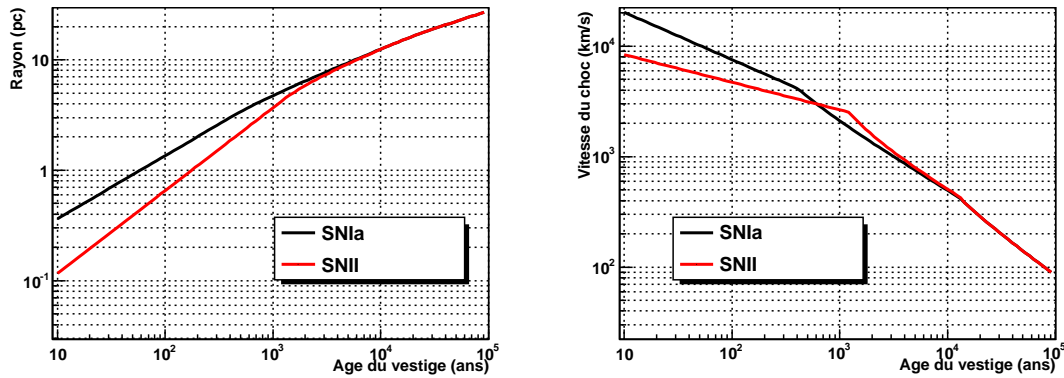
La figure 9.2 présente l'évolution de la taille et de la vitesse du choc pour un vestige issu d'une supernova thermonucléaire et d'une supernova à effondrement de cœur calculé à partir des équations présentées précédemment.

Énergie maximale

L'énergie maximale que peuvent atteindre les particules accélérées au chocs des vestiges de supernovæ dépend principalement de quatre critères : le temps d'accélération qui est limité par l'âge du vestige (voir section 1.3.2), l'échappement des particules, les pertes radiatives et la taille du vestige.

n	l_{ED}	ϕ_{ED}	t_{ST}^*	R_{ST}^*
6	1,39	0,39	1,04	1,07
7	1,26	0,47	0,732	0,881
8	1,21	0,52	0,605	0,788
9	1,19	0,55	0,523	0,725
10	1,17	0,57	0,481	0,687
12	1,15	0,60	0,424	0,636
14	1,14	0,62	0,389	0,603

T . 9.1 – Table des valeurs des différents paramètres utilisés pour décrire l'évolution d'un vestige de supernova en fonction de l'indice n de la loi de puissance décrivant la densité des éjectas en fonction de la distance au centre de l'explosion. Les valeurs de l_{ED} et ϕ_{ED} sont tirées de Chevalier (1982) et les valeurs de t_{ST}^* et R_{ST}^* sont tirées de Truelove et McKee (1999).



F . 9.2 – Évolution de la taille (rayon, à gauche) et de la vitesse (à droite) du choc d'un vestige de supernova de type Ia (en noir) et de type II (en rouge). Le vestige possède une énergie de 10^{51} erg et évolue dans un milieu dont la densité est de 1 cm^{-3} . Pour le vestige de type Ia (respectivement de type II), la masse des éjectas est prise égale à $1,4 M_{\odot}$ ($10 M_{\odot}$) et l'indice pour la distribution des éjectas est prise égale à 7 (12).

Lorsque la particule atteint une énergie suffisamment élevée, les instabilités magnétiques au niveau du choc ne sont plus capables de les ramener vers celui-ci. Ainsi, l'énergie maximale dépend du coefficient de diffusion et de la façon dont il dépend de l'énergie. Si le coefficient de diffusion est faible, les particules restent confinées au choc et peuvent à nouveau subir l'accélération par onde de choc, tandis que s'il est important, les particules peuvent s'en échapper. Ce coefficient de diffusion peut s'exprimer comme (Berezhko et collab., 1996) :

$$D(E_{max}) = \chi v_{choc} R_{choc} \quad (9.14)$$

où $\chi \approx 0,04$. Si on se place dans le régime de diffusion de Bohm (voir section 1.3.2), cela conduit, en utilisant l'équation 1.20, à une énergie maximale de :

$$E_{p,max}^{Bohm} = 940 \chi \left(\frac{B}{100 \mu\text{G}} \right) \left(\frac{v_{choc}}{1000 \text{ km/s}} \right) \left(\frac{R_{choc}}{1 \text{ pc}} \right) \text{ TeV} \quad (9.15)$$

Cette énergie est sous estimée si on prend pour valeur du champ magnétique celle du milieu interstellaire. Grâce au phénomène d'amplification du champ magnétique prédit par les modèles non-linéaires d'accélération par ondes de choc diffusives (évoqués dans la section 1.3.2), l'énergie maximale peut également être amplifiée.

L'évolution de l'énergie maximale accessible aux particules chargées accélérées aux chocs des vestiges de supernovæ - suivant leur classe (supernovæ de type Ia ou de type II, Ib et Ic), en fonction de l'âge du vestige et en tenant compte des effets non-linéaires de l'accélération par ondes de choc diffusives - est étudiée en détails dans Ptuskin et Zirakashvili (2003, 2005) ou encore dans Blasi et collab. (2007). Il apparaît dans tous les cas que l'accélération des particules chargées est d'autant plus efficace que la vitesse du choc est élevée (voir équation 1.23) et décroît donc au cours du temps. Le moment où les particules accélérées possèdent l'énergie la plus importante serait au début de la phase de Sedov. Ces particules chargées les plus énergétiques sont également les premières à s'échapper de la région du choc, les particules étant suffisamment énergétiques pour ne plus être confinées au choc. Un modèle d'échappement des particules en fonction de l'énergie et de l'évolution du vestige est présenté dans Ptuskin et Zirakashvili (2005). À partir de la phase de Sedov, le vestige relâche donc dans le milieu interstellaire des particules de moins en moins énergétiques.

Pour les électrons, l'énergie maximale est également limitée par les pertes radiatives, principalement les pertes par rayonnement synchrotron. L'énergie maximale peut être estimée en comparant le temps caractéristique d'accélération et le temps caractéristique de perte d'énergie par rayonnement synchrotron. Dans la limite du régime de Bohm, cette énergie est alors (Parizot et collab., 2006) :

$$E_{e,max} \approx 8,3 \bar{f}(r) \left(\frac{B}{100\mu\text{G}} \right)^{-1/2} \left(\frac{v_{choc}}{1000\text{km/s}} \right) \text{TeV} \quad (9.16)$$

où r est le facteur de compression du choc et $\bar{f}(r) = f(r)/f(4)$ avec $f(r) = \sqrt{r-1}/r$.

En raison de la taille du vestige, si les particules ont suffisamment d'énergie, elles peuvent diffuser à l'intérieur et subir des collisions fuyantes ce qui limite l'énergie maximale accessible (voir section 1.3.2).

Les spectres des particules chargées accélérées aux chocs des vestiges de supernovæ doivent donc présenter une coupure, généralement modélisée par une décroissance exponentielle. Dans ce cas, les spectres des particules accélérées sont de la forme :

$$Q(E) = A \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \exp\left(\frac{-E}{E_c} \right) \quad (9.17)$$

où E_c est l'énergie de coupure et α l'indice spectral.

9.2 Vestiges de supernovæ et émission de photons γ de très haute énergie

L'émission de photons γ de très haute énergie est attendue de la part des vestiges de supernovæ par les processus synchrotron, Compton inverse et éventuellement Bremsstrahlung dans le

cas d'électrons accélérés (cas leptonique) ou par désintégration de pions neutres si des hadrons sont accélérés (cas hadronique, voir chapitre 2). Drury et collab. (1994) et Aharonian et collab. (1994) ont montré que cette émission pouvait être suffisamment intense à haute (domaine du GeV) et très haute énergie (domaine du TeV) pour être détectable par les instruments actuels. Les observations se sont révélées être en bon accord avec ces prédictions.

Pour déterminer si les vestiges de supernovæ sont les sources du rayonnement cosmique d'origine Galactique, il faut montrer d'une part, que des particules sont accélérées dans ces objets et, d'autre part qu'il s'agit de protons. Les spectres d'émission présentant des caractéristiques différentes selon les processus en jeu, les observations sur une large gamme du spectre électromagnétique (multi-longueurs d'onde) sont le meilleur moyen, en l'absence d'expériences assez sensibles aux neutrinos, de sonder les processus d'accélération des particules dans ces objets. Les différentes observations des vestiges de supernovæ ainsi que les informations que l'on peut en tirer quant à l'accélération de particules chargées qui peut y avoir lieu sont décrites dans la suite. Des revues sur ce sujet peuvent être trouvées dans Gabici (2008); Renaud (2009) ou encore Bykov et collab. (2011).

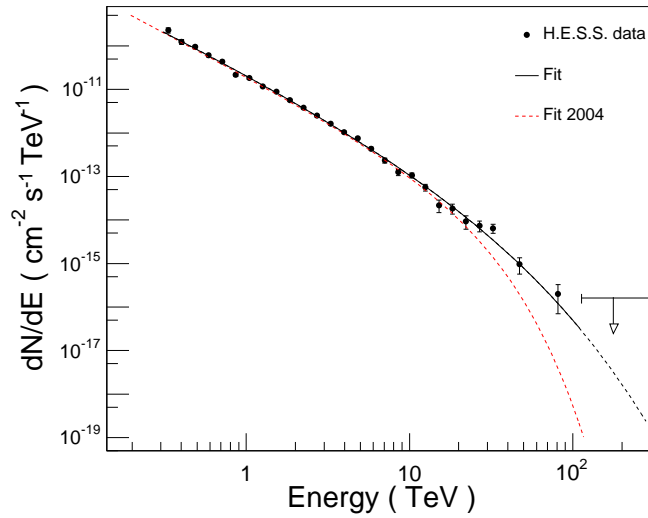
9.2.1 Vestiges jeunes

À ce jour, cinq vestiges dont la morphologie dans le domaine radio est en forme de coquille - et donc pour lesquels la région du choc est bien définie - ont été détectés au TeV et présentent une morphologie en coquille également résolue dans cette gamme en énergie. L'émission au TeV se fait donc sans ambiguïté au niveau du choc et n'est pas due à un éventuel pléion. Ces cinq objets, tous détectés par H.E.S.S., sont : RX J1713.7-3946 (Aharonian et collab., 2006b), RX J0852-4622 (Aharonian et collab., 2005a), RCW 86 (Aharonian et collab., 2009), SN 1006 (dont une image est présentée dans le chapitre 3) (Acero et collab., 2010) et HESS J1731-346 (H.E.S.S. Collaboration et collab., 2011). Ce dernier objet est particulièrement intéressant car il fut d'abord identifié au TeV avant d'être détecté en radio (Tian et collab., 2008).

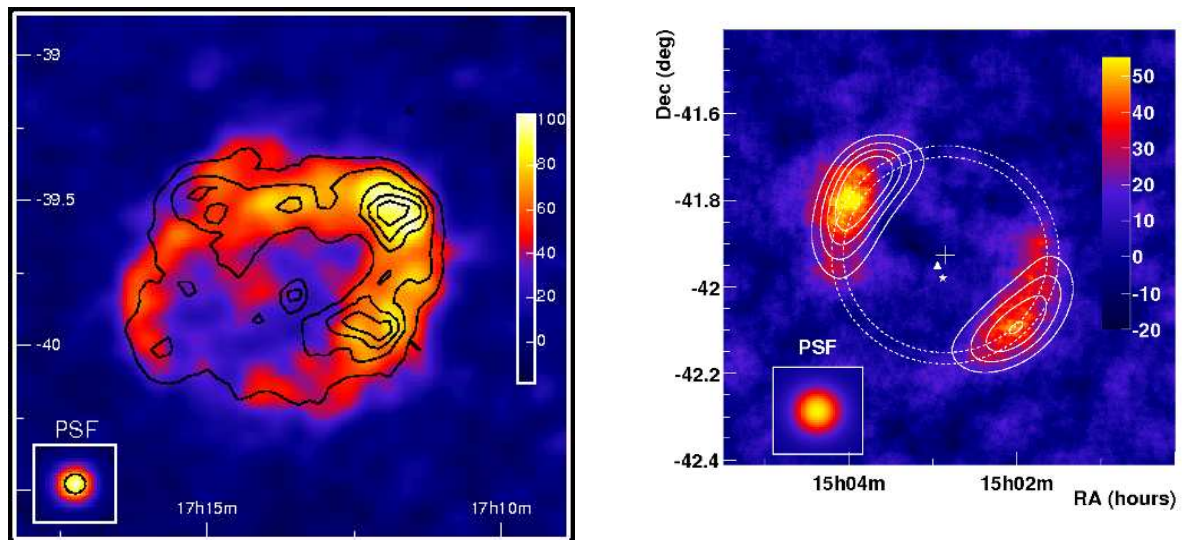
On peut également citer les vestiges jeunes, détectés mais dont le choc n'est pas résolu au TeV, que sont Cas A et le vestige de la supernova observée par Tycho Brahe en 1572 (le vestige a été baptisé Tycho) détectés par VERITAS (Acciari et collab., 2010, 2011) et MAGIC (Albert et collab., 2007b).

Des photons de plus de 10 TeV sont mesurés en provenance de ces objets par les expériences d'astronomie gamma au sol. Pour le vestige RX J1713.7-3946, dont le spectre d'émission mesuré avec H.E.S.S. est présenté sur la figure 9.3, des photons de près de 100 TeV sont détectés. Des photons d'une telle énergie impliquent que des particules possédant une énergie supérieure à la centaine de TeV sont présentes au niveau du choc.

Tout ces vestiges ont la particularité de présenter une morphologie au TeV fortement corrélée avec leur émission dans le domaine des rayons X (des exemples sont présentés sur la figure 9.4). Cette corrélation est naturellement attendue dans le cadre de modèles d'émission leptoniques car les rayons X et les γ sont produits par la même population d'électrons : les rayons X sont produits par les électrons interagissant avec les champs magnétiques par effet synchrotron tandis que l'émission au TeV est produite par les mêmes électrons par diffusion Compton inverse sur les photons de fond diffus cosmologique.



F . 9.3 – Spectre en énergie du vestige de supernova *RX J1713.7-3946* mesuré par *H.E.S.S.* Cette figure est tirée de Aharonian et collab. (2006b).



F . 9.4 – Cartes d'excès de photons γ obtenues par *H.E.S.S.* en direction des vestiges *RX J1713.7-3946* (à gauche) et *SN 1006* (à droite). Les contours représentent l'émission détectée en rayons X, dégradés à la résolution de *H.E.S.S.*, par le satellite *ASCA* (à gauche) et *XMM-Newton* (à droite). Ces figures sont tirées de Aharonian et collab. (2006b) et Acero et collab. (2010).

Comme évoqué précédemment, si des hadrons sont efficacement accélérés au choc des vestiges, les modèles prévoient une amplification du champ magnétique. Cette amplification induirait une émission synchrotron importante de la radio aux rayons X sans qu'une population importante d'électrons soit présente. L'émission au TeV par processus Compton inverse serait alors négligeable. Dans ce cas, les hadrons efficacement accélérées pourraient interagir avec la matière environnante pour produire les photons observés au TeV. Ainsi la corrélation spa-

tiale entre l'émission X et l'émission de très haute énergie peut s'expliquer par les modèles hadroniques si la région du choc possède un champ magnétique intense et une densité de gaz suffisamment importante.

L'intensité du champ magnétique est donc un paramètre crucial pour discriminer entre modèles leptoniques et hadroniques. De plus en plus d'observations suggèrent que l'amplification du champ magnétique a bien lieu au choc des vestiges de supernovæ. Reynolds et collab. (2011) dressent une revue récente des différents résultats sur le sujet.

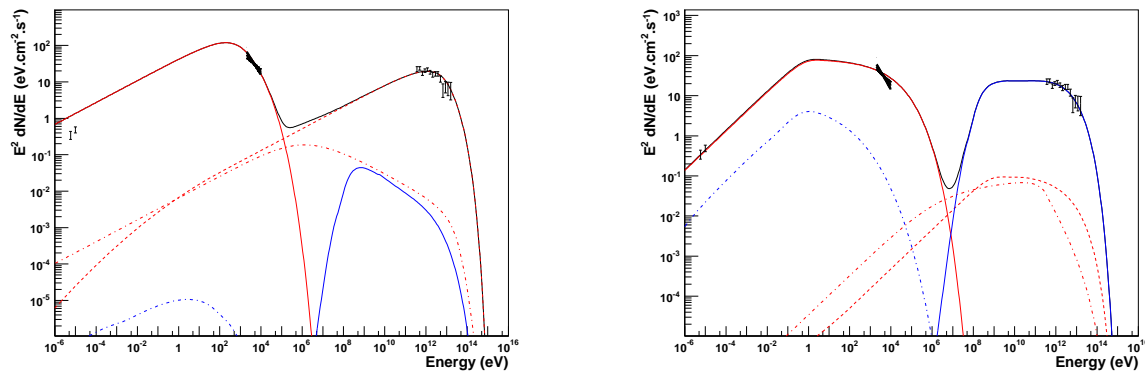
Dans le domaine des rayons X, les vestiges jeunes en coquille présentent des filaments fins d'émission synchrotron (Bamba et collab., 2003; Uchiyama et collab., 2003; Vink et Laming, 2003; Cassam-Chenaï et collab., 2007; Bamba et collab., 2005; Warren et collab., 2005). Cette finesse implique que la taille caractéristique de diffusion des électrons est faible. Ces électrons sont donc confinés au choc par un champ magnétique important, estimé entre ~ 50 et $\sim 500 \mu\text{G}$ pour les différents objets (Renaud, 2009), compatible avec les valeurs prédites par les modèles non-linéaires d'accélération par ondes de choc diffusives (Parizot et collab., 2006). Toutefois, une interprétation alternative est possible pour ces observations. En effet, les filaments fins pourraient être dus à l'atténuation des instabilités magnétiques en aval du choc. Dans ce cas, les filaments tracent simplement la structure spatiale du champ magnétique et ne sont pas représentatifs de son intensité même si l'amplification du champ peut toujours avoir lieu (Pohl et collab., 2005). Il est à noter que si cette interprétation est correcte, ces filaments devraient également être observés dans le domaine radio. À l'inverse, si les filaments sont dus à l'amplification du champ magnétique, l'émission radio ne devrait pas être affectée car les électrons de plus basse énergie, responsables de l'émission radio, ne sont pas affectés par les pertes synchrotron (Pohl et collab., 2005; Gabici, 2008).

Par ailleurs et toujours dans le domaine X, des variabilités rapides sur des zones réduites ont été observées au niveau du choc de RX J1713.7-3946 par (Uchiyama et collab., 2007) et du choc de Cas A (Uchiyama et Aharonian, 2008). Cela indique qu'une accélération et un refroidissement rapide des électrons se produit, ce qui pourrait être l'effet d'un champ magnétique intense de l'ordre de 1 mG. Là encore une autre interprétation est possible, la variabilité observée pourrait simplement être due aux variations temporelles de l'intensité du champ magnétique (Bykov et collab., 2008).

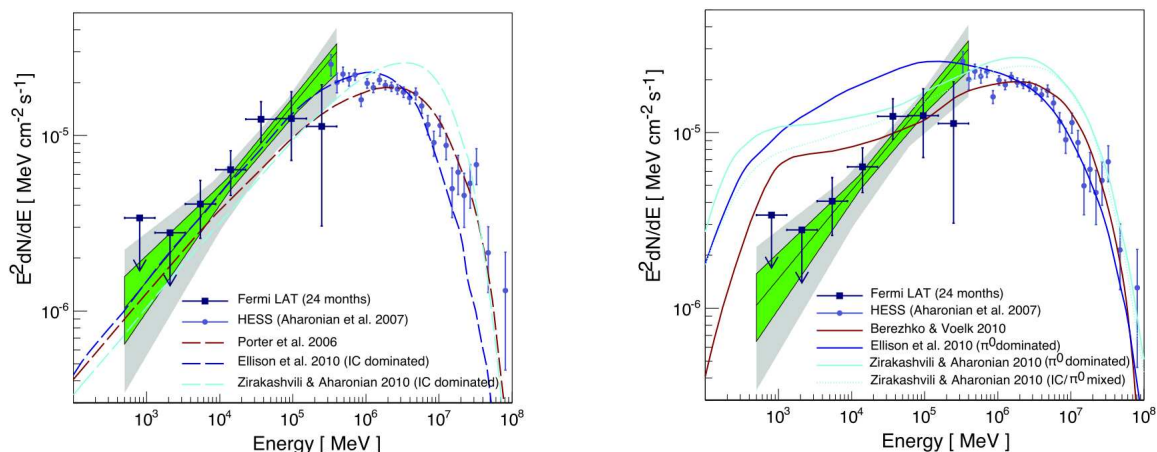
Les (nombreuses) tentatives d'ajustement des spectres multi-longueurs d'onde par des modèles d'émission pour les vestiges de supernovæ en coquilles ne permettent pas de tirer des conclusions claires sur la nature des particules accélérées. Un exemple d'ajustement pour le vestige RX J0852-4622 avec un modèle leptonique ou hadronique est présenté sur la figure 9.5.

Pour RX J1713.7-3946 cependant, les récentes observations par le Fermi-LAT (Abdo et collab., 2011b) ont permis de poser de fortes contraintes en faveur d'un scénario leptonique (voir figure 9.6). Pour cet objet, le scénario hadronique connaissait déjà quelques difficultés : Ellison et collab. (2010) ont notamment montré que si un tel scénario était envisagé, la densité nécessaire pour expliquer l'émission observée conduirait à une émission par Bremsstrahlung thermique importante (en rayons X), ce qui n'est pas observé.

Pour SN 1006, Acero et collab. (2010) ont montré que pour un modèle purement hadronique à une zone, une importante fraction de l'énergie disponible devait être transférée aux protons, expliquant difficilement la morphologie bipolaire observée (voir figure 9.4). Un modèle purement leptonique ne parvient pas à expliquer la pente observée au TeV mais un modèle mixte



F . 9.5 – Modèles d’émission multi-longueurs d’onde à dominante leptonique (à gauche) et hadronique (à droite) pour RX J0852-4622. L’émission synchrotron est représentée en traits pleins rouges, celle par diffusion Compton inverse est représentée en traits pointillés rouges, celle par Bremsstrahlung est en tirets-pointillés rouges, l’émission par désintégration de pions neutres est représentée en traits pleins bleus et l’émission synchrotron des électrons secondaires et représentée en traits pointillés bleus. Tous les détails de la modélisation ainsi que ces images peuvent être trouvés dans Aharonian et collab. (2007c).

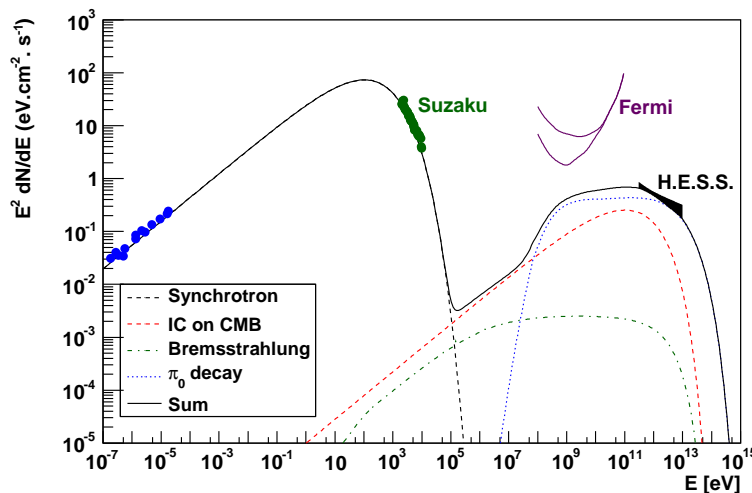


F . 9.6 – Spectre en énergie du vestige de supernova RX J1713.7-3946 mesuré par Fermi et H.E.S.S. Les observations sont clairement mieux ajustées par un modèle leptonique (à gauche) que par un modèle hadronique (à droite). Ces figures ainsi que les détails des différents modèles peuvent être trouvés dans Abdo et collab. (2011b).

permet d’expliquer l’ensemble des données (voir figure 9.7). Dans ce modèle, le budget en énergie est dominé par les protons mais le rayonnement est plus partagé.

Plus récemment, le vestige de supernova Tycho, détecté par VERITAS a également été détecté par le LAT à bord du satellite Fermi (Giordano et collab., 2011). Pour ce vestige probablement issu d’une supernova de type Ia, les modélisations multi-longueurs d’onde montrent que les modèles hadroniques sont favorisés.

En conclusion, les vestiges jeunes, observés de la radio au TeV, permettent de poser des



F . 9.7 – Spectre en énergie du vestige de supernova SN 1006, bien ajusté par un modèle d’émission mixte. Cette figure est tirée de Acero et collab. (2010).

contraintes importantes sur les processus à l’œuvre mais la discrimination entre accélération hadronique ou leptonique ne peut être clairement déterminée (à part peut-être pour RX J1713.7-3946).

9.2.2 Vestiges en interaction avec un nuage moléculaire

De manière générale, dans l’hypothèse d’un accélérateur hadronique, la production de photons gamma au TeV nécessite la présence de particules cibles. Les nuages moléculaires étant les régions du milieu interstellaire de la Galaxie où l’on trouve les plus grandes densités de matière, si l’on en trouvait à côté d’accélérateurs hadroniques potentiels comme les vestiges de supernovæ, ils constitueraient une cible idéale pour “mettre en lumière l’accélération des protons” dans ces objets.

Indicateurs d’association

Les associations entre des nuages moléculaires et des vestiges de supernovæ ne sont pas forcément rares. En effets, les supernovæ à effondrement de cœur sont souvent proches du nuage moléculaire qui a donné naissance à leurs progéniteurs. Selon Reynoso et Mangum (2000), près de la moitié des vestiges de supernovæ devrait être en contact avec un nuage moléculaire. Jusqu’à présent, cependant, cette association est observée de façon ferme pour moins de 40 vestiges, comme exposé dans l’annexe de Jiang et collab. (2010). Dans cette publication, et dans celles citées pour établir la liste présentée, l’interaction entre un vestige et un nuage moléculaire est inférée à partir des indicateurs suivants :

- la détection de l’émission maser de la molécule OH à 1720 MHz, spatialement coïncidente avec le choc (observé en radio par exemple). Cette émission signe sans ambiguïté la présence d’un choc en interaction avec des nuages dont la densité est comprise entre 10^3 cm^{-3} et 10^5 cm^{-3} . Toutefois, elle requiert des conditions très particulières non seule-

ment en termes de densité et de température mais également en termes d'angles d'observation. Son absence n'est donc pas le signe qu'il n'y a pas de choc en interaction.

- La détection de raies moléculaires (CO, CS, ...) élargies, en coïncidence spatiale avec un choc. En effet, le passage d'un choc dans un nuage induit une dispersion des vitesses des molécules du nuage et les raies moléculaires d'émission sont alors élargies par effet Doppler.
- La présence d'un rapport important entre les niveaux d'émission des différentes raies des molécules excitées, par exemple : un rapport important entre les raies de transition $J = 2 - 1$ et $J = 1 - 0$ du ^{12}CO .
- La détection de raies dans le domaine infrarouge proche, comme par exemple la raie du Fer ionisé [FeII] ou les raies de vibration/rotation de l'hydrogène moléculaire excitées par le passage du choc.
- Des rapports de couleurs particuliers dans le domaine infrarouge - signant notamment la présence d'émissions synchrotron, de poussières chauffées par le choc ou encore de raies moléculaires excitées par le choc - comme utilisé par exemple par Reach et collab. (2006) avec l'instrument IRAC à bord du satellite Spitzer.
- En dernier lieu, un simple accord morphologique entre les nuages moléculaires détectés et le choc. Cet indicateur seul ne peut permettre d'affirmer une association entre un choc et un nuage.

Détection et caractérisation des nuages moléculaires

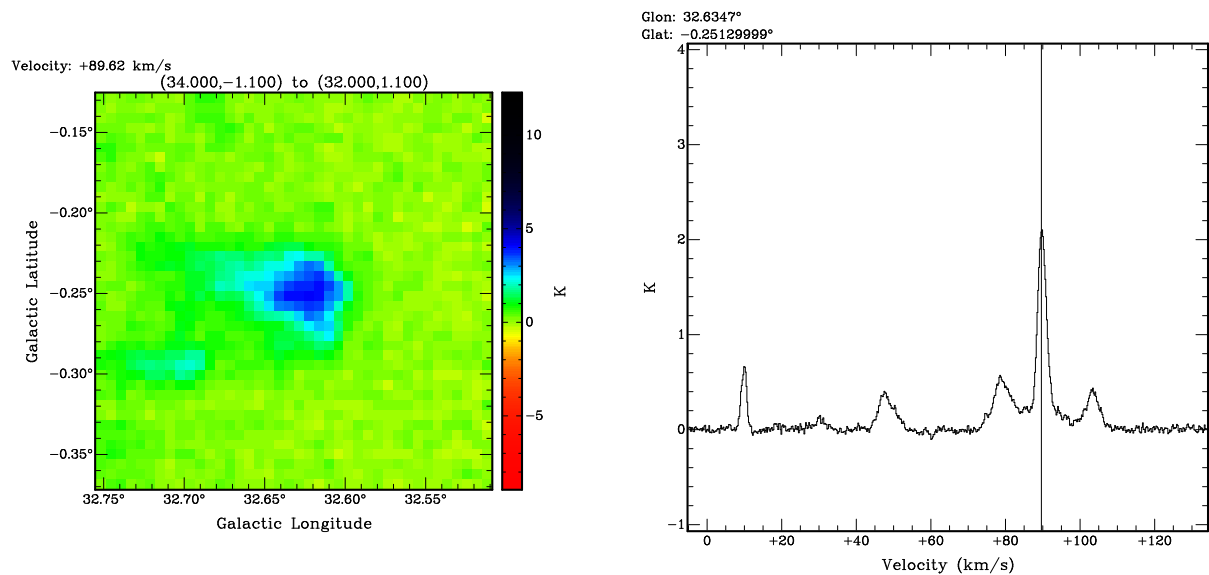
Les nuages moléculaires sont composés en majeure partie d'hydrogène moléculaire H_2 et d'hélium. Ils contiennent près de la moitié de la masse du milieu interstellaire de la Galaxie et sont le lieu privilégié de la formation d'étoiles.

Les nuages moléculaires présentent des densités comprises entre 10 cm^{-3} et plus de 10^6 cm^{-3} pour des masses pouvant être supérieures à 10^6 masses solaires.

La détection des nuages moléculaires se fait par l'utilisation de traceurs de densité comme la raie du $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$, celle du $^{13}\text{CO}(J = 1 - 0)$ ou celle de la molécule $\text{CS}(J = 1 - 0)$. Ces raies sont observables dans le domaine radio et les niveaux rotationnels ou vibrationnels sont excités par les collisions de ces molécules avec les molécules H_2 dans le nuage. L'intensité des raies détectées est ainsi proportionnelle à la quantité de H_2 et à la température du nuage. Lorsque la densité devient trop importante, le milieu devient optiquement épais pour la raie d'émission du ^{12}CO . Lorsque le milieu est optiquement mince pour cette raie, la densité de colonne est proportionnelle à l'intensité de la raie mais, lorsque le milieu est optiquement épais, cette relation n'est plus vérifiée. Les molécules ^{13}CO et CS présentant de plus faibles concentrations, le milieu reste optiquement mince pour les raies de ces molécules même pour des densités importantes. Ces molécules peuvent ainsi être utilisées pour tracer des densités importantes.

Les mesures des raies d'émissions se font dans le domaine radio et leur intensité est mesurée en température d'antenne³. La fréquence de la raie est décalée par effet Doppler en fonction de la vitesse relative (due à la position dans la Galaxie) par rapport à l'observateur. Si l'on regarde dans une direction donnée du ciel, on obtient donc une intensité pour la raie, proportionnelle à la

³ La température d'antenne correspond à la température que devrait avoir un corps noir englobant complètement l'antenne pour produire un signal similaire à celui observé.



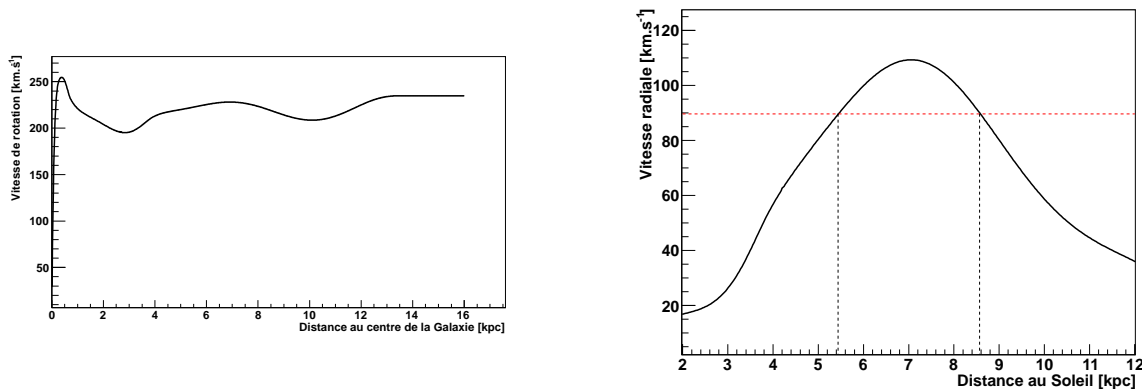
F . 9.8 – Exemple de mesure de la raie d'émission du ^{13}CO . La carte à gauche présente la température d'antenne en fonction de la position pour une vitesse radiale de 89,62 km/s. Cette vitesse correspond à la position du pic d'émission détecté dans cette direction et est représentée sur la figure de droite. Cette dernière représente la température d'antenne moyennée sur un carré de 14×14 pixels de la carte et centré à la position où l'émission est la plus intense.

densité d'hydrogène moléculaire, en fonction de la vitesse radiale par rapport à l'observateur. Si l'on détecte un pic d'intensité à une certaine vitesse, on peut déterminer à partir de son amplitude et de sa largeur la masse du nuage. La distance du nuage peut, quant à elle, être déterminée à partir de la vitesse radiale comparée à des modèles des vitesses de rotation dans la Galaxie. Les méthodes pour y parvenir sont décrites par exemple dans (Lemière, 2006).

Un exemple de température d'antenne mesurée en fonction de la vitesse est représenté sur la figure 9.8 de droite. Cette figure a été obtenue à partir des données du relevé du plan Galactique en ^{13}CO (Jackson et collab., 2006). La figure 9.9 de gauche représente quant à elle la vitesse de rotation en fonction de la distance au centre de la Galaxie obtenue par la paramétrisation de (Clemens, 1985). Cette courbe peut ensuite être utilisée pour remonter à la distance en fonction de la vitesse pour une position du ciel donnée, comme montré sur la figure 9.9. En raison d'effets géométriques, on obtient deux distances possibles, l'une derrière et l'autre devant le centre Galactique. Cette ambiguïté peut être levée par des mesures d'absorption de l'hydrogène atomique (également exposées dans Lemière, 2006).

Observations, intérêts et conséquences

Plusieurs vestiges en interaction avec des nuages moléculaires sont détectés au TeV et au GeV. Les objets bien établis sont les suivants : W28 (Aharonian et collab., 2008c; Abdo et collab., 2010f), CTB 37A (Aharonian et collab., 2008b; Castro et Slane, 2010), W51C (Fiasson et collab., 2009; Abdo et collab., 2009b), IC443 (Albert et collab., 2007a; Acciari et collab., 2009; Abdo et collab., 2010g), HESS J1745-303 (Aharonian et collab., 2008d) et W49B (Abdo et collab., 2010e; Brun et collab., 2010). La source HESS J1745-303 est vraisemblablement associée au vestige G359.1-0.5 et l'émission au TeV est associée avec



F . 9.9 – À gauche : courbe de rotation de la Galaxie. La paramétrisation utilisée est celle de Clemens (1985). À droite : vitesses radiales en fonction de la distance obtenues à partir de la paramétrisation de Clemens (1985) à la position du nuage présenté dans la figure 9.8. Une ambiguïté est observée, deux distances correspondant à la même vitesse.

la source 3EG J1744-3011 du troisième catalogue d’EGRET (Hartman et collab., 1999). Dans le premier catalogue de Fermi, cette source n’avait pas de contrepartie mais la source 2FGL J1745.5-3028c du catalogue de Fermi avec deux ans de données est associée avec la source EGRET et avec la source H.E.S.S. La détection au TeV de W49B avec H.E.S.S. fait l’objet du chapitre suivant de ce manuscrit.

Ces objets sont en général plus brillants au GeV qu’au TeV. Les objets suivants ne sont pour l’instant détectés qu’au GeV : W44 (Abdo et collab., 2010f), G349.7+0.2 (Castro et Slane, 2010) et 3C 391 (Castro et Slane, 2010).

Par ailleurs, les spectres observés au GeV présentent tous une cassure autour de la dizaine de GeV indiquant une brisure dans la distribution en énergie des particules accélérées. Cette caractéristique commune à tous les vestiges en interaction peut, selon Ohira et collab. (2011) ou Ptuskin et collab. (2008), être expliquée par des effets de diffusion, tout comme Malkov et collab. (2011) qui proposent quant à eux que la neutralité du nuage implique une réduction de l’amplitude des instabilités magnétiques au niveau du choc conduisant à l’échappement des particules. Uchiyama et collab. (2010) proposent que cette cassure spectrale soit le fait de rayons cosmiques déjà présents dans le milieu et réaccélérés au passage du choc.

Les objets détectés sont plutôt d’âge moyen (typiquement entre $\sim 10^4$ et $\sim 5 \times 10^4$ ans) et l’émission détectée à haute et très haute énergie n’en est que plus intéressante dans l’optique de la recherche des sources du rayonnement cosmique. La densité de particules cibles étant fortement amplifiée, si le choc passe à travers un nuage moléculaire, les processus hadroniques sont favorisés par rapport au processus leptoniques. Par ailleurs, les vestiges étant plutôt âgés, le temps caractéristique des pertes radiatives (synchrotron) pour les électrons devient plus court que l’âge du vestige (voir figure 9.10). Dans ce cas, l’émission de très haute énergie par les électrons est atténuée et seuls les processus hadroniques peuvent expliquer l’émission observée. De la même manière, si le champ magnétique est amplifié, les électrons sont consommés plus rapidement par effet synchrotron et une faible quantité d’électrons accélérés peut suffire pour expliquer les observations dans le domaine radio.

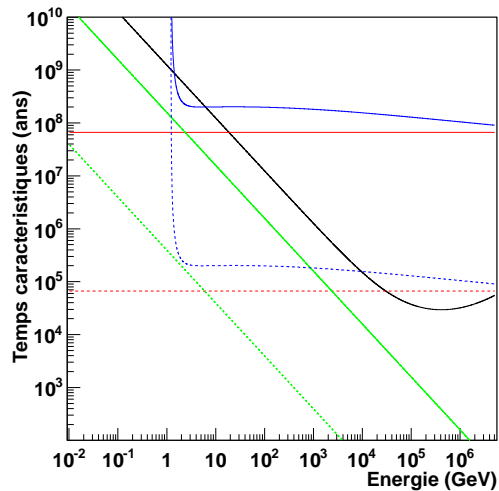


FIG. 9.10 – Temps caractéristiques des différents processus de production de photons γ en fonction de l'énergie de la particule primaire. La courbe noire correspond au processus Compton inverse sur le rayonnement du fond diffus cosmologique. Les courbes vertes correspondent au rayonnement synchrotron dans un champ magnétique uniforme de $6 \mu\text{G}$ (trait plein) et de $100 \mu\text{G}$ (pointillés). Les courbes rouges et bleues correspondent respectivement au rayonnement par Bremsstrahlung et à l'interaction proton-proton pour une densité de 1 cm^{-3} (traits pleins) et de 10^3 cm^{-3} (pointillés).

Toutefois, si la densité de particules cibles est suffisamment importante, l'émission Bremsstrahlung des électrons peut devenir dominante par rapport aux processus synchrotron et Compton inverse et contribuer de manière significative à l'émission.

De plus, la présence du nuage pourrait éventuellement atténuer l'amplitude des instabilités magnétiques au choc et, de ce fait, réduire l'efficacité d'accélération des particules chargées (O'C Drury et collab., 1996; Reville et collab., 2007).

Si le choc n'est pas en interaction directe avec un nuage moléculaire mais qu'un tel nuage est présent dans l'environnement proche du vestige, les particules chargées accélérées qui ne sont plus confinées par le choc et qui diffusent en amont peuvent produire de l'émission γ de très haute énergie par désintégration de pions neutres en interagissant avec ce nuage. Ce processus, décrit dans Gabici et collab. (2009), conduit à un spectre d'émission de la radio au TeV avec une forme concave caractéristique au GeV et au TeV (voir figure 9.11). C'est probablement le processus à l'œuvre dans l'environnement de W28 qui permet en outre d'estimer le coefficient de diffusion autour du vestige (Gabici et collab., 2010; Li et Chen, 2010), apportant ainsi une estimation de l'efficacité de l'accélération : si l'accélération est efficace, les instabilités magnétiques sont plus importantes et le coefficient de diffusion s'en trouve diminué.

9.3 Approche multi-messagers et perspectives

Si des processus hadroniques ont bien lieu dans les vestiges de supernovæ, ils doivent s'accompagner de la production de neutrinos. Ces particules n'étant produites que par ce type de

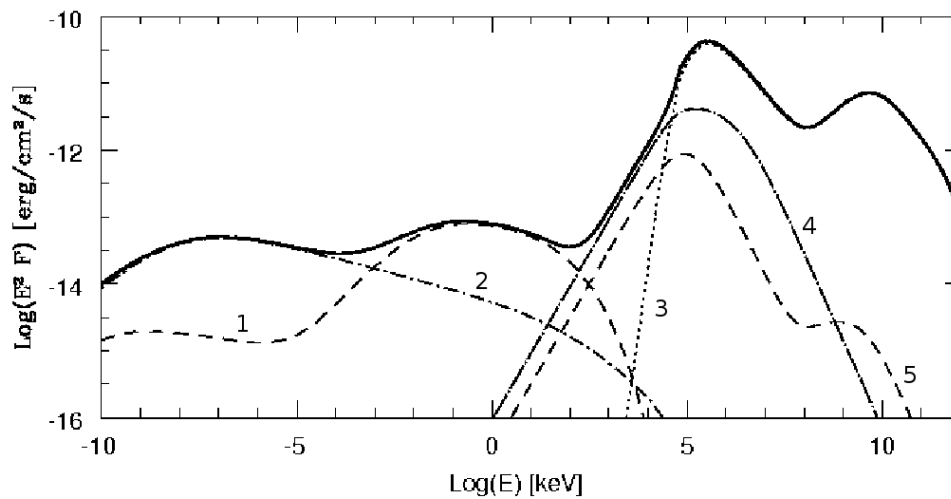


Fig. 9.11 – Spectre d'émission de la radio au TeV émis par interaction entre les rayons cosmiques échappés d'un vestige d'une supernova qui aurait eu lieu il y a 2000 ans et un nuage moléculaire situé à 100 parsec de ce vestige de 10^5 masses solaires, possédant un rayon de 20 parsecs et un champ magnétique de $100 \mu\text{G}$. Les différents processus pris en compte sont les suivants : désintégration de pions neutres (3), synchrotron (2), Bremsstrahlung (4) et synchrotron (1) et Bremsstrahlung (5) des électrons secondaires. Cette figure est tirée de Gabici et collab. (2009).

processus, la détection de ces particules serait la signature irréfutable que des hadrons sont accélérés dans ces sources. Pour les modèles les plus favorables, les flux prédits ne sont pas détectables avec les instruments actuels et seraient même difficilement détectables par les prochaines générations d'instruments (Yuan et collab., 2011).

La prochaine génération d'instruments d'astronomie γ au sol comme H.E.S.S. II qui devrait commencer à prendre des données courant 2012 et à plus long terme l'observatoire CTA pourront éventuellement apporter des informations importantes quant à la nature des particules accélérées dans les vestiges de supernovæ. Ces instruments permettront notamment d'étendre la gamme en énergie accessible, à la fois à plus basse énergie et, pour CTA, à haute énergie. En abaissant le seuil en énergie avec ces instruments, il sera possible de mieux discriminer entre les modèles dans la gamme d'énergie 50 – 300 GeV où les différences entre les prédictions commencent à être significatives. D'autre part, les spectres des vestiges en interaction semblent tous montrer une coupure en énergie assez basse. Diminuer le seuil permettrait éventuellement d'en détecter un plus grand nombre. En augmentant l'énergie maximale accessible avec CTA, il sera possible de détecter des photons γ au-delà de la centaine de TeV. Si on détecte des photons au-delà de cette énergie, cela constituerait une bonne indication en faveur des scénarios hadroniques, la production de γ par processus Compton inverse étant fortement atténuée par la réduction de la section efficace à haute énergie.

Enfin, si, comme pour RX J1713.7-3946, les modèles hadroniques ne sont pas viables pour les vestiges de supernovæ détectés, d'autres scénarios pour l'accélération des rayons cosmiques

Galactiques sont également envisagés comme, par exemple, les superbules (Parizot et collab., 2004) créées par effet collectif des vents et des éjectas de supernovæ des étoiles massives des associations OB.

Chapitre 10

La région W49

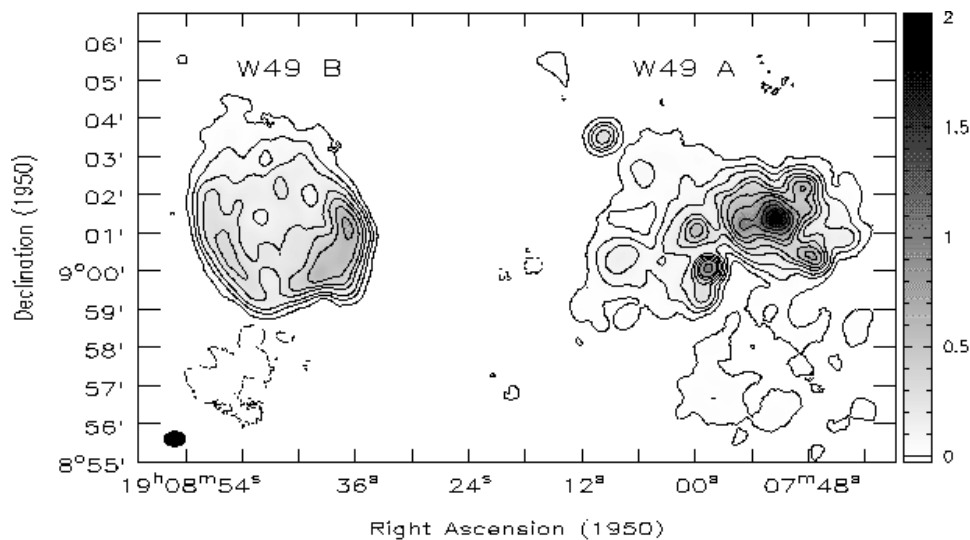
10.1	Présentation de la région	201
10.2	Observations avec H.E.S.S. : analyse et résultats	204
10.2.1	Significativité	204
10.2.2	Analyse spectrale et morphologique	206
10.2.2.1	Spectre en énergie	207
10.2.2.2	Variabilité spatiale du spectre en énergie	207
10.2.2.3	Étude morphologique	207
10.3	Interprétations et modélisations	213
10.3.1	Modélisation de l'émission multi-longueurs d'onde	213
10.3.2	Émission possible en direction de W49A et durcissement du spectre	220
10.4	Conclusions et perspectives	223

10.1 Présentation de la région

La région W49 a été découverte par Westerhout (1958) dans le domaine radio (22 cm). Par la suite, et à l'aide d'une meilleure résolution angulaire, cette source a pu être séparée en deux contreparties : une région de formation d'étoiles (W49A) et un vestige de supernova en interaction avec un nuage moléculaire (W49B). La figure 10.1 présente une image de la région obtenue par Brogan et Troland (2001) en radio (21 cm) avec le réseau de radiotélescopes VLA.

W49A

W49A (G43.2+0.0, Mezger et collab. (1967)) est une des régions H α les plus brillantes de la Galaxie dans le domaine radio (Smith et collab., 1978). Cette région de formation d'étoiles est située au cœur d'un nuage moléculaire géant de $10^6 M_{\odot}$ et d'une taille de près de 100 pc (Simon et collab., 2001). Elle contient environ 30 régions H α ultra-compactes résolues en radio (de Pree et collab., 1997), chacune contenant au moins une étoile massive (plus massive que B3). Il a été suggéré que la formation d'étoiles fut déclenchée par la collision de deux



F . 10.1 – Carte de la région W49 observée dans le domaine radio (à une longueur d’onde de 21cm). Le vestige de supernova W49B est visible à gauche et la région de formation d’étoile à droite. Cette figure est tirée de Brogan et Troland (2001).

nuages distincts (Mufson et Liszt, 1977; Miyawaki et collab., 1986; Serabyn et collab., 1993). Cet objet présente des jets moléculaires ainsi que des puissants masers H₂O. La vitesse propre de ces derniers a été utilisée par Gwinn et collab. (1992) pour estimer la distance de W49A à $11,4 \pm 1,2$ kpc.

W49B

W49B (G43.3-0.2) est un vestige de supernova de morphologie mixte (Rho et Petre, 1998) qui présente une coquille brillante (de 4' de diamètre, soit $0,033^\circ$ de rayon) dans le domaine radio dont l’intérieur est “rempli” en rayons X. Ce vestige possède la brillance de surface à 1 GHz la plus importante de tous les vestiges de ce type dans la Galaxie (Pye et collab., 1984; Moffett et Reynolds, 1994), dénotant ainsi la présence d’un champ magnétique intense et/ou d’une importante population d’électrons accélérés. L’émission dans le domaine X est quant à elle probablement due au choc en retour chauffant les éjectas (Pye et collab., 1984; Hwang et collab., 2000) et est l’une des plus importantes pour les vestiges de ce type (Immler et Kuntz, 2005).

La distance de cet objet n’est pas bien contrainte. Par des analyses de l’absorption de l’émission de la raie à 21cm de l’hydrogène atomique dans la direction de W49B, Radhakrishnan et collab. (1972) ont pu estimer une distance de ~ 8 kpc. Une analyse plus récente, par Brogan et Troland (2001), utilisant des données obtenues par le réseau de télescopes radio VLA, a montré qu’une association de cet objet avec W49A était possible, étendant ainsi la gamme des distances possibles pour W49B ($8 \text{ kpc} \leq D \leq 12 \text{ kpc}$).

Les observations menées par Reach et collab. (2006) à l’aide du satellite *Spitzer* et par Keohane et collab. (2007) avec le télescope Hale, situé à l’observatoire du Mont Palomar, dans

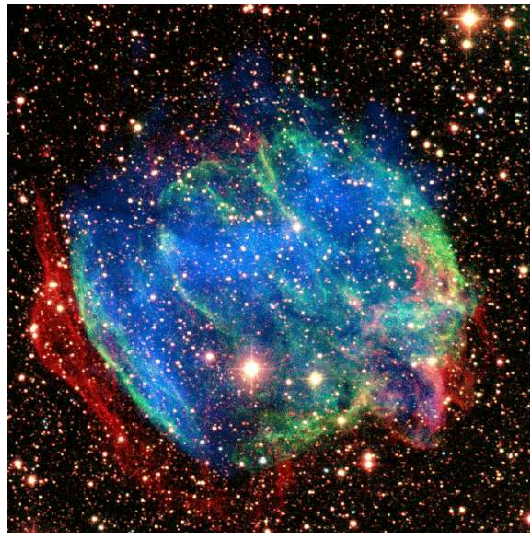


Fig. 10.2 – Image composite du vestige de supernova W49B. La composante rouge est l'émission à $2,12\ \mu\text{m}$ de l'hydrogène moléculaire choqué, celle en vert est l'émission à $1,64\ \mu\text{m}$ du [Fe II] et celle en bleu est l'émission en rayons X observée par le satellite Chandra. Cette figure est tirée de Keohane et collab. (2007).

le domaine infrarouge montrent que le vestige est en interaction avec un nuage moléculaire (voir figure 10.2). En effet, l'émission à $2,12\ \mu\text{m}$ observée est émise par l'hydrogène moléculaire choqué, montrant ainsi qu'il y a une association physique entre le choc du vestige et la matière environnante (voir section 9.2.2). Les auteurs de cette étude ont par ailleurs estimé que la masse de ce nuage est comprise entre 14 et $550 M_{\odot}$ et que sa densité est comprise entre 2000 et $3000\ \text{cm}^{-3}$. Ces observations suggèrent le scénario suivant : le progéniteur de W49B serait une étoile massive située dans un nuage moléculaire dont le vent aurait soufflé la matière environnante et créé une coquille de densité plus faible, dans laquelle l'explosion a ensuite eu lieu. Cela aurait également conduit à la création d'un "mur" de densité avec lequel le choc serait actuellement en interaction. Par ailleurs, l'émission à $1,64\ \mu\text{m}$, due à la raie du [Fe II], présente des structures en forme d'arcs, également observées en radio, qui indiquent la présence de chocs radiatifs et qui sont interprétées comme des structures du vent du progéniteur. L'association avec l'émission synchrotron observée en radio (Moffett et Reynolds, 1994) indique que le gaz moléculaire choqué (avec une température estimée entre 700K et 1000K) est probablement le siège de champs magnétiques relativement importants (de l'ordre de $60\ \mu\text{G}$ (Moffett et Reynolds, 1994; Brogan et Troland, 2001)).

En rayons X, une structure en forme de jets est observée (visible sur la figure 10.2) et les études menées dans ce domaine, portant à la fois sur la morphologie et les abondances des différents éléments, concourent à distinguer deux scénarios envisageables : soit l'explosion de l'étoile progénitrice présentait une symétrie sphérique dans un milieu ambiant complexe, soit l'explosion elle-même présentait une structure bipolaire. Au regard des différentes publications (Keohane et collab., 2007; Miceli et collab., 2006, 2008; Lopez et collab., 2009), aucun des deux scénarios n'est pour l'instant privilégié. Chacun d'eux a été étudié en détails par Miceli et collab. (2006) qui montrent que dans les deux cas, l'explosion possédait

une énergie inférieure à $1,5 \times 10^{51}$ erg, similaire à l'énergie typique d'explosion d'une supernova. Cette valeur a permis d'écarter l'hypothèse d'un vestige de sursaut gamma proposée par Keohane et collab. (2007) et pour laquelle Ioka et collab. (2004) avaient effectué des prédictions dans le domaine du TeV.

Par ailleurs, l'âge de cet objet a été estimé par Moffett et Reynolds (1994) entre 1000 et 4000 ans. Plus récemment, Zhou et collab. (2011) ont pu estimer l'âge du vestige à ~ 2300 ans sous l'hypothèse d'une explosion sphérique dans un environnement complexe en comparant les observations aux résultats de simulations numériques qui reproduisent également la structure en jets.

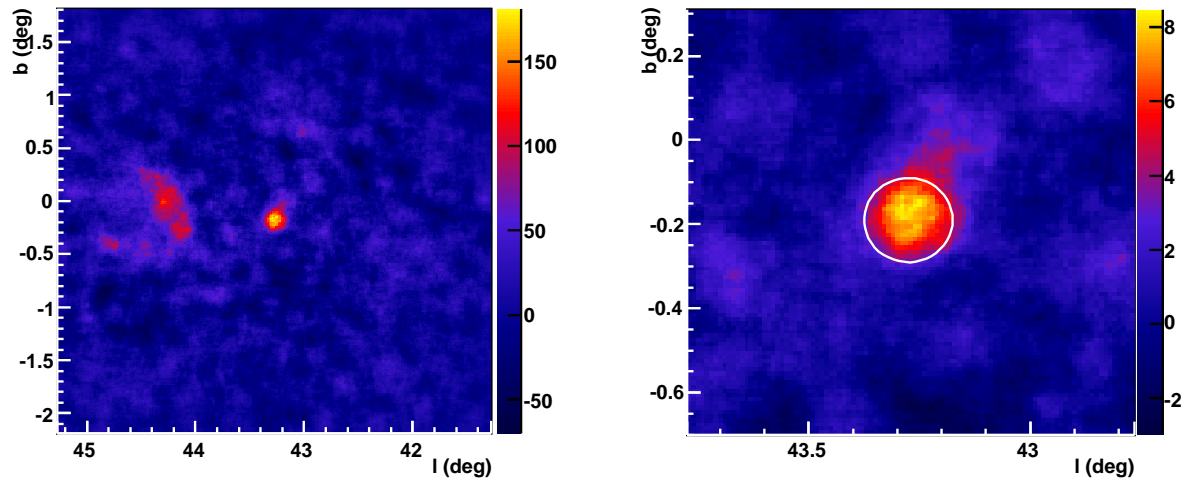
En coïncidence avec W49B, une source brillante dans le domaine du GeV a été détectée par le satellite Fermi. Il s'agit de la source 1FGL J1910.9+0906c du premier catalogue de Fermi sorti après la première année d'observation (Abdo et collab., 2010b). Cette source faisait également partie des 205 sources les plus brillantes détectées pendant les trois premiers mois de la mission (Abdo et collab., 2009f). L'analyse détaillée de cette source fait l'objet de la publication de Abdo et collab. (2010e) dans laquelle ils démontrent que l'émission de très haute énergie n'est pas associée avec la présence d'un éventuel pulsar. Par ailleurs, ils montrent également que pour expliquer leurs observations, les spectres des particules accélérées dans cet objet doivent présenter une brisure spectrale. Ces caractéristiques seront reprises dans la section 10.3. Le vestige de supernova W49B est détecté par Fermi avec une significativité de 38σ pour 17 mois de données, tandis qu'avec le même lot de données, seules des limites supérieures ont pu être obtenues en direction de W49A.

10.2 Observations avec H.E.S.S. : analyse et résultats

La région W49 a été observée par H.E.S.S. dans le cadre du relevé du plan Galactique mais également lors d'observations dédiées à des sources alentours (HESS J1912+101 et HESS J1908+063) et lors d'observations dédiées au vestige de supernova W49B. De nouvelles observations de cette région sont en cours au moment de l'écriture de ce manuscrit.

Pour analyser les données à la position de W49B, seules les observations pointant à moins de $2,5^\circ$ de cette position ont été retenues. Il en résulte un ensemble de 148 runs d'observation passant les critères de qualité décrits dans la section 6.1.2, correspondant à 62,7 heures après correction du temps mort du détecteur.

Les observations ont été effectuées entre $30,23$ degrés et $54,65$ degrés d'angle zénithal avec une valeur moyenne de $40,51$ degrés. L'angle hors-axe moyen est quant à lui de $1,11$ degrés. Pour ces conditions d'observation, le seuil en énergie est de 265 GeV avec la configuration *Standard* de l'analyse *Model++* décrite dans la section 6.1.4. Les premières données en direction de cet objet ont été prises en 2004 et l'efficacité optique de l'instrument a depuis diminué. L'efficacité optique moyenne pour le lot de données est de 60,7% de la valeur nominale (11%), soit $\sim 6,7\%$ d'efficacité optique globale.



F . 10.3 – À gauche : carte d’excès de photons γ détectés en direction de la région W49 (au centre de la carte) sur-échantillonnée avec un rayon de $0,1^\circ$. À droite : carte de significativité. La méthode utilisée pour produire ces cartes est celle de l’anneau complet. La région test, centrée sur W49B, est représentée par le cercle de rayon $0,1^\circ$ présenté sur la figure de droite.

10.2.1 Significativité

L’analyse *Model++*, avec la configuration *Standard*, a été appliquée en prenant comme région test une région de $0,1^\circ$, centrée sur la position nominale de W49B (de longitude $l = 43,2748^\circ$ et de latitude $b = -0,1902^\circ$). Cette analyse résulte en la détection d’un excès de 171,7 photons γ en direction de W49B par la méthode des régions OFF multiples (voir section 6.2). On dénombre 568 événements en direction de la région source et 8596 événements en direction des régions OFF avec un facteur α de 21,69. Ce facteur α , pouvant être différent pour chaque observation, est moyenné sur tous les runs. Il correspond au rapport entre l’exposition dans les régions OFF et celle dans la région ON. L’excès mesuré correspond à une significativité de 7,9, excluant d’autant une fluctuation statistique. La source présente une significativité maximale sur la carte de $\sim 8,5\sigma$.

Les sources présentes dans le champ de vue ont été exclues pour l’estimation du bruit de fond résiduel par la méthode de l’anneau complet (voir section 6.2). La carte d’excès et la carte des valeurs de significativité obtenues sont présentées sur la figure 10.3. La taille des pixels est de $0,01^\circ \times 0,01^\circ$ et la taille de la région test a été fixée à $0,1^\circ$.

La figure 10.4 présente la distribution des valeurs de significativité sur l’ensemble du champ de vue de $2^\circ \times 2^\circ$ en prenant en compte (en noir), ou non (en rouge), les pixels tombant dans des régions exclues. La distribution pour les régions non-exclues est correctement ajustée par une gaussienne de valeur moyenne $-0,043 \pm 0,003$ et d’écart-type $1,043 \pm 0,002$, compatible avec une absence de signal dans ces régions et démontrant que les effets systématiques concernant le fond sont bien compris.

La figure 10.5 montre la carte d’excès de photons γ obtenue autour de W49B. La carte a

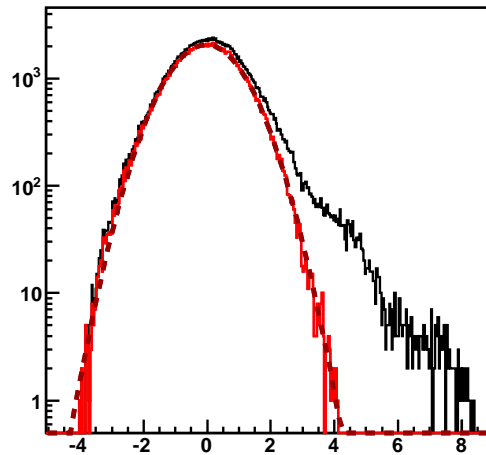


FIG. 10.4 – Distribution des valeurs de significativité obtenues sur l'ensemble du champ de vue (en noir) et en dehors des régions d'exclusion (en rouge). Cette dernière est bien ajustée par une gaussienne (tirets rouges) de valeur moyenne $-0,043 \pm 0,003$ et de largeur $1,043 \pm 0,002$, compatible avec la distribution attendue pour du bruit.

été convoluée par la fonction d'étalement de l'instrument (PSF), estimée à partir de simulations et dont le rayon contenant 68% des événements est $R_{68} = 0,06^\circ$ pour les conditions de pointé de ces observations. Sur cette carte, ainsi que sur les cartes précédentes, on note un excès, correspondant à une significativité de ~ 4 écarts standards en direction de W49A. Sur la figure 10.5 de droite est présenté la même carte d'excès mais sur laquelle une source ponctuelle à la position de W49B a été soustraite.

10.2.2 Analyse spectrale et morphologique

Les méthodes d'analyse spectrale utilisées dans cette section ont été décrites dans la section 6.4.

10.2.2.1 Spectre en énergie

Le spectre en énergie de l'émission en direction de W49B a été obtenu pour le signal intégré dans une région de $0,1^\circ$ autour de la position nominale de W49B.

Le spectre en énergie, obtenu sous l'hypothèse d'une source ponctuelle, présenté sur la figure 10.6, est bien décrit par une loi de puissance d'indice spectral $3,72 \pm 0,5$. Le χ^2 de l'ajustement est de 30,2 pour 37 degrés de liberté, correspondant à une probabilité de 0,78. Le flux différentiel à l'énergie de décorrélation (égale à 591 GeV) est de $8,53 \pm 1,80 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$ et le flux intégré au-dessus de 1 TeV correspond à 0,19% du flux observé en direction de la nébuleuse du Crabe au-dessus du même seuil. Il s'agit donc d'une des sources les plus ténues observées au TeV.

Les observations en direction de W49B contiennent un grand nombre de runs avec un angle

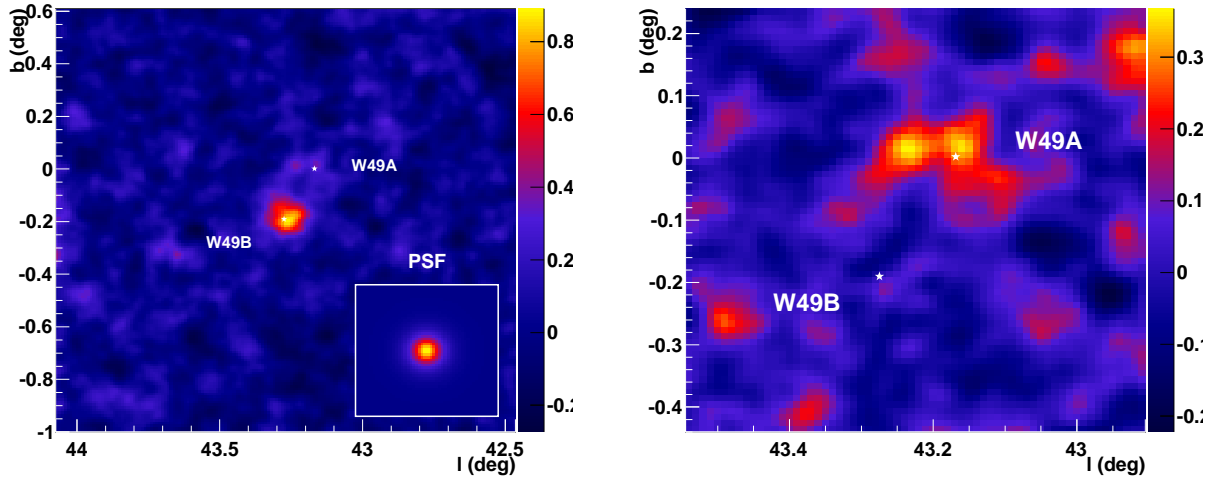


FIG. 10.5 – À gauche : carte d’excès, lissée à la PSF de H.E.S.S. ($R_{68} = 0,06^\circ$), présentée dans l’encart en bas à droite de la carte. À droite : carte d’excès obtenue en soustrayant une source ponctuelle à la position de W49B. En cette position, toute l’émission a bien été soustraite, par contre un excès apparaît en direction de W49A.

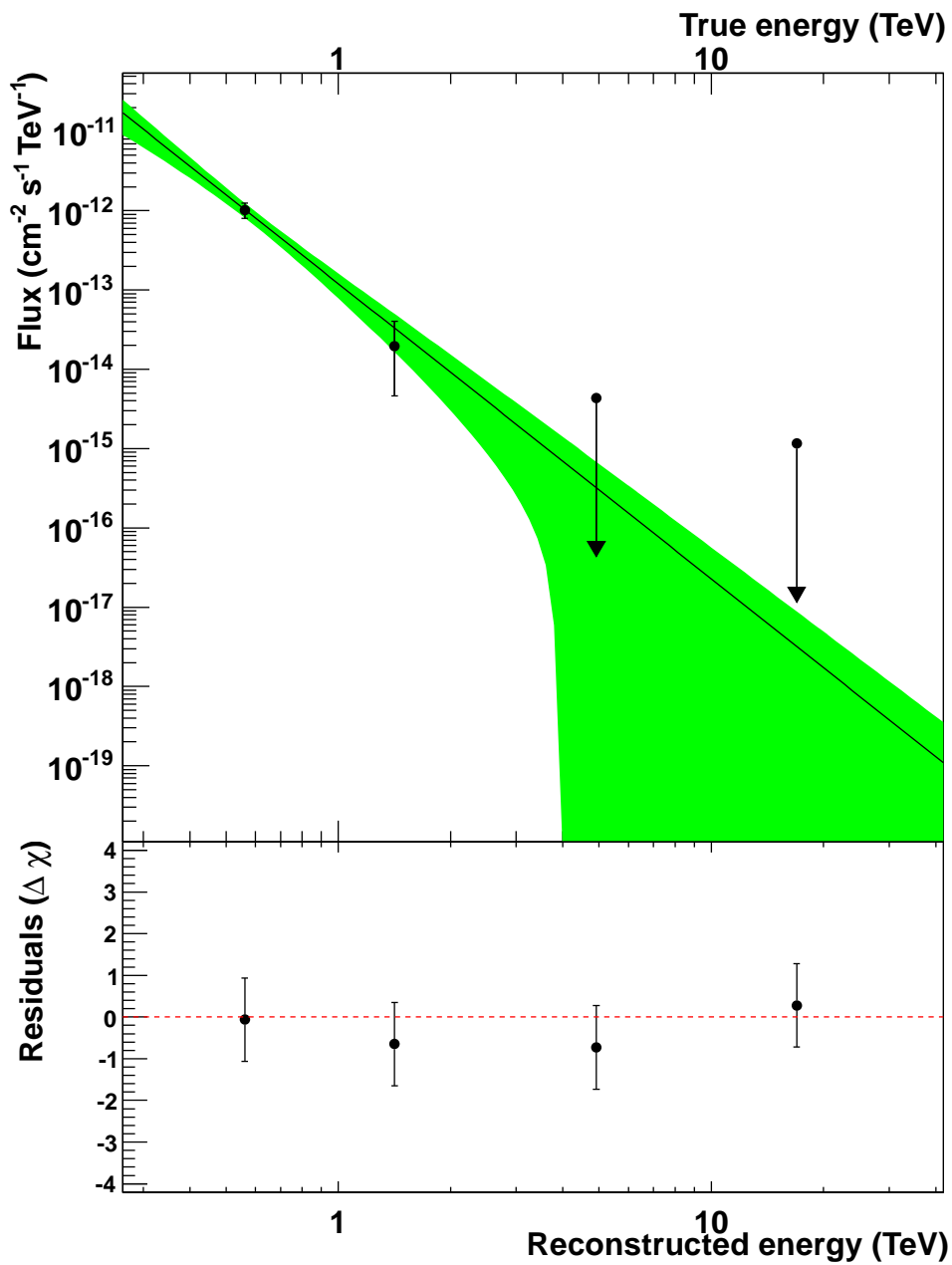
hors-axe important qui pourraient affecter la détermination du spectre en énergie. Par conséquent, ce dernier a donc également été dérivé à partir d’une liste restreinte de 94 runs dont la direction de pointé est inférieure à 1° de la position de W49B. L’angle hors-axe moyen passe alors de $1,11^\circ$ à $0,69^\circ$ pour cette liste. Le spectre ajusté par une loi de puissance possède un indice de $3,52 \pm 0,7$ et le flux différentiel à l’énergie de décorrélation (égale à 705 GeV) est de $4,77 \pm 1,25 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$, compatible avec le résultat obtenu précédemment.

Le spectre en énergie obtenu en direction de W49B se raccorde bien au spectre mesuré à plus basses énergies par Fermi comme le montre la figure 10.7. Le meilleur ajustement du spectre dans le domaine du GeV est une loi de puissance brisée avec un indice spectral de $2,18 \pm 0,04$ avant l’énergie de coupure de $4,8 \pm 1,6$ GeV et d’indice $2,9 \pm 0,2$ au-delà.

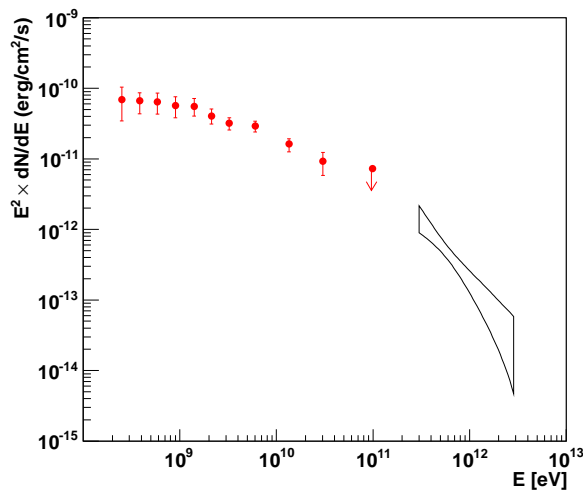
10.2.2.2 Variabilité spatiale du spectre en énergie

Afin de déterminer si une émission en direction de W49A est indiquée dans la reconstruction spectrale, plusieurs analyses ont été effectuées en sélectionnant les événements dans une région test de rayon θ croissant, centrée sur W49B. En plus de la valeur de θ à $0,1^\circ$ utilisée dans l’analyse exposée plus haut, les analyses ont été menées pour des valeurs de θ de $0,14^\circ$ et $0,3^\circ$, cette dernière valeur incluant la position de W49A (voir figure 10.8 de gauche). Les spectres ont été déterminés pour ces analyses et, comme précédemment, ils ont également été dérivés pour la liste réduite des runs uniquement dédiés à l’observation de W49B. Les différents spectres obtenus sont présentés sur la figure 10.8 de droite.

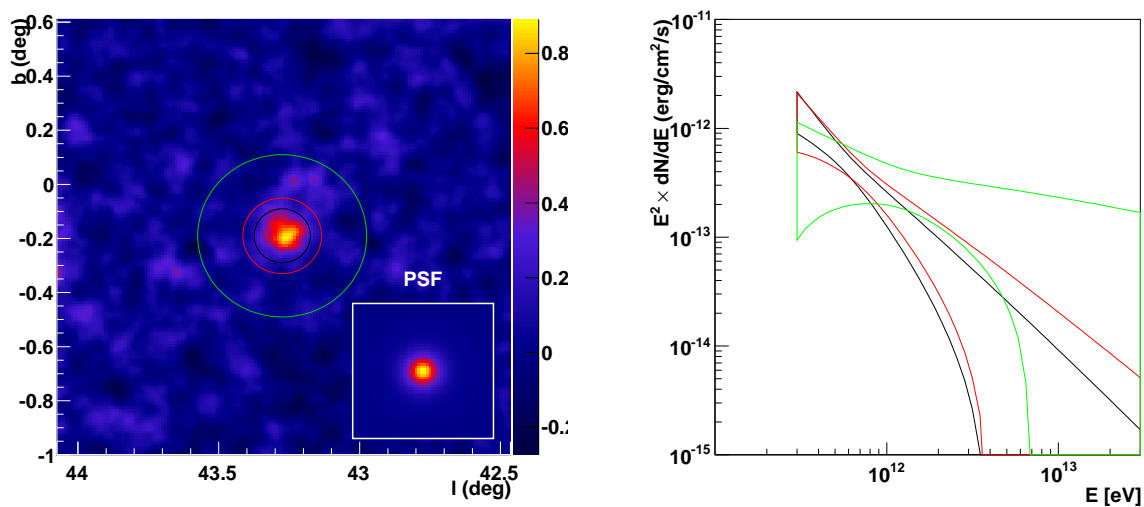
Pour la coupure $\theta = 0,3^\circ$, incluant la position de W49A, l’indice passe de $3,72 \pm 0,52$ à $2,50 \pm 0,53$ et le flux intégré au-delà de 1 TeV passe de 0,19% à 0,63% du flux détecté en direction de la nébuleuse du Crabe intégré au-delà de la même énergie. Cette variation est également observée pour la liste restreinte des runs discutée à la section 10.2.2.1. Les résultats



F . 10.6 – Spectre différentiel obtenu en direction de W49B, dans une région centrée à la position nominale de la source et de rayon $0,1^\circ$ et pour une hypothèse de spectre en loi de puissance. Le contour vert représente le contour de confiance sur le flux à 1σ (sans prendre en compte les erreurs systématiques). Les résidus sont présentés sur la figure du bas.



F . 10.7 – Spectres obtenus par le satellite Fermi (points rouge) et par H.E.S.S. (contour noir) en direction de W49B.



F . 10.8 – Carte d'excès de photons γ avec les contours des régions utilisées pour obtenir les spectres présentés sur le graphique de droite. Les cercles noir, rouge et vert possèdent respectivement un rayon de $0, 1^\circ, 0, 14^\circ$ et $0, 3^\circ$. Pour cette dernière coupure, le spectre mesuré présente un durcissement significatif.

des ajustements sont récapitulés dans le tableau 10.1.

Les données indiquent donc que le spectre est d'autant plus dur que l'on s'éloigne de W49B. Cet effet est discuté dans la section 10.3.2.

θ	Γ	ϕ_0 ($10^{-13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$)	$F_{>1\text{TeV}}$ ($10^{-13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	χ^2/ndf
0, 1°	$3,72 \pm 0,52$	$1,21 \pm 0,41$	$0,44 \pm 0,22$	30, 2/37
0, 1° (P)	$3,52 \pm 0,66$	$1,37 \pm 0,45$	$0,54 \pm 0,31$	21, 2/30
0, 14°	$3,46 \pm 0,57$	$1,46 \pm 0,49$	$0,59 \pm 0,43$	58, 3/52
0, 14° (P)	$3,54 \pm 0,78$	$1,47 \pm 0,58$	$0,58 \pm 0,30$	48, 5/41
0, 3°	$2,50 \pm 0,53$	$2,14 \pm 0,89$	$1,42 \pm 0,66$	72, 5/81
0, 3° (P)	$2,86 \pm 0,79$	$2,35 \pm 1,08$	$1,27 \pm 0,81$	68, 9/68

T . 10.1 – *Tableau récapitulatif des valeurs obtenues pour les différents ajustements spectraux selon le rayon de la taille de la région d'intégration. Les analyses n'utilisant que les observations pointant à moins de 1° de W49B sont indiquées par le P entre parenthèses. Γ est l'indice spectral, ϕ_0 est le flux différentiel à 1 TeV, $F_{>1\text{TeV}}$ est le flux intégré au delà de 1 TeV et χ^2 et ndf sont respectivement le χ^2 et le nombre de degrés de liberté de l'ajustement.*

Hypothèse :	Ponctuelle	Gaussienne
Longitude	$43,260^\circ \pm 0,004^\circ$	$43,263^\circ \pm 0,008^\circ$
Latitude	$-0,195^\circ \pm 0,005^\circ$	$-0,181^\circ \pm 0,009^\circ$
σ	-	$0,035^\circ \pm 0,007^\circ$

T . 10.2 – *Résultats des ajustements morphologiques sous l'hypothèse d'une source ponctuelle et d'une source gaussienne.*

10.2.2.3 Étude morphologique

Les méthodes pour les études morphologiques réalisées dans cette section ont été décrites dans la section 6.3.

L'extension de la source a été ajustée sur la distribution des θ^2 sous une hypothèse de morphologie gaussienne. La taille intrinsèque (écart-type de la gaussienne ajustée) de la source obtenue est de $0,039^\circ$ avec des intervalles de confiance à 1 et 3 sigma respectivement $[0,032^\circ; 0,047^\circ]$ et $[0,017^\circ; 0,066^\circ]$. La source apparaît donc légèrement étendue et son extension est compatible avec la taille de $0,033^\circ$ observée en radio. Par ailleurs, des tables spectrales ont été produites par des simulations avec une taille de source identique à l'extension trouvée de façon à reproduire l'évolution de l'acceptance en fonction de l'énergie et le spectre obtenu est identique à celui obtenu avec l'hypothèse d'une source ponctuelle.

Pour une hypothèse de source ponctuelle, la position ajustée de la source est $l = 43,260^\circ \pm 0,004^\circ$ en longitude et $b = -0,195^\circ \pm 0,005^\circ$ en latitude. Toutefois, il a été montré que la source était légèrement étendue et la position et l'extension, obtenues par l'ajustement de la carte d'excès par une gaussienne, sont de $l = 43,263^\circ \pm 0,008^\circ$ et $b = -0,181^\circ \pm 0,009^\circ$ pour un écart-type de $\sigma = 0,035^\circ \pm 0,007^\circ$. Cette position, compatible avec la position nominale de W49B, est compatible avec celle obtenue pour l'hypothèse de source ponctuelle et l'extension est compatible avec celle obtenue par l'ajustement de la distribution en θ^2 .

Ces résultats sont résumés dans le tableau 10.2.

La figure 10.9 présente la carte d'excès obtenue par H.E.S.S., centrée sur le vestige de super-

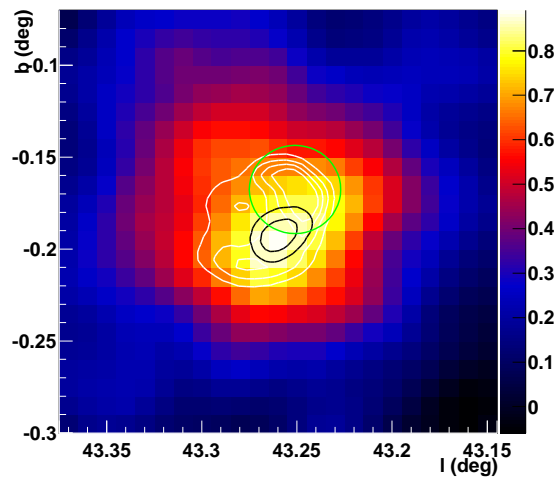
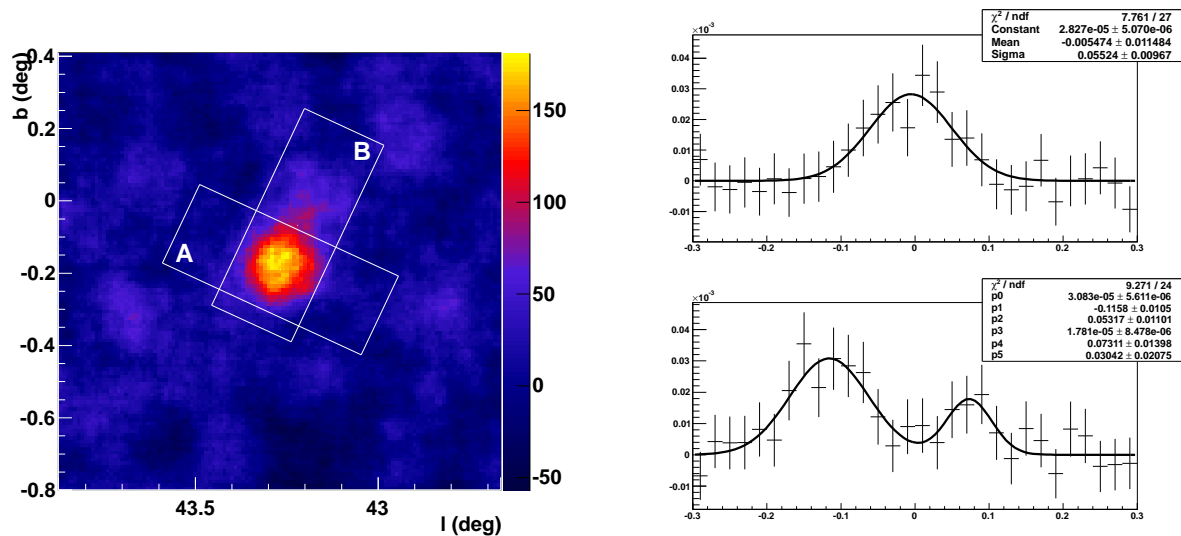


FIG. 10.9 – Carte d'excès obtenue par H.E.S.S. en direction de W49B. Les contours noirs présentent la position ajustée à 68% et 95% de confiance. La position ajustée à 95% de confiance par le satellite Fermi est représentée par le cercle vert et les contours blancs représentent l'émission radio observée par NVSS à 1,4 GHz.

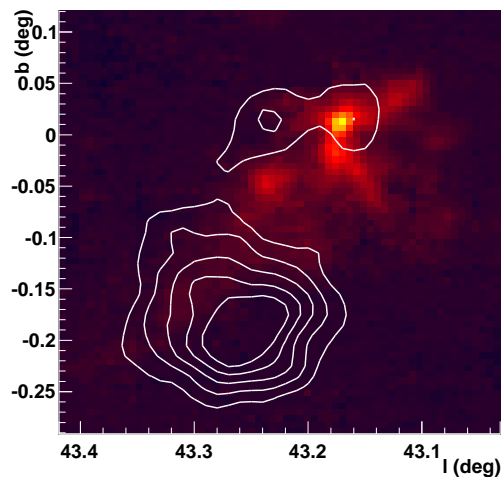
nova W49B. Les contours noirs représentent les contours de confiance à 68% et 95% de l'ajustement de la position sous l'hypothèse d'une source ponctuelle. Les contours blancs représentent l'émission dans le domaine radio issue du *NRAO VLA Sky Survey* (NVSS, Condon et collab., 1998), relevé du ciel à 1,4 GHz. Le cercle vert quant à lui représente le contour de confiance à 95% de l'ajustement de la position obtenu par Fermi (Abdo et collab., 2010e). Cette position est $l = 43.2510^\circ$ en longitude et de $b = -0.1676^\circ$ en latitude pour une incertitude à 95% de confiance de $0,024^\circ$. Les positions ajustées à haute et très haute énergie sont compatibles et coïncidentes avec la partie de la coquille la plus brillante en radio.

Des projections dans deux directions perpendiculaires, notées A et B sur la figure 10.10 de gauche, sont présentées sur la figure 10.10 de droite. La projection dans la direction perpendiculaire à l'alignement W49B/A (région A) est bien ajustée par une gaussienne de largeur $0,055^\circ \pm 0,010^\circ$ compatible avec la résolution de l'instrument tandis que la projection dans la direction de l'alignement W49B/A (région B) semble présenter une extension. Cette dernière a donc été ajustée par une gaussienne et par la somme de deux gaussiennes. L'ajustement par deux gaussiennes reproduit bien les observations et la largeur de la gaussienne centrée sur W49B ($0,053^\circ \pm 0,011^\circ$) est compatible avec celle ajustée dans la direction perpendiculaire. Il est à noter que contrairement aux valeurs indiquées dans le tableau 10.2, les largeurs ajustées ici ne sont pas intrinsèques mais convoluées par la fonction d'étalement de l'instrument. La position ajustée de la seconde gaussienne est compatible avec la position de W49A.

Le nuage moléculaire W49A est visible dans le *Galactic Ring Survey* (Jackson et collab., 2006), qui a effectué un relevé du ciel de la raie d'émission du $^{13}\text{CO}(J=1-0)$. W49A est situé à une distance de 11.4 ± 1.2 kpc, correspondant à une vitesse relative de $v_R = 11.2 \text{ km.s}^{-1}$ par rapport au système solaire. Simon et collab. (2001) ont montré que le nuage émet entre



F . 10.10 – La figure de droite présente la projection des excès selon les longueurs des boîtes présentées sur la figure de gauche. Ces boîtes ont des dimensions de $0,6^\circ$ par $0,24^\circ$. L'ajustement dans la boîte notée A est compatible avec une gaussienne et l'ajustement dans la boîte notée B, orientée selon la direction W49B/W49A, est compatible avec une somme de deux gaussiennes, centrées respectivement sur W49B et W49A.



F . 10.11 – Carte du ^{13}CO ($J = 1-0$) obtenue par le Galactic Ring Survey, intégrée entre 0 et 20 km/s, correspondant à l'émission de W49A. L'émission entre 14,5 et 17,5 km/s, provenant d'une composante d'avant plan, n'a pas été prise en compte. Les contours blancs sont ceux de la carte d'excès de photons γ présentée sur la figure 10.5.

$v_R = 0 \text{ km s}^{-1}$ et $v_R = 20 \text{ km s}^{-1}$ et que l'émission comprise entre $14,5 \text{ km s}^{-1}$ et $17,5 \text{ km s}^{-1}$ est due à de la matière en avant-plan. La carte présentée sur la figure 10.11 est celle de l'émission intégrée entre 0 et 20 km/s en excluant l'émission comprise entre 14,5 et 17,5 km/s. Les contours blancs correspondent à l'excès détecté avec H.E.S.S. Le faible excès détecté en direction de

W49A apparaît ainsi en partie coïncident avec le nuage moléculaire.

Les analyses morphologiques montrent que W49B est légèrement étendue avec une taille compatible avec la taille de la coquille observée dans le domaine radio. Par ailleurs, l'excès en direction de W49A semble conforté par ces analyses.

10.3 Interprétations et modélisations

10.3.1 Modélisation de l'émission multi-longueurs d'onde

Le modèle utilisé dans cette section pour prédire l'émission multi-longueurs d'onde en direction du vestige de supernova W49B est un modèle simple d'émission radiative des particules chargées accélérées au choc du vestige. Il est inspiré de celui décrit dans Lemoine-Goumard (2006) et nous en reprenons ici les principales caractéristiques.

Le spectre injecté $Q(E)$ pour les électrons et les protons est supposé de forme identique avec un rapport de normalisation entre les deux noté K_{ep} . Ces spectres peuvent être modifiés durant l'évolution du vestige par les pertes radiatives et par l'échappement des particules hors de la coquille.

La population d'électrons subit des pertes par rayonnement synchrotron, Compton inverse et Bremsstrahlung. Pour des champs magnétiques supérieurs à la dizaine de μG , ces pertes sont dominées par les pertes synchrotron avec un temps caractéristique inversement proportionnel à l'énergie de la particule. Ainsi, plus les électrons ont une énergie élevée, plus les pertes sont importantes.

Les protons subissent des pertes par interaction proton-proton dont le temps caractéristique peut s'exprimer comme :

$$t_{pp} \approx 5,3 \times 10^7 \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ ans} \quad (10.1)$$

Ce temps est en général plus long que la durée de vie des vestiges de supernovæ, ces pertes sont donc négligées. En outre, les particules peuvent s'échapper de la coquille par diffusion avec un temps caractéristique τ_{diff} tel que, dans le régime de diffusion de Bohm, $\sqrt{2D_{diff}\tau_{diff}} = \Delta R$, où D_{diff} est le coefficient de diffusion et ΔR est la largeur de la coquille. Ainsi :

$$\tau_{diff} = \frac{3\Delta R^2 eB}{2E} \quad (10.2)$$

où E est l'énergie de la particule et B est le champ magnétique au choc. Le temps caractéristique de convection peut quant à lui s'exprimer :

$$\tau_{conv} = \frac{r\Delta R}{v_{choc}} \quad (10.3)$$

où r et v_{choc} sont respectivement le facteur de compression et la vitesse du choc. Le temps caractéristique d'échappement des particules s'exprime alors comme $\tau_{ech} = (\tau_{diff}^{-1} + \tau_{conv}^{-1})^{-1}$. Pour les électrons, les temps d'échappement sont en général plus long que les temps caractéristiques de perte d'énergie et cet effet peut être négligé.

Spectre dépendant du temps

Les spectres injectés des électrons et des protons sont modifiés par les pertes radiatives et l'échappement de la coquille. Pour calculer la distribution $N(E)$ des particules à l'âge du vestige, il faut résoudre l'équation cinétique suivante :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial E}(PN) - \frac{N}{\tau_{ech}} + Q \quad (10.4)$$

où $P(E) = -dE/dt$ est le taux de perte d'énergie, N/τ_{ech} est le taux d'échappement et Q est le spectre injecté. Si on suppose que l'injection est constante, cette équation a pour solution (Atoyan et Aharonian, 1999) :

$$N(E, t) = \frac{1}{P(E)} \int_E^{E_2} Q(\zeta) \times \exp\left(\int_E^\zeta \frac{dz}{P(z)\tau_{ech}(z)}\right) d\zeta \quad (10.5)$$

la borne en énergie E_2 correspondant à l'énergie initiale des particules qui, pendant le temps t , ont perdu une énergie telle qu'elles possèdent l'énergie E au temps t . Cette borne peut se calculer en résolvant l'équation pour un vestige d'âge T :

$$t - t_0 = T = - \int_{E_2}^E \frac{du}{P(u)} \quad (10.6)$$

Pour les électrons, on a vu que l'échappement hors de la coquille peut être négligé et l'équation à résoudre est alors :

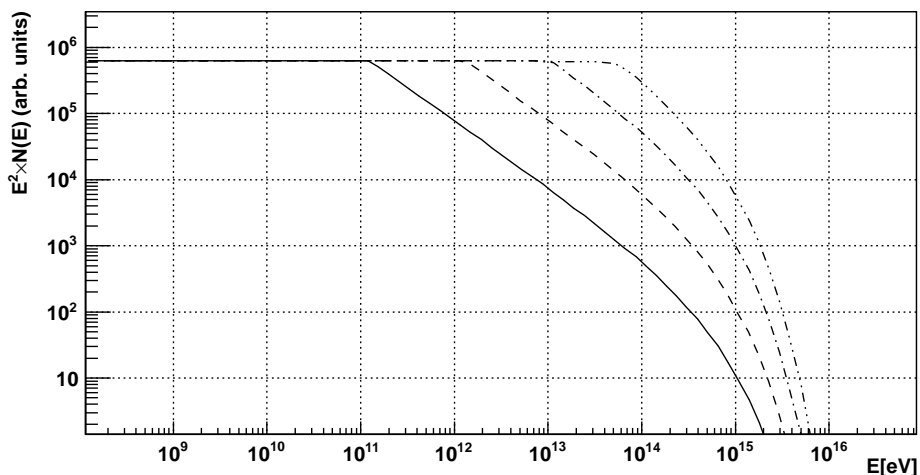
$$N(E, T) = \frac{1}{P(E)} \int_E^{E_2} Q(\zeta) d\zeta \quad (10.7)$$

Si l'âge du vestige devient similaire au temps caractéristique de perte d'énergie, le spectre présente un changement de pente qui se déplace vers les basses énergies en fonction du temps.

La figure 10.12 présente le spectre calculé à partir de l'équation 10.4, pour un spectre d'électrons initial en loi de puissance d'indice $\Gamma = -2$ avec une coupure exponentielle à 1000 TeV, soumis aux pertes synchrotron dans différentes valeurs de champ magnétique pendant 10000 ans.

Pour les protons, les pertes par rayonnement ont un temps caractéristique plus important que le temps d'échappement et peuvent être négligées.

Une fois les spectres évolués déterminés, le rayonnement produit de la radio au TeV par synchrotron, Compton inverse et Bremsstrahlung pour les électrons et par désintégration de pions neutres pour les protons peut être calculé par les formules données au chapitre 2. Outre la forme du spectre d'injection, les paramètres du modèle sont : l'énergie d'explosion E_{SNR} , l'âge du vestige et sa distance, la vitesse du choc v_{choc} , l'épaisseur de la coquille ΔR , la densité du milieu ambiant n , le champ magnétique B , l'énergie totale dans les protons, le rapport K_{ep} entre l'énergie dans les protons et celle dans les électrons et l'énergie minimale des particules.



F . 10.12 – Spectre calculé à partir de l'équation 10.4 multiplié par E^2 pour un spectre d'électrons initial en loi de puissance d'indice $\Gamma = -2$ avec une coupure exponentielle à 1000 TeV, soumis aux pertes synchrotron pendant 10000 ans dans un champ magnétique de $1 \mu\text{G}$ (tiret-trois point), $3 \mu\text{G}$ (tiret-point), $30 \mu\text{G}$ (tiret) et $100 \mu\text{G}$ (continu).

Application à W49B

La position de l'émission en direction de W49B dans le domaine du GeV est coïncidente avec la partie la plus brillante de la coquille synchrotron observée en radio (les observations en radio ont été résumées par Moffett et Reynolds (1994)). La position ajustée au TeV étant compatible avec celle ajustée par le LAT, nous supposons, comme cela est fait dans (Abdo et collab., 2010e) que les photons dans ces gammes en énergies sont produits au niveau du choc du vestige. Par ailleurs, l'émission du [Fe II], observée en infrarouge et corrélée avec l'émission synchrotron est issue d'une région où la densité, dérivée par Keohane et collab. (2007), est de l'ordre de 1000 cm^{-3} , donnant ainsi une première estimation de la densité rencontrée par les particules accélérées au niveau du choc. On suppose en outre que dans la région d'émission, le champ magnétique B et la densité n sont homogènes et constants. À partir de la luminosité observée en radio et pour une distance de 8 kpc, Moffett et Reynolds (1994) dérivent une valeur typique du champ magnétique de $60 \mu\text{G}$ et une énergie dans les électrons de 5×10^{48} erg à partir de l'hypothèse d'équipartition entre le champ magnétique et les électrons.

Le vestige ayant évolué dans un milieu complexe, il est difficile d'en déterminer les paramètres dynamiques. Rappelons par ailleurs que la distance de cet objet n'est pas très bien déterminée. Selon les différentes estimations W49B est situé entre 8 et 11,4 kpc. L'énergie d'explosion du vestige évaluée par Miceli et collab. (2008) est inférieure à $1,5 \times 10^{51}$ erg, ces mêmes auteurs estiment par ailleurs la masse des éjectas à $\sim 6 M_{\odot}$. Son âge a été évalué par Zhou et collab. (2011) à ~ 2300 ans par simulations d'une explosion sphérique dans un milieu ambiant complexe. Les observations indiquent des densités de l'ordre de 1 cm^{-3} (Keohane et collab., 2007) en dehors des régions où le choc interagit avec des surdensités de matière. La vitesse du choc est estimée entre $\sim 1200 \text{ km s}^{-1}$ (Keohane et collab., 2007) et $\sim 1900 \text{ km s}^{-1}$ (Moffett et Reynolds, 1994).

Comme pour les autres vestiges en interaction avec un nuage moléculaire (voir section 9.2.2), Abdo et collab. (2010e) montrent que le spectre d'injection des particules chargées doit présenter une cassure pour pouvoir expliquer l'émission observée au GeV. Pour W49B, celle-ci se produit à une énergie de l'ordre de 4 GeV. Le spectre des particules injectées est donc choisi comme étant une loi de puissance brisée avec un indice Γ_1 en dessous de 4 GeV et un indice Γ_2 au-delà. L'indice spectral de l'émission synchrotron en radio $\alpha = 0.48$ (Green, 2009), impose que pour des énergies inférieures à l'énergie de cassure, le spectre des électrons possède un indice $\Gamma_1 \simeq 2$. La normalisation des spectres est dans la suite calculée de manière à obtenir l'énergie totale dans les protons et les électrons en intégrant au-delà de l'énergie de masse des particules.

Deux scénarios d'émissions sont possibles :

- le cas hadronique où l'émission de haute énergie est principalement due à la désintégration de pions neutres
- le cas leptonique pour lequel l'émission de haute énergie est due soit au processus Compton inverse sur les champs de radiation ambiants, soit au Bremsstrahlung des électrons sur la densité de matière environnante. Le cas Compton inverse a pu être écarté par (Abdo et collab., 2010e) car il nécessiterait une énergie dans les électrons trop importante, de l'ordre de l'énergie d'explosion de la supernova.

Dans tous les cas, l'émission dans le domaine radio est expliquée par le rayonnement synchrotron des électrons accélérés.

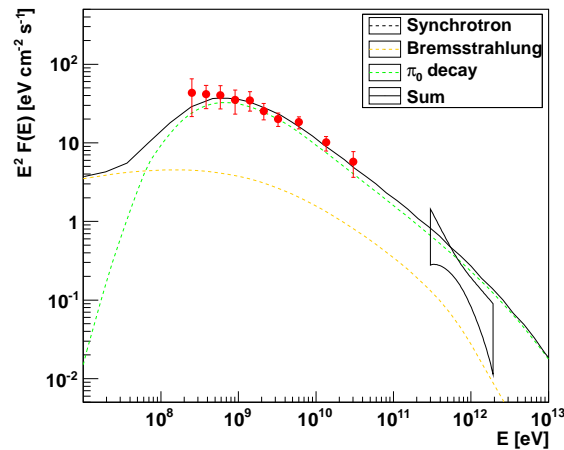
Comme nous l'avons vu, les paramètres du vestige ne sont pas très bien contraints par les données observationnelles. Afin de lever autant que possible les dégénérescences lors de l'ajustement des données multi-longueurs d'onde¹, nous faisons les hypothèses suivantes : l'énergie du vestige est fixée à 10^{51} erg, son âge à 2300 ans et la vitesse du choc à ~ 1200 km s⁻¹. De plus, comme dans (Abdo et collab., 2010e), on suppose que le volume de la zone d'émission, défini comme une fraction f du volume total de la coquille, contient une masse de l'ordre de $50 M_{\odot}$. Cette hypothèse permet, pour une densité donnée, de calculer l'épaisseur ΔR de la coquille. Enfin le spectre utilisé pour comparer les observations au modèle est celui obtenu par les runs dont la direction de pointé est inférieure à 1° de la direction de W49B.

Cas hadronique

Dans le cas hadronique, nous avons tout d'abord fixé l'énergie dans les protons à 10% de l'énergie d'explosion, soit 10^{50} erg. Dans ce cas, et pour une distance de 8 kpc, il faut, pour reproduire l'émission de haute énergie une densité de particules cibles de 130 cm⁻³ et fixer les indices spectraux d'injection de la loi de puissance brisée à $\Gamma_1 = -2$ et $\Gamma_2 = -2.8$ avec une énergie de transition à 4 GeV. Il faut alors une épaisseur de coquille telle que $\Delta R/R = 0.015$, avec R le rayon du vestige, de manière à conserver la masse dans la zone d'émission. Cependant cette épaisseur ne permet pas aux protons de s'échapper suffisamment pour pouvoir reproduire l'évolution de la pente du spectre observée. La figure 10.13 présente la distribution spectrale en

¹Par exemple, pour expliquer l'émission synchrotron en radio, on peut soit imposer un champ magnétique important et une énergie dans les électrons faible, soit imposer une énergie importante dans les électrons et un champ magnétique moins intense.

énergie du spectre calculé avec ces paramètres. Les pertes par échappement ne sont clairement pas assez efficaces pour expliquer le spectre observé à très haute énergie.

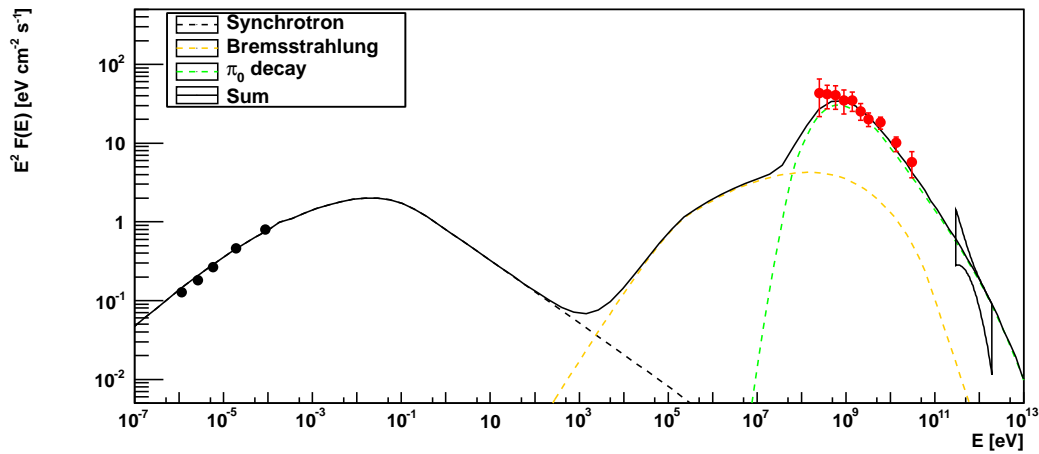


F . 10.13 – *Distribution spectrale en énergie, calculée en direction de W49B pour les processus de désintégration de pions neutres (vert), Bremsstrahlung (orange) et synchrotron (noir, non-visible ici). Les données expérimentales sont celles de Fermi (en rouge) et H.E.S.S. (en noir). Les paramètres du vestige sont ceux du texte. Cette figure illustre le fait que si la taille de la coquille est trop importante, l'échappement des protons ne peut avoir lieu et les spectres observés ne peuvent être reproduits par les modèles.*

On peut alors soit supposer que le spectre des protons possède une coupure intrinsèque, soit identifier la taille de la coquille nécessaire pour reproduire les observations et remonter à la densité et à l'énergie des protons. Si on procède de cette manière, la coquille doit posséder une épaisseur relative inférieure à $\Delta R/R \approx 0.002$ correspondant à une densité de 930 cm^{-3} et à une énergie totale dans les protons de $1,3 \times 10^{49} \text{ erg}$. Pour une taille relative supérieure à 0.002, il faut diminuer la densité pour conserver la masse dans la coquille et il est nécessaire d'augmenter l'énergie dans les protons pour expliquer les observations au GeV. Les protons sont alors plus confinés et il faut diminuer l'intensité du champ magnétique pour expliquer les observations au TeV. Dès lors, pour pouvoir expliquer les données radio, il est nécessaire d'augmenter l'énergie dans les électrons mais le Bremsstrahlung devient dominant à haute énergie et le modèle ne permet plus d'expliquer l'ensemble des observations.

Dès lors, il est possible de déterminer une énergie minimale dans les électrons. En effet, si l'énergie totale des électrons est faible, il faudra un champ magnétique intense pour reproduire les données radio mais s'il est trop intense, les protons restent confinés au choc et il n'est plus possible de reproduire les observations au TeV. Le champ magnétique maximal peut ainsi être évalué à $250 \mu\text{G}$ et l'énergie minimale totale dans les électrons à $6,5 \times 10^{47} \text{ erg}$. La distribution spectrale en énergie obtenue pour ces valeurs est représentée sur la figure 10.14.

Le champ magnétique peut prendre des valeurs inférieures à la valeur maximale estimée plus haut et l'énergie dans les électrons doit alors croître pour pouvoir expliquer les données radio. Toutefois, pour que le Bremsstrahlung ne domine pas à haute énergie, l'énergie dans les électrons doit être inférieure à $2,5 \times 10^{48} \text{ erg}$ correspondant à un champ magnétique minimal de $120 \mu\text{G}$.



F . 10.14 – *Distribution spectrale en énergie, calculée en direction de W49B pour les processus de désintégration de pions neutres (vert), Bremsstrahlung (orange) et synchrotron (noir) pour une distance au vestige de 8 kpc et un âge de 2300 ans. L'énergie totale des protons est égale à $1,3 \times 10^{49}$ erg, celle des électrons est de $6,5 \times 10^{47}$ erg et la densité de particules cibles dans la zone d'émission est de 930 cm^{-3} pour un champ magnétique de $250 \mu\text{G}$.*

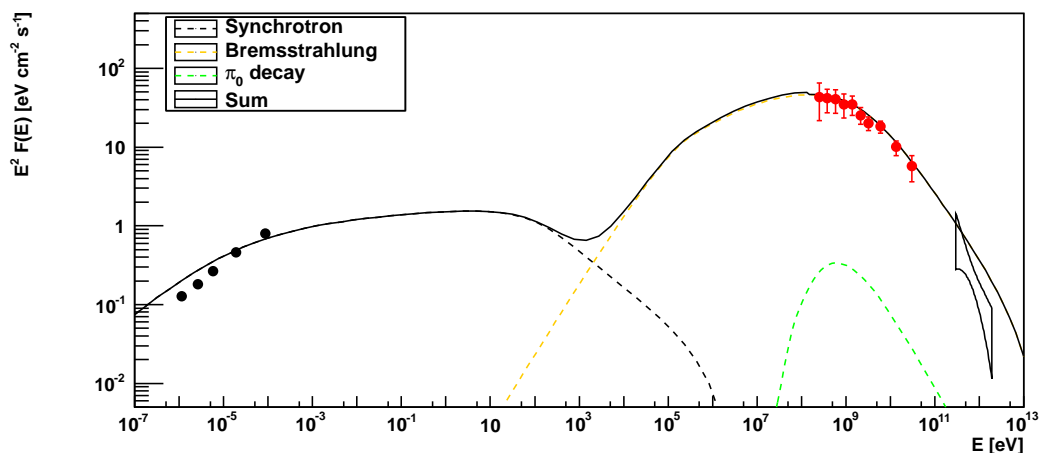
Cas leptonique

Dans le cas leptonique, le processus d'émission considéré pour la haute énergie est le Bremsstrahlung. L'énergie totale des électrons est fixée par les observations radio et la valeur du champ magnétique. Le spectre injecté possède des indices $\Gamma_1 = -2$ et $\Gamma_2 = -2,9$ avec une énergie de transition à 4 GeV. La valeur de l'indice Γ_1 est, comme précédemment, fixée par la radio et la valeur de Γ_2 est fixée par les observations dans le domaine du GeV.

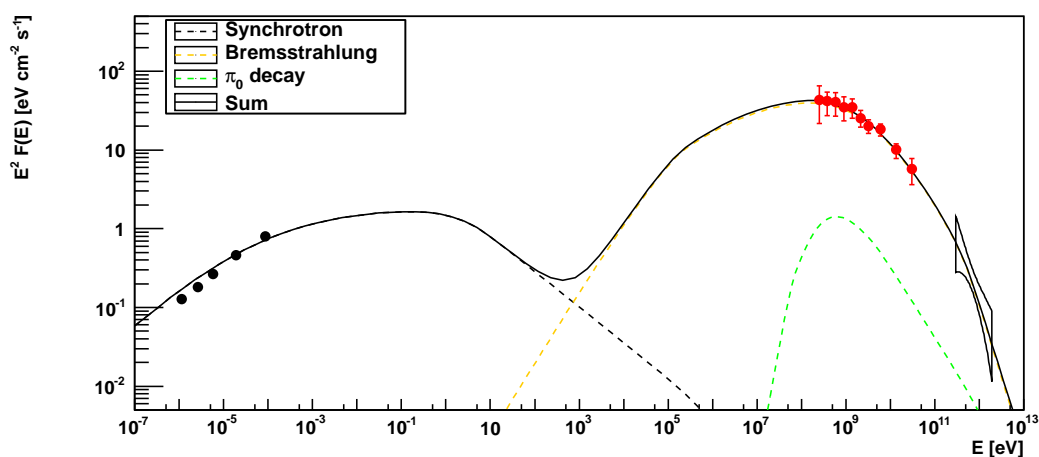
Pour ce spectre d'injection, si on impose un champ magnétique trop faible, les observations dans le domaine radio ne sont pas bien décrites par le modèle (voir figure 10.15). En outre, les observations au TeV ne sont pas bien reproduites en raison de l'absence de pertes radiatives efficaces pour adoucir le spectre à très haute énergie. De manière à reproduire correctement ces observations, il faut donc un champ magnétique suffisamment important ($\gtrsim 50 \mu\text{G}$). Cependant, le champ magnétique ne doit pas être trop important non plus, sinon les pertes sont trop efficaces à haute énergie et rendent très difficile l'explication de l'émission au TeV. En outre, si le champ magnétique est supérieur à $90 \mu\text{G}$, la densité de particules cibles doit être supérieure à 2000 cm^{-3} , à la limite de ce qui est observé. Le champ magnétique doit donc, pour ce modèle, être compris entre $\sim 50 \mu\text{G}$ et $\sim 90 \mu\text{G}$.

Une fois la valeur du champ magnétique fixée, la quantité d'énergie dans les électrons est déduite des observations en radio. Ainsi, les valeurs limites de champ magnétique dérivées précédemment impliquent que l'énergie dans les électrons soit comprise entre 3×10^{48} erg et 10^{49} erg, compatible avec les estimations de (Moffett et Reynolds, 1994).

Une fois la quantité d'énergie dans les électrons connue, les données à hautes énergies permettent de déterminer la densité de particules cibles du milieu. La quantité totale d'énergie dans les protons est fixée à 10% de celle des électrons. Si on fixe le champ magnétique à $75 \mu\text{G}$, il faut 5×10^{48} erg dans les électrons et une densité de particules cibles de 1100 cm^{-3} compatible avec les différentes estimations. Les figures 10.16 et 10.17 présentent le spectre multi-longueurs

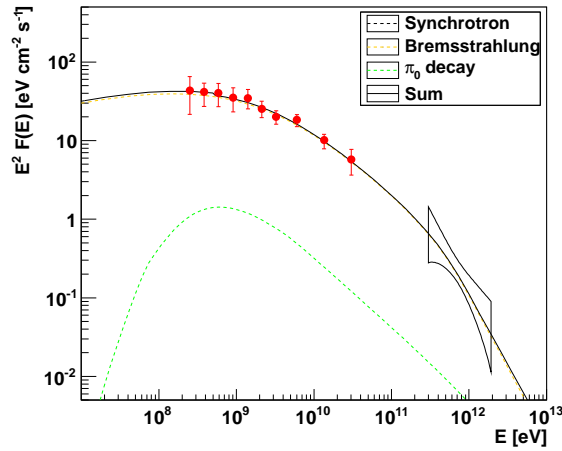


F . 10.15 – Distribution spectrale en énergie, calculée en direction de W49B par les processus de désintégration de pions neutres (vert), Bremsstrahlung (orange) et synchrotron (noir) pour une distance au vestige de 8 kpc et un âge de 2300 ans. L'énergie totale des électrons est prise égale à 5×10^{49} erg, celle des protons est de 1×10^{49} erg, la densité de particules cibles dans la zone d'émission est de 110 cm^{-3} et le champ magnétique vaut $20 \mu\text{G}$.



F . 10.16 – Distribution spectrale en énergie, calculée en direction de W49B par les processus de désintégration de pions neutres (vert), Bremsstrahlung (orange) et synchrotron (noir) pour une distance au vestige de 8 kpc et un âge de 2300 ans. L'énergie totale des électrons est prise égale à 5×10^{48} erg, celle des protons est de 5×10^{47} erg, la densité de particules cibles dans la zone d'émission est de 1100 cm^{-3} et le champ magnétique vaut $75 \mu\text{G}$.

d'onde calculé pour ces valeurs de paramètre par le modèle de la radio aux très hautes énergies.



F . 10.17 – Agrandissement de la figure 10.16 centré sur les plus hautes énergies.

Discussion

Les ajustements du spectre en énergie multi-longueurs d’onde de W49B sont possibles dans les deux cas présentés dans ce chapitre et il n’est pas possible de discriminer clairement entre modèles hadroniques et leptoniques. Toutefois, il est notable que dans les deux cas la densité volumique d’énergie des particules accélérées est assez importante, de l’ordre de $1,3 \times 10^5 \text{ eV cm}^{-3}$ pour le modèle hadronique et $0,5 \times 10^5 \text{ eV cm}^{-3}$ pour le modèle leptonique. Ces densités sont bien plus importantes que ce qui est déduit des modèles pour le vestige en interaction W51C par exemple ($\approx 10^2 \text{ eV cm}^{-3}$). Par ailleurs, les valeurs de champ magnétique déduites dans le cadre du modèle exposé ici sont comparables aux valeurs de la littérature et près de 10 à 20 fois plus importantes que la valeur moyenne dans le milieu interstellaire (entre 3 et $5 \mu\text{G}$).

Les valeurs de densité obtenues pour la coquille dense sont en bon accord avec les observations en infrarouge et la modélisation des processus radiatifs est compatible avec les observations. Cependant, pour ces valeurs de densité, le choc en interaction avec cette coquille ne possède pas une vitesse suffisante pour accélérer des particules à très haute énergie. Il serait alors certainement plus pertinent de considérer que les particules ont été accélérées au choc, avant qu’il n’atteigne la coquille de matière dense, et qu’elles diffusent ensuite jusqu’à cette dernière pour produire des photons gamma par interaction avec la densité de matière importante rencontrée. Il faudrait donc raffiner la modélisation afin de prendre en compte l’histoire du vestige. En adoptant cette approche, Li et Chen (2011), par exemple, ont développé un modèle qui reproduit convenablement les observations à haute et très haute énergie.

10.3.2 Émission possible en direction de W49A et durcissement du spectre

La section 10.2.2.2 a permis de mettre en évidence la présence dans les données d’une indication d’émission de très haute énergie en direction de la région de formation d’étoiles W49A. Si l’on prend un rayon d’intégration englobant cette région dans l’analyse, le spectre montre un durcissement significatif. Par ailleurs, on a vu que pour un modèle d’émission hadronique,

les protons doivent s'échapper du choc pour expliquer les données de haute énergie sans hypothèse supplémentaire. Deux interprétations sont alors possibles pour une éventuelle émission en direction de W49A : soit la région émet des photons γ par accélération active de particules chargées, soit la région est passive et les photons γ sont émis par interaction de protons s'échappant du vestige de supernova W49B avec la densité de matière importante dans cet objet. Cette dernière hypothèse suppose donc que W49B est à la même distance que W49A (11,4 kpc).

W49A : une région à l'activité intense

Comme présenté en introduction de ce chapitre, W49A est une région de formation d'étoiles active. Environ 30 régions HII ultra-compactes sont résolues au cœur de cette région, chacune d'entre elles contenant au moins une étoile massive. Ces étoiles massives présentent des vents stellaires importants pouvant donner lieu à l'accélération des particules chargées par choc ou par effets collectifs (voir section 3.1.5).

Peng et collab. (2010) ont récemment identifié, dans les données infrarouges prises par le satellite *Spitzer*, des coquilles en expansion dans W49A avec une masse dans ces coquilles de $\sim 2 \times 10^4 M_\odot$ et une énergie cinétique de $\sim 10^{49}$ erg. Les auteurs de cette étude suggèrent que ces coquilles sont alimentées par plusieurs des étoiles massives du cœur de la région. Ils ont par ailleurs détecté des éjections de gaz dont l'origine spatiale est coïncidente avec celle des coquilles et d'énergie $\sim 10^{51}$ erg.

Ces observations concourent à rendre viable l'hypothèse de W49A comme émetteur actif de photons γ de très haute énergie.

Échappement et diffusion

En utilisant le modèle décrit par Gabici et collab. (2009), nous pouvons étudier la possibilité que les protons accélérés au choc du vestige de supernova W49B diffusent jusqu'à W49A et que, par interaction proton-proton avec la densité de matière importante dans ce nuage, il y ait émission de photons γ de très haute énergie.

Description du modèle

L'approche utilisée par (Gabici et collab., 2009) est la suivante : l'impulsion maximale que peuvent atteindre des protons accélérés au niveau du choc d'un vestige dépend de la vitesse du choc et du coefficient de diffusion. Elle peut être paramétrisée en fonction du temps comme :

$$p_{max}(t) \propto t^{-\delta} \quad (10.8)$$

Le facteur δ vaut $\approx 2,48$ si l'on suppose que les protons qui s'échappent ont une impulsion ~ 5 PeV et ~ 1 GeV respectivement au début et à la fin de la phase de Sedov.

L'évolution temporelle du vestige est, dans ce modèle, décrite de la manière suivante : une supernova d'énergie $10^{51} E_{51}$ erg explose et la vitesse du choc de $10^9 u_9$ cm s $^{-1}$ reste à peu près constante jusqu'à ce que la masse balayée par le choc égale la masse des éjectas. Le vestige entre alors en phase de Sedov pour un âge et un rayon de $t_{Sedov} \approx 200(E_{51}/(nu_9^5))^{1/3}$ ans et $R_{Sedov} \approx 2,1(E_{51}/(nu_9^2))^{1/3}$ pc. La vitesse du choc et le rayon du vestige évoluent alors en fonction du temps comme $R_c \propto t^{2/5}$ et $v_c \propto t^{-3/5}$.

Avec ces hypothèses, la distribution des rayons cosmiques d'énergie $E \geq cp_{max}(t)$ à une distance R du vestige et à l'instant t peut s'écrire :

$$f_{ech}(t, R, E) = \frac{\eta E_{SNR}}{\pi^{3/2} \log(E_{max}/E_{min})} \frac{e^{-(R/R_d)^2}}{R_d^3} E^{-2} \quad (10.9)$$

où E_{SNR} est l'énergie d'explosion de la supernova, η est la fraction de cette énergie utilisée pour l'accélération des rayons cosmiques et E_{min} et E_{max} sont respectivement l'énergie minimale et maximale des rayons cosmiques accélérés pendant la phase de Sedov. Le facteur R_d correspond à la distance de diffusion des rayons cosmiques, cette distance dépend de l'énergie et peut s'exprimer :

$$R_d(E) = \sqrt{4D(E)(t - \chi(E))} \quad (10.10)$$

où $\chi(E)$ représente l'âge du vestige auquel les particules d'énergie E s'en échappent :

$$\chi(E) = t_{Sedov} \left(\frac{E}{E_{max}} \right)^{1/\delta} \quad (10.11)$$

Le coefficient de diffusion $D(E)$ peut s'exprimer de la manière suivante :

$$D(E) = 10^{28} \left(\frac{E}{10 \text{ GeV}} \right)^{1/2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (10.12)$$

Avec ce modèle, il est donc possible de calculer, pour toute distance au vestige et à chaque instant, la distribution des rayons cosmiques (on s'intéressera aux protons dans la suite de ce chapitre) accélérés par le vestige et s'en étant échappés.

Par ailleurs, les rayons cosmiques qui baignent le milieu interstellaire sont également pris en compte, leur spectre est le suivant :

$$J_{RC}(E) = 2, 2 \left(\frac{E}{\text{GeV}} \right)^{-2,75} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (10.13)$$

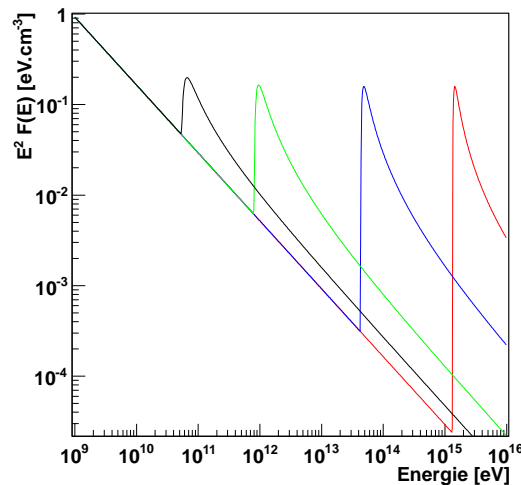
Dans l'environnement d'un vestige il y a donc deux composantes pour les rayons cosmiques : ceux du rayonnement Galactique diffus, stationnaires, et ceux issus du vestige, variables dans le temps.

La figure 10.18 présente la densité d'énergie des rayons cosmiques 500, 2000, 10000 et 30000 ans après l'explosion d'une supernova située à 40 pc. Le choc est supposé posséder une efficacité d'accélération de 10% et évoluer dans un milieu de densité 1 cm^{-3} .

Une fois la distribution des rayons cosmiques connue à la position du nuage et si on connaît la densité dans le nuage, il est possible de calculer le flux de photons γ attendu par interaction proton-proton.

Application à W49A

Le nuage moléculaire de la partie centrale de W49A possède une masse de $\sim 5 \times 10^5 M_\odot$ pour une taille de $\sim 22 \text{ pc}$ (Simon et collab., 2001). Si W49B est situé à la même distance que W49A, estimée à 11,4 kpc, les deux objets, distants de $0,2^\circ$ dans le plan du ciel, auraient une distance relative de 40 pc.



F . 10.18 – Densité d'énergie des rayons cosmiques échappés d'une supernova à 40 pc, 500 ans (en rouge), 2000 ans (en bleu), 10000 ans (en vert) et 30000 ans (en noir) après l'explosion. Le choc est supposé posséder une efficacité d'accélération de 10% et évoluer dans un milieu de densité uniforme de 1 cm^{-3} .

Pour pouvoir appliquer le modèle précédemment exposé, on suppose que la vitesse initiale du choc est de $8 \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$, que l'énergie de l'explosion est de 10^{51} erg et que 10% de cette énergie passe dans les protons accélérés au choc. La densité du milieu ambiant, inférée par les observations en X (Keohane et collab., 2007), est supposée égale à 1 cm^{-3} .

La figure 10.19 présente le spectre de photons γ prédit, émis par interaction des protons s'échappant de W49B avec W49A (courbe noire). Le contour de confiance en rouge correspond au spectre mesuré par H.E.S.S. en direction de la région W49 avec un rayon d'intégration de $0,3^\circ$, incluant la position de W49A, présenté dans la section 10.2.2.2. Le point rouge représente la limite supérieure la plus contraignante obtenue par le LAT en direction de cet objet avec 17 mois de données (Abdo et collab., 2010e). La courbe bleue montre l'émission γ prédite par interaction du rayonnement cosmique Galactique avec W49A. La bosse observée autour de 10 TeV et qui passe dans le contour de confiance du spectre observé est due aux protons accélérés par W49B et qui diffusent jusqu'à W49A.

Bien que les paramètres utilisés souffrent d'incertitudes importantes, le modèle appliqué ici permet d'obtenir des ordres de grandeurs en flux de photons γ compatibles avec ce qui est observé pour un ensemble de paramètres raisonnables, faisant de l'illumination de W49A par des protons s'échappant de W49B une hypothèse envisageable.

10.4 Conclusions et perspectives

L'analyse de la région W49 a permis de mettre en évidence l'émission à très haute énergie du vestige de supernova W49B, ajoutant ainsi un nouveau objet à la liste des vestiges détectés au TeV. La position de la source au TeV est en bon accord avec celle du vestige observé dans les autres longueurs d'onde. Le spectre en énergie obtenu par l'analyse présentée dans ce chapitre

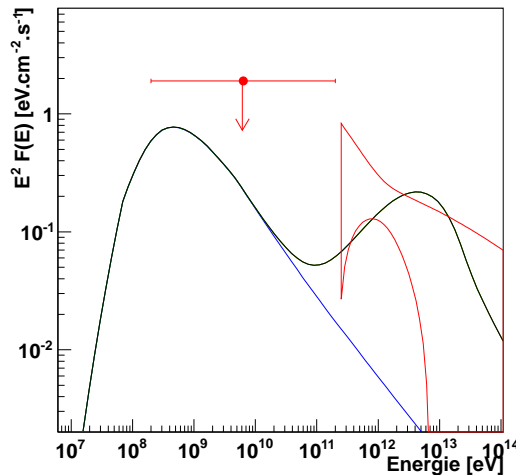


FIG. 10.19 – Distribution spectrale en énergie, prédite par le modèle (courbe noire) et émise par interaction des protons s'échappant de W49B avec la densité de matière présente dans le nuage W49A. La courbe bleue présente la contribution à l'émission de l'interaction du rayonnement cosmique Galactique diffus avec W49A. Le point rouge représente la limite supérieure la plus contraignante obtenue par le LAT et le contour de confiance en rouge présente le spectre mesuré par H.E.S.S. en direction de la région W49, incluant à la fois W49A et W49B.

est en remarquable adéquation avec le spectre dérivé au GeV par le LAT de Fermi pour lequel W49B est une source très brillante. En revanche, dans la gamme d'énergies de H.E.S.S., W49B apparaît comme une source extrêmement ténue en raison d'un spectre particulièrement mou.

Les modèles d'émission multi-longueurs d'onde, expliquant les observations de la radio au TeV, ne permettent pas de discriminer entre une origine hadronique ou leptonique des particules responsables de l'émission γ de très haute énergie. Cependant, les spectres des particules accélérées doivent présenter une cassure autour de 4 GeV pour pouvoir expliquer l'émission à haute énergie. Au delà, le spectre mesuré par H.E.S.S. est plus mou encore mais pour les modèles hadroniques cet amollissement peut s'expliquer par l'échappement des particules et pour les modèles leptoniques, il peut s'expliquer par les pertes radiatives. Toutefois, les densités obtenues, compatibles avec les observations en infrarouge, semblent difficiles à accorder avec une accélération des particules au choc dans la coquille dense. Il serait donc nécessaire de prendre en compte l'évolution du vestige dans la modélisation.

L'analyse morphologique révèle que W49B apparaît légèrement étendue avec une taille compatible avec celle de la coquille observée en radio. L'ajustement par une gaussienne bi-dimensionnelle paraît présenter une extension en direction de la région de formation d'étoiles W49A et l'analyse spectrale de la région révèle en outre un durcissement significatif du spectre lorsque l'on inclue la position de W49A dans l'analyse. L'hypothèse selon laquelle les particules s'échappant de W49B illuminent la région W49A a été explorée et semble raisonnable. Il faudrait cependant pouvoir détecter clairement W49A pour étayer cette hypothèse.

La richesse de cette région et la possibilité que la région de formation d'étoiles W49A soit une source de γ de très haute énergie en font une cible particulièrement intéressante pour les futurs observatoires comme H.E.S.S. II ou CTA.

Conclusions

H.E.S.S. est un réseau de quatre télescopes dédié à l'astronomie γ de très haute énergie entre la centaine de GeV et quelques dizaines de TeV. Ce système de troisième génération est pleinement opérationnel depuis le début de l'année 2004.

Les caméras des quatre télescopes de H.E.S.S., véritables bijoux technologiques, sont constituées de 960 photomultiplicateurs associés à une électronique rapide. Elles permettent de détecter la lumière Cherenkov brève et ténue émise par les gerbes de particules initiées par les photons γ de très haute énergie lorsqu'ils pénètrent dans l'atmosphère.

Pour pouvoir tirer des informations de ces caméras, il est nécessaire de les calibrer, et ceci de la manière la plus optimale possible. Une partie du travail présenté dans ce manuscrit a été de comprendre et de corriger un effet systématique particulier : les modes communs. Cet effet avait pour conséquence une sur- ou sous- estimation de l'intensité de la lumière détectée dans toute une moitié de caméra à la fois. L'origine de cet effet a été identifiée : il s'agit d'un couplage capacitif entre les alimentations et le système d'acquisition. Cet effet est maintenant compris et corrigé lors de l'analyse des données.

Dès le début de l'exploitation des télescopes, les stratégies d'observation ont été orientées pour la recherche systématique de sources dans la région du plan Galactique. Cette stratégie fut payante puisque la majeure partie des sources au TeV dans le plan Galactique ont été découvertes par H.E.S.S. et présentent, par ailleurs, une formidable diversité.

Au cours de cette thèse, nous avons appliqué les méthodes d'analyse les plus sensibles à la recherche des sources les plus faibles. Ces méthodes d'analyses, basées sur la comparaison pixel par pixel des images des gerbes détectées dans les caméras à des modèles précalculés permettent de détecter des gerbes de photons γ dont les images possèdent une charge très faible. Nous avons montré que ces méthodes, appliquées aux données du plan Galactique sont capables de détecter des niveaux de flux 10% plus faibles et d'atteindre des seuils en énergie plus de 30% plus faibles que par les méthodes généralement utilisées.

L'abaissement du seuil en énergie est particulièrement intéressant puisqu'il permet d'accéder à des sources qui pourraient présenter des coupures et ne seraient ainsi pas détectables autrement. L'analyse du plan Galactique avec ces méthodes a d'ailleurs montré des indications d'émission étendues n'apparaissant qu'avec les plus bas seuils. La conduite de cette analyse m'a également amené à travailler sur certains objets particuliers comme HESS J1018-589, coïncidente avec un vestige de supernova, un pulsar et un système binaire γ ou HESS J1747-248 dont l'émission coïncide avec l'amas globulaire Terzan 5.

Le travail réalisé pour l'analyse des données du plan Galactique devrait servir à l'élaboration d'un catalogue des sources détectées lors de la première phase de l'expérience H.E.S.S.

Durant cette thèse, j'ai également travaillé à l'application et au développement de méthodes d'analyse pour la recherche d'événements transitoires dans les données du plan Galactique. Cette étude originale a débouché notamment sur une méthode de correction des temps d'arrivée des événements des variations d'acceptance du détecteur. Une fois cette étape accomplie, les différents tests peuvent être appliqués. Ceux-ci semblent tout à fait prometteurs et se sont révélés pour certains plus sensibles que les méthodes standards. Même si l'application de la méthode du *exp-test* n'a pas permis d'établir la présence de sursauts dans la région du plan Galactique, elle a permis de valider les méthodes utilisées. La méthode du *exp-test* en fenêtres glissantes ou celle des blocs bayésiens, qui offre une caractérisation objective des éventuels sursauts, pourraient être appliquées systématiquement lors de chaque analyse.

Enfin, les analyses réalisées dans le cadre de cette thèse en direction de la région W49 ont permis d'ajouter un objet à la courte liste des vestiges de supernovæ détectés à très haute énergie : W49B. Cette source très brillante dans le domaine du GeV est une des sources les plus faibles détectée par H.E.S.S. Ces objets étant les meilleurs candidats comme sources des rayons cosmiques d'origine Galactique, la détection de W49B présente un intérêt particulier. Toutefois, la modélisation des processus d'émission ne permettent pas encore d'apporter une réponse définitive quant à la nature des particules accélérées dans ce vestige. Par ailleurs, une indication d'émission a été révélée en direction de la région de formation d'étoiles W49A. La richesse de cette région en fait une cible de choix pour les futures expériences comme H.E.S.S. II et, à plus long terme, CTA.

La phase II de H.E.S.S. devrait commencer à prendre des données courant 2012. Avec son seuil en énergie abaissé (autour de ~ 50 GeV), cet instrument pourra être d'une importance cruciale pour l'étude des sources qui, comme W49B, présentent des spectres très mous. Mais l'avenir de l'astronomie γ de très haute énergie se situe principalement dans le réseau de télescopes CTA qui, avec une résolution angulaire nettement améliorée, un grand champ de vue de 8° et surtout une sensibilité dix fois meilleure que les instruments actuels, pourra effectuer un relevé du plan Galactique intensif. Avec sa large gamme en énergie allant de 50 GeV à 300 TeV il devrait apporter des informations fondamentales pour la recherche des sources du rayonnement cosmique.

Bibliographie

- Ahnen, R. .. *First Neutrino Point-Source Results from the 22 String Icecube Detector*. *ApJ*, 701 :L47–L51, 2009.
- Ahnen, A. A., Fermi LAT Collaboration, C. Acero, M. N. Uchiyama, A. R. Taylor, M. et Fermi LAT Collaboration, . *Discovery of High-Energy Gamma-Ray Emission from the Binary System PSR B1259-63/SS 2883 Around Periastron with Fermi*. ArXiv e-prints, 2011a.
- Ahnen, A. A. .. *Discovery of TeV Gamma-Ray Emission from the Cygnus Region of the Galaxy*. *ApJ*, 658 :L33–L36, 2007.
- Ahnen, A. A. .. *A Measurement of the Spatial Distribution of Diffuse TeV Gamma-Ray Emission from the Galactic Plane with Milagro*. *ApJ*, 688 :1078–1083, 2008.
- Ahnen, A. A. .. *Discovery of Pulsed γ -Rays from the Young Radio Pulsar PSR J1028-5819 with the Fermi Large Area Telescope*. *ApJ*, 695 :L72–L77, 2009a.
- Ahnen, A. A. .. *Fermi LAT Discovery of Extended Gamma-Ray Emission in the Direction of Supernova Remnant W51C*. *ApJ*, 706 :L1–L6, 2009b.
- Ahnen, A. A. .. *Fermi LAT Observations of LSI + 61°303 : First Detection of an Orbital Modulation in GeV Gamma Rays*. *ApJ*, 701 :L123–L128, 2009c.
- Ahnen, A. A. .. *Fermi Observations of GRB 090902B : A Distinct Spectral Component in the Prompt and Delayed Emission*. *ApJ*, 706 :L138–L144, 2009d.
- Ahnen, A. A. .. *Fermi Observations of TeV-Selected Active Galactic Nuclei*. *ApJ*, 707 :1310–1333, 2009e.
- Ahnen, A. A. .. *Fermi/Large Area Telescope Bright Gamma-Ray Source List*. *ApJS*, 183 :46–66, 2009f.
- Ahnen, A. A. .. *Fermi/LAT observations of LS 5039*. *ApJ*, 706 :L56–L61, 2009g.
- Ahnen, A. A. .. *Detection of Gamma-Ray Emission from the Starburst Galaxies M82 and NGC 253 with the Large Area Telescope on Fermi*. *ApJ*, 709 :L152–L157, 2010a.
- Ahnen, A. A. .. *Fermi Large Area Telescope First Source Catalog*. *ApJS*, 188 :405–436, 2010b.
- Ahnen, A. A. .. *Fermi Large Area Telescope Observation of a Gamma-ray Source at the Position of Eta Carinae*. *ApJ*, 723 :649–657, 2010c.

- A , A. A. .. *Fermi Large Area Telescope Observations of the Supernova Remnant W28 (G6.4-0.1)*. ApJ, 718 :348–356, 2010d.
- A , A. A. .. *Fermi-LAT Study of Gamma-ray Emission in the Direction of Supernova Remnant W49B*. ApJ, 722 :1303–1311, 2010e.
- A , A. A. .. *Gamma-Ray Emission from the Shell of Supernova Remnant W44 Revealed by the Fermi LAT*. Science, 327 :1103–, 2010f.
- A , A. A. .. *Observation of Supernova Remnant IC 443 with the Fermi Large Area Telescope*. ApJ, 712 :459–468, 2010g.
- A , A. A. .. *The First Catalog of Active Galactic Nuclei Detected by the Fermi Large Area Telescope*. ApJ, 715 :429–457, 2010h.
- A , A. A. .. *The First Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray Pulsars*. ApJS, 187 :460–494, 2010i.
- A , A. A. .. *Observations of the Young Supernova Remnant RX J1713.7-3946 with the Fermi Large Area Telescope*. ApJ, 734 :28–+, 2011b.
- A , J. et T P A C . *Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects*. Science, 318 :938–, 2007.
- A , J. .. *Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory*. Physics Letters B, 685 :239–246, 2010.
- A , V. A. .. *Observation of Extended Very High Energy Emission from the Supernova Remnant IC 443 with VERITAS*. ApJ, 698 :L133–L137, 2009.
- A , V. A. .. *Observations of the Shell-type Supernova Remnant Cassiopeia A at TeV Energies with VERITAS*. ApJ, 714 :163–169, 2010.
- A , V. A. .. *Discovery of TeV Gamma-ray Emission from Tycho's Supernova Remnant*. ApJ, 730 :L20+, 2011.
- A , F. .. *Detection of Gamma Rays from a Starburst Galaxy*. Science, 326 :1080–, 2009.
- A , F. .. *First detection of VHE γ -rays from SN 1006 by HESS*. A&A, 516 :A62+, 2010.
- A , F., B , J., K , T. et S , G. *High energy astrophysics with ground-based gamma ray detectors*. Reports on Progress in Physics, 71(9) :096 901–+, 2008a.
- A , F. .. *Calibration of cameras of the H.E.S.S. detector*. Astroparticle Physics, 22 :109–125, 2004a.
- A , F. .. *Very high energy gamma rays from the direction of Sagittarius A**. A&A, 425 :L13–L17, 2004b.

- A , F. .. *Detection of TeV γ -ray emission from the shell-type supernova remnant RX J0852.0-4622 with HESS.* A&A, 437 :L7–L10, 2005a.
- A , F. .. *Discovery of extended VHE gamma-ray emission from the asymmetric pulsar wind nebula in MSH 15-52 with HESS.* A&A, 435 :L17–L20, 2005b.
- A , F. .. *Discovery of the binary pulsar PSR B1259-63 in very-high-energy gamma rays around periastron with HESS.* A&A, 442 :1–10, 2005c.
- A , F. .. *Discovery of Very High Energy Gamma Rays Associated with an X-ray Binary.* Science, 309 :746–749, 2005d.
- A , F. .. *Very high energy gamma rays from the composite SNR G 0.9+0.1.* A&A, 432 :L25–L29, 2005e.
- A , F. .. *3.9 day orbital modulation in the TeV γ -ray flux and spectrum from the X-ray binary LS 5039.* A&A, 460 :743–749, 2006a.
- A , F. .. *A detailed spectral and morphological study of the gamma-ray supernova remnant RX J1713.7-3946 with HESS.* A&A, 449 :223–242, 2006b.
- A , F. .. *A low level of extragalactic background light as revealed by γ -rays from blazars.* Nature, 440 :1018–1021, 2006c.
- A , F. .. *Discovery of very-high-energy γ -rays from the Galactic Centre ridge.* Nature, 439 :695–698, 2006d.
- A , F. .. *Energy dependent γ -ray morphology in the pulsar wind nebula HESS J1825-137.* A&A, 460 :365–374, 2006e.
- A , F. .. *Observations of the Crab nebula with HESS.* A&A, 457 :899–915, 2006f.
- A , F. .. *The H.E.S.S. Survey of the Inner Galaxy in Very High Energy Gamma Rays.* ApJ, 636 :777–797, 2006g.
- A , F. .. *An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304.* ApJ, 664 :L71–L74, 2007a.
- A , F. .. *Detection of extended very-high-energy γ -ray emission towards the young stellar cluster Westerlund 2.* A&A, 467 :1075–1080, 2007b.
- A , F. .. *H.E.S.S. Observations of the Supernova Remnant RX J0852.0-4622 : Shell-Type Morphology and Spectrum of a Widely Extended Very High Energy Gamma-Ray Source.* ApJ, 661 :236–249, 2007c.
- A , F. .. *Discovery of a VHE gamma-ray source coincident with the supernova remnant CTB 37A.* A&A, 490 :685–693, 2008b.
- A , F. .. *Discovery of very high energy gamma-ray emission coincident with molecular clouds in the W 28 (G6.4-0.1) field.* A&A, 481 :401–410, 2008c.

- A , F. .. *Exploring a SNR/molecular cloud association within HESS J1745-303*. A&A, 483 :509–517, 2008d.
- A , F. .. *HESS very-high-energy gamma-ray sources without identified counterparts*. A&A, 477 :353–363, 2008e.
- A , F. .. *Discovery of Gamma-Ray Emission From the Shell-Type Supernova Remnant RCW 86 With Hess*. ApJ, 692 :1500–1505, 2009.
- A , F. A. et A , A. M. *On the emissivity of π^0 -decay gamma radiation in the vicinity of accelerators of galactic cosmic rays*. A&A, 309 :917–928, 1996.
- A , F. A., D , L. O. et V , H. J. *GeV/TeV gamma-ray emission from dense molecular clouds overtaken by supernova shells*. A&A, 285 :645–647, 1994.
- A , F. A. .. *Discovery of a point-like very-high-energy γ -ray source in Monoceros*. A&A, 469 :L1–L4, 2007d.
- A , J. .. *Variable Very-High-Energy Gamma-Ray Emission from the Microquasar LS I +61 303*. Science, 312 :1771–1773, 2006.
- A , J. .. *Discovery of Very High Energy Gamma Radiation from IC 443 with the MAGIC Telescope*. ApJ, 664 :L87–L90, 2007a.
- A , J. .. *Observation of VHE γ -rays from Cassiopeia A with the MAGIC telescope*. A&A, 474 :937–940, 2007b.
- A , J. .. *VHE γ -Ray Observation of the Crab Nebula and its Pulsar with the MAGIC Telescope*. ApJ, 674 :1037–1055, 2008.
- A , C. D. *The positive electron*. Physical Review, 43 :491–498, 1933.
- A , J. et S , E. T. *Pair formation above pulsar polar caps - Structure of the low altitude acceleration zone*. ApJ, 231 :854–879, 1979.
- A , F., B , J., B , M., B , D. M., C , E. F., D , M., G , H., E , R. et P , R. *Very high-energy γ -ray observations of the Crab nebula and other potential sources with the GRAAL experiment*. Astroparticle Physics, 17 :293–318, 2002.
- A , R. .. *TeV Gamma-Ray Survey of the Northern Hemisphere Sky Using the Milagro Observatory*. ApJ, 608 :680–685, 2004.
- A , A. M. et A , F. A. *Modelling of the non-thermal flares in the Galactic microquasar GRS 1915+105*. MNRAS, 302 :253–276, 1999.
- A , W. B. .. *The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission*. ApJ, 697 :1071–1102, 2009.
- A , P., E , P., M , R., D , J. et F ´ , R. A. *Extensive Cosmic-Ray Showers*. Reviews of Modern Physics, 11 :288–291, 1939.

- B , W. et Z , F. *Cosmic Rays from Super-novae*. Proceedings of the National Academy of Science, 20 :259–263, 1934.
- B , C. .. *Commissioning and first tests of the MAGIC telescope*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 518 :188–192, 2004.
- B , A., Y , R., U , M. et K , K. *Small-Scale Structure of the SN 1006 Shock with Chandra Observations*. ApJ, 589 :827–837, 2003.
- B , A., Y , R., Y , T., T , T. et K , K. *A Spatial and Spectral Study of Nonthermal Filaments in Historical Supernova Remnants : Observational Results with Chandra*. ApJ, 621 :793–802, 2005.
- B , F. *AMS-Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 535 :134–138, 2004.
- B , A. .. *The CAT imaging telescope for very-high-energy gamma-ray astronomy*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 416 :278–292, 1998.
- B , Y., D -A , A., M , V., P , M. et P , S. *A new analysis strategy for detection of faint γ -ray sources with Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes*. Astroparticle Physics, 34 :858–870, 2011.
- B , W. *GeV gamma-rays and TeV neutrinos from very massive compact binary systems : the case of WR 20a*. MNRAS, 363 :L46–L50, 2005.
- B , A. R. *Turbulent amplification of magnetic field and diffusive shock acceleration of cosmic rays*. MNRAS, 353 :550–558, 2004.
- B , K., B , J. J., G , M., M -H , H. A., P , J. A., P , E., S , P. G., S , R., S , B. N. et T , B. G. *Physical characteristics of the COS-B gamma ray experiment*. Dans *The Context and Status of Gamma-Ray Astronomy* (B. G. T , rédacteur), (pages 323–337). 1974.
- B , E. G., E , V. K. et K , L. T. *Cosmic ray acceleration in supernova remnants*. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics, 82 :1–21, 1996.
- B , E. G., K , L. T. et V , H. J. *Emission of SN 1006 produced by accelerated cosmic rays*. A&A, 395 :943–953, 2002.
- B , D., F , S. et H , J. *Background modelling in very-high-energy γ -ray astronomy*. A&A, 466 :1219–1229, 2007.
- B , K. .. *The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes. Part I : layout and components of the system*. Astroparticle Physics, 20 :111–128, 2003.
- B , P., A , E. et C , D. *The maximum momentum of particles accelerated at cosmic ray modified shocks*. MNRAS, 375 :1471–1478, 2007.

- B , J. M., C , R. A. et F , D. M. *Pulsar Wind Nebulae in Evolved Supernova Remnants*. *ApJ*, 563 :806–815, 2001.
- B , G. R. et G , R. J. *Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases*. *Reviews of Modern Physics*, 42 :237–271, 1970.
- B , D., C , V. R., V , P. R., M , P., R , M. A., S , B. B., G , A. C. et A , B. S. *Observations of AGNs using PACT*. *Ap&SS*, 309 :111–117, 2007.
- B , C. L. et T , T. H. *Very Large Array HI Zeeman Observations toward the W49 Complex*. *ApJ*, 550 :799–816, 2001.
- B , F., N , M., H , W., C , S., D -A ; A., O , S. et H. E. S. S. C . *Discovery of VHE gamma-ray emission from the W49 region with H.E.S.S.* Dans *25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*. 2010.
- B , J. et ANTARES C . *The ANTARES neutrino telescope - Status and first results*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 626 :19–+, 2011.
- B , A. M., E , D. C. et R , M. *Magnetic Fields in Cosmic Particle Acceleration Sources*. *Space Sci. Rev.*, (pages 32–+), 2011.
- B , A. M., U , Y. A. et E , D. C. *Dots, Clumps, and Filaments : The Intermittent Images of Synchrotron Emission in Random Magnetic Fields of Young Supernova Remnants*. *ApJ*, 689 :L133–L136, 2008.
- C , J., R ´ , M., R , I., P , J. M., M ´ , J. et H , A. *A possible black hole in the γ -ray microquasar LS 5039*. *MNRAS*, 364 :899–908, 2005.
- C -C ; G., H , J. P., B , J. et D , A. *The Blast Wave of Tycho’s Supernova Remnant*. *ApJ*, 665 :315–340, 2007.
- C , D. et S , P. *Fermi Large Area Telescope Observations of Supernova Remnants Interacting with Molecular Clouds*. *ApJ*, 717 :372–378, 2010.
- C , A. *De la recherche de matière noire à l’émission diffuse de rayons gamma dans l’expérience H.E.S.S.* thèse de doctorat, Université Paris 6, 2010.
- C , R. C. G. et H. E. S. S. C . *Extending the H.E.S.S. Galactic Plane Survey*. *ArXiv e-prints*, 2009.
- C , K. S., H , C. et R , M. *Energetic radiation from rapidly spinning pulsars. I - Outer magnetosphere gaps. II - VELA and Crab*. *ApJ*, 300 :500–539, 1986.
- C , R. A. *Self-similar solutions for the interaction of stellar ejecta with an external medium*. *ApJ*, 258 :790–797, 1982.
- C , R. A. et F , C. *Emission from circumstellar interaction in normal Type II supernovae*. *ApJ*, 420 :268–285, 1994.

- C , J., S , J. D. et F L A T C . *Searching for Very High Energy Flaring States of Blazars in Fermi LAT Data Using Bayesian Blocks*. Dans *AAS/High Energy Astrophysics Division #11*, volume 42 de *Bulletin of the American Astronomical Society*, (pages 705–+). 2010.
- C , D. F., M K , C. F. et B , E. *Dynamics of radiative supernova remnants*. *ApJ*, 334 :252–265, 1988.
- C , G. W., G , G. P. et K , W. L. *Observation of High-Energy Cosmic Gamma Rays*. *ApJ*, 153 :L203+, 1968.
- C , J. *Proc. R. Acad. Amsterdam*, 30 :1115, 1927.
- C , D. P. *Massachusetts-Stony Brook Galactic plane CO survey - The Galactic disk rotation curve*. *ApJ*, 295 :422–428, 1985.
- C , J. J., C , W. D., G , E. W., Y , Q. F., P , R. A., T , G. B. et B , J. J. *The NRAO VLA Sky Survey*. *AJ*, 115 :1693–1716, 1998.
- C , R. H. D. .. *1FGL J1018.6-5856 : a New Gamma-ray Binary*. *The Astronomer's Telegram*, 3221 :1–+, 2011.
- C , R. .. *The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes. Part II : mirror alignment and point spread function*. *Astroparticle Physics*, 20 :129–143, 2003.
- D , A. .. *First results on the performance of the HEGRA IACT array*. *Astroparticle Physics*, 8 :1–11, 1997.
- J , O. C., F , S. E. S., D -A ; A., D , M., D , C., K , K., R , M., S , U. et T , O. *Unidentified Gamma-Ray Sources as Ancient Pulsar Wind Nebulae*. Dans *31st International Cosmic Ray Conference, Łódz*. 2009.
- N , M. *Analysis methods for Atmospheric Cerenkov Telescopes*. *ArXiv Astrophysics e-prints*, 2006.
- N , M. et R , L. *A high performance likelihood reconstruction of γ -rays for imaging atmospheric Cherenkov telescopes*. *Astroparticle Physics*, 32 :231–252, 2009.
- O~ W , E., C , R., T , R., B , F., B , J., D -A ; A. et H.E.S.S. C . *H.E.S.S. and XMM-Newton observations of the field of view around SNR G284.3-1.8*. Dans *32nd International Cosmic Ray Conference, Beijing*. 2011.
- P , C. G., M , D. M. et G , W. M. *Multifrequency, High-Resolution Radio Recombination Line Observations of the Massive Star-forming Region W49A*. *ApJ*, 482 :307–+, 1997.
- D , C. D. *Secondary production of neutral pi-mesons and the diffuse galactic gamma radiation*. *A&A*, 157 :223–229, 1986.

- D , C. D. *On Gamma Ray Burst and Blazar AGN Origins of the Ultra-High Energy Cosmic Rays in Light of First Results from Auger*. ArXiv e-prints, 2007.
- D , H., L , G., P , J., C , K. I., F ´ -C , N., L F ´ , E., P , C., P ´ -G ´ , P. G., R , G. H. et B , M. *The cosmic infrared background resolved by Spitzer. Contributions of mid-infrared galaxies to the far-infrared background*. A&A, 451 :417–429, 2006.
- D , L. O. *An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas*. Reports on Progress in Physics, 46 :973–1027, 1983.
- D , L. O., A , F. A. et V , H. J. *The gamma-ray visibility of supernova remnants. A test of cosmic ray origin*. A&A, 287 :959–971, 1994.
- D , F. *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*. thèse de doctorat, Université de Savoie, 2009.
- D , F., L , G. et J , A. *A multivariate analysis approach for the imaging atmospheric Cherenkov telescopes system H.E.S.S.* Astroparticle Physics, 32 :73–88, 2009.
- D , G., C , B. et H , G. *The modulation of the gamma-ray emission from the binary LS 5039*. A&A, 477 :691–700, 2008.
- E , D., L , M., P , T. et S , D. N. *Nucleosynthesis, neutrino bursts and gamma-rays from coalescing neutron stars*. Nature, 340 :126–128, 1989.
- E , D. C., P , D. J., S , P. et R , J. *Efficient Cosmic Ray Acceleration, Hydrodynamics, and Self-Consistent Thermal X-Ray Emission Applied to Supernova Remnant RX J1713.7-3946*. ApJ, 712 :287–293, 2010.
- F , E. *On the Origin of the Cosmic Radiation*. Physical Review, 75 :1169–1174, 1949.
- F , E. *Galactic Magnetic Fields and the Origin of Cosmic Radiation*. ApJ, 119 :1–+, 1954.
- F LAT C .. *Modulated High-Energy Gamma-Ray Emission from the Microquasar Cygnus X-3*. Science, 326 :1512–, 2009.
- F , G. *Etude de l'accélération des rayons cosmiques par les ondes de choc des restes de supernovae dans les superbulles galactiques*. thèse de doctorat, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2007.
- F , A., D , F., L , G., M , J. et R -L , S. *Optimization of multivariate analysis for IACT stereoscopic systems*. Astroparticle Physics, 34 :25–32, 2010.
- F , A., M , V., C , R., T , O. et . (H.E.S.S. C). *Discovery of a VHE gamma-ray source in the W51 region*. Dans *31st International Cosmic Ray Conference, Łódz*. 2009.
- F , C. E., H , R. C., K , D. A., T , D. J., O , H., O , M. E., T , T. et B , G. F. *High-energy gamma-ray results from the second small astronomy satellite*. ApJ, 198 :163–182, 1975.

- F , G. J., M , C. A., P , T. A., W , R. B., P , W., M , J. L., C , T. L. et T , B. J. *Burst and Transient Source Experiment (BATSE) for the Gamma Ray Observatory (GRO)*. Dans *International Cosmic Ray Conference* (F. C. J , rédacteur), volume 3 de *International Cosmic Ray Conference*, (pages 343–346). 1985.
- F , R. S., G , T. K., L , P. et S , T. *sibyll : An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades*. *Phys. Rev. D*, 50 :5710–5731, 1994.
- F , A., R , G. et V , M. *Extragalactic optical-infrared background radiation, its time evolution and the cosmic photon-photon opacity*. *A&A*, 487 :837–852, 2008.
- F , S., H , G., H , J., B , D., B , K., H , W., N , P., T - , F. et V , P. *The trigger system of the H.E.S.S. telescope array*. *Astroparticle Physics*, 22 :285–296, 2004.
- G , S. *Gamma Ray Astronomy and the Origin of Galactic Cosmic Rays*. ArXiv e-prints, 2008.
- G , S., A , F. A. et C , S. *Broad-band non-thermal emission from molecular clouds illuminated by cosmic rays from nearby supernova remnants*. *MNRAS*, 396 :1629–1639, 2009.
- G , S., C , S., A , F. A. et R , G. *Constraints on the cosmic ray diffusion coefficient in the W28 region from gamma-ray observations*. Dans *SF2A-2010 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics* (S. B , M. H -M , R. S , & D. V -G , rédacteur), (pages 313–+). 2010.
- G , Y. A. *Particle Acceleration at Relativistic Shocks*. Dans *Relativistic Flows in Astrophysics* (A. W. G , M. G , A. M , & K. M , rédacteur), volume 589 de *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, (pages 24–+). 2002.
- G , Y. A. *Associations of very high energy gamma-ray sources discovered by H.E.S.S. with pulsar wind nebulae*. *Ap&SS*, 309 :197–202, 2007.
- G , H. .. *Exploring the Galaxy at TeV energies : Latest results from the H.E.S.S. Galactic Plane Survey*. Dans *32nd International Cosmic Ray Conference, Beijing*. 2011.
- G , S. *Detection and measurement of gamma rays with the AMS-02 detector*. ArXiv Astrophysics e-prints, 2007.
- G , S. . . H. E. S. S. . *Arcsecond Level Pointing of the H.E.S.S. Telescopes*. Dans *International Cosmic Ray Conference*, volume 5 de *International Cosmic Ray Conference*, (pages 2899–+). 2003.
- G , F. .. *\emph{Fermi}-LAT Detection of the Young SuperNova Remnant Tycho*. ArXiv e-prints, 2011.
- G , P., P , T., T , A., V , G. et B -B , R. *Observations of TeV gamma rays from the Crab nebula*. *A&A*, 270 :401–406, 1993.

- G , R. J. et S ´ , G. P. *Pair Production in Photon-Photon Collisions*. Phys. Rev., 155(5) :1404–1407, 1967.
- G , D. A. *A revised Galactic supernova remnant catalogue*. Bulletin of the Astronomical Society of India, 37 :45–+, 2009.
- G , K. *End to the Cosmic-Ray Spectrum ?* Phys. Rev. Lett., 16(17) :748–750, 1966.
- G , J. H., D , A., T , M. et B , C. L. *Detection of additional Wolf-Rayet stars in the starburst cluster Westerlund I with SOAR*. A&A, 457 :591–594, 2006.
- G , C. R., M , J. M. et R , M. J. *Distance and kinematics of the W49N H₂O maser outflow*. ApJ, 393 :149–164, 1992.
- H. E. S. S. C : A. D -A , D J , O. C., T , R., G , Y. A. et H , S. *New Companions for the lonely Crab ? VHE emission from young pulsar wind nebulae revealed by H.E.S.S.* ArXiv e-prints, 2007.
- H , D. S. .. *The STACEE-32 ground based gamma-ray detector*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 491 :126–151, 2002.
- H , R. C. .. *Third EGRET catalog (3EG) (Hartman+, 1999)*. VizieR Online Data Catalog, 212 :30 079–+, 1999.
- H , D., K , J., C , J. N., S , G. et T , T. *CORSIKA : a Monte Carlo code to simulate extensive air showers*. 1998.
- H , D. J., G , E. V., H , J. P., C , F., S , D. R., B , R. H. et W , R. L. *Discovery of the Putative Pulsar and Wind Nebula Associated with the TeV Gamma-Ray Source HESS J1813-178*. ApJ, 665 :1297–1303, 2007.
- H , V. *Physikalische Zeitschrift*, 12 :1084, 1912.
- H.E.S.S. C .. *A new SNR with TeV shell-type morphology : HESS J1731-347*. A&A, 531 :A81+, 2011.
- HESS C .. *Revisiting the Westerlund 2 field with the HESS telescope array*. A&A, 525 :A46+, 2011a.
- HESS C .. *Very-high-energy gamma-ray emission from the direction of the Galactic globular cluster Terzan 5*. ArXiv e-prints, 2011b.
- H , A. M. *The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*. ARA&A, 22 :425–444, 1984.
- H , A. M. *Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma*. Dans *International Cosmic Ray Conference* (F. C. J , rédacteur), volume 3 de *International Cosmic Ray Conference*, (pages 445–448). 1985.
- H , J. A. .. *HESS J0632+057 : A New Gamma-Ray Binary ?* ApJ, 690 :L101–L104, 2009.
- H , J. .. *The first VERITAS telescope*. Astroparticle Physics, 25 :391–401, 2006.

- H , S. *The H.E.S.S. survey of the inner Galactic plane*. Dans *International Cosmic Ray Conference*, volume 2 de *International Cosmic Ray Conference*, (pages 579–582). 2008.
- H , U., P , R. et H , J. P. *The X-Ray Line Emission from the Supernova Remnant W49B*. *ApJ*, 532 :970–979, 2000.
- I , S. et K , K. D. *Discovery of X-Ray Emission from Supernova 1970G with Chandra : Filling the Void between Supernovae and Supernova Remnants*. *ApJ*, 632 :L99–L102, 2005.
- I , K., K , S. et M´ ´ , P. *Extended GeV-TeV Emission around Gamma-Ray Burst Remnants and the Case of W49B*. *ApJ*, 613 :L17–L20, 2004.
- I , M. *ACE News* 83, 2004.
- J , B., S , J. D., B , D., A , S., A , A., G , P., G , E., S - , P., T , L. et T , T. T. *An Algorithm for Optimal Partitioning of Data on an Interval*. *ArXiv Mathematics e-prints*, 2003.
- J , J. M. .. *The Boston University-Five College Radio Astronomy Observatory Galactic Ring Survey*. *ApJS*, 163 :145–159, 2006.
- J , B., C , Y., W , J., S , Y., Z , X., S -H , S. et D L , T. *Cavity of Molecular Gas Associated with Supernova Remnant 3C 397*. *ApJ*, 712 :1147–1156, 2010.
- J , W. N., K , J. D., K , R. L., P , W. R. et S , M. S. *The Oriented Scintillation Spectrometer Experiment (OSSE) instrument description*. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 91 :27 516–+, 1989.
- K , K.-H. .. *Cosmic Rays in the ‘Knee’-Region — Recent Results from KASCADE —*. *Acta Physica Polonica B*, 35 :1799–+, 2004.
- K , G. .. *The Project EGRET - Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope - on Nasa’s Gamma-Ray Observatory GRO*. *Space Sci. Rev.*, 49 :61–+, 1988.
- K , A., H , J., S , C. et A , F. A. *Potential Neutrino Signals from Galactic γ -Ray Sources*. *ApJ*, 656 :870–878, 2007.
- K , S. R., A , F. A. et B , V. V. *Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime*. *Phys. Rev. D*, 74(3) :034 018–+, 2006.
- K , C. F. et C , F. V. *Confinement of the Crab pulsar’s wind by its supernova remnant*. *ApJ*, 283 :694–709, 1984.
- K , J. W., R , W. T., R , J. et J , T. H. *A Near-Infrared and X-Ray Study of W49 B : A Wind Cavity Explosion*. *ApJ*, 654 :938–944, 2007.
- K , M. P. et S , G. H. *Computer simulation methods for investigating the detection characteristics of TeV air Cherenkov telescopes*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 343 :629–643, 1994.

- K , M. .. *Dark-energy constraints and correlations with systematics from CFHTLS weak lensing, SNLS supernovae Ia and WMAP5*. *A&A*, 497 :677–688, 2009.
- K , R. W., S , I. B. et O , R. A. *Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin*. *ApJ*, 182 :L85+, 1973.
- K , A. K. H., H , C. Y. et C , K. S. *Fermi Discovery of Gamma-ray Emission from the Globular Cluster Terzan 5*. *ApJ*, 712 :L36–L39, 2010.
- L B , S. .. *A new analysis method for very high definition imaging atmospheric Cherenkov telescopes as applied to the CAT telescope*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 416 :425–437, 1998.
- L ´ , A. *Électrons reliques de très haute énergie dans les nébuleuses de pulsar. Étude et identification d’une population de sources gamma au TeV avec H.E.S.S.* thèse de doctorat, Université Paris 7, 2006.
- L -G , M. *Stéréoscopie de gerbes de γ avec les télescopes H.E.S.S. : premières images de vestiges de supernovae au TeV*. thèse de doctorat, École Polytechnique, 2006.
- L , H. et C , Y. *γ -rays from molecular clouds illuminated by accumulated diffusive protons from supernova remnant W28*. *MNRAS*, 409 :L35–L38, 2010.
- L , H. et C , Y. *Gamma-rays from molecular clouds illuminated by accumulated diffusive protons. II : interacting supernova remnants*. *ArXiv e-prints*, 2011.
- L , T.-P. et M , Y.-Q. *Analysis methods for results in gamma-ray astronomy*. *ApJ*, 272 :317–324, 1983.
- L , G. G. .. *The GLAST Burst Monitor (GBM)*. *ArXiv Astrophysics e-prints*, 2001.
- L , M. S. *High Energy Astrophysics*. 2004.
- L , L. A., R -R , E., P , D. A. et J , T. E. *Tools for Dissecting Supernova Remnants Observed with Chandra : Methods and Application to the Galactic Remnant W49B*. *ApJ*, 691 :875–893, 2009.
- L , S. G. et B , A. R. *Non-linear amplification of a magnetic field driven by cosmic ray streaming*. *MNRAS*, 314 :65–74, 2000.
- M , M. A., D , P. H. et S , R. Z. *Mechanism for spectral break in cosmic ray proton spectrum of supernova remnant W44*. *Nature Communications*, 2, 2011.
- M , M. A. et O’C D , L. *Nonlinear theory of diffusive acceleration of particles by shock waves*. *Reports on Progress in Physics*, 64 :429–481, 2001.
- M , P. G., S , J. et T , Y. *Galactic H II Regions. III. The Nature of the Radio Source W49*. *ApJ*, 150 :807–+, 1967.
- M , M., D , A., B , J., B , F., H , J., H , U. et P , R. *A physical interpretation of the jet-like X-ray emission from supernova remnant W49B*. *Advances in Space Research*, 41 :390–395, 2008.

- M , M., D , A., B , J., B , F., H , J. P., H , U. et P , R. *The X-ray emission of the supernova remnant W49B observed with XMM-Newton*. *A&A*, 453 :567–578, 2006.
- M , R., H , M. et H , T. *The structure of the W49A molecular cloud complex - Burst of star formation in the 100,000-solar-mass core*. *ApJ*, 305 :353–362, 1986.
- M , D. A. et R , S. P. *Multifrequency studies of bright radio supernova remnants. 2 : W49B*. *ApJ*, 437 :705–726, 1994.
- M , S. L. et L , H. S. *The structure of W49 A as deduced from molecular and recombination line observations*. *ApJ*, 212 :664–682, 1977.
- N , K., S , T., K , S., Y , H. et S , T. *Supernova 1987A : from progenitor to remnant*. Dans *Supernovae* (S. A. B , R. M , & J. Z -J , rédacteur), (pages 489–+). 1994.
- N , K., T , M., T , N., M , K. et M , P. A. *Hypernovae and their Gamma-Ray Bursts Connection*. *ArXiv e-prints*, 2007.
- O’C D , L., D , P. et K , J. G. *Limits on diffusive shock acceleration in dense and incompletely ionised media*. *A&A*, 309 :1002–1010, 1996.
- O , Y., M , K. et Y , R. *Gamma-rays from molecular clouds illuminated by cosmic rays escaping from interacting supernova remnants*. *MNRAS*, 410 :1577–1582, 2011.
- O , S., H , D., O~ W , E. et . (H.E.S.S. C). *H.E.S.S. observations towards the massive stellar cluster Westerlund 1*. Dans *31st International Cosmic Ray Conference, Łódz*. 2009a.
- O , S., E , C. et E , K. *γ /hadron separation in very-high-energy γ -ray astronomy using a multivariate analysis method*. *Astroparticle Physics*, 31 :383–391, 2009b.
- P , B. *Are Gamma-Ray Bursts in Star-Forming Regions ?* *ApJ*, 494 :L45+, 1998.
- P ’, E. .. *CELESTE : an atmospheric Cherenkov telescope for high energy gamma astrophysics*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 490 :71–89, 2002.
- P , E., M , A., B , J. et G , Y. A. *Observational constraints on energetic particle diffusion in young supernovae remnants : amplified magnetic field and maximum energy*. *A&A*, 453 :387–395, 2006.
- P , E., M , A., S , E., B , A. M. et T , V. *Superbubbles and energetic particles in the Galaxy. I. Collective effects of particle acceleration*. *A&A*, 424 :747–760, 2004.
- P D G . *Astrophysics and Cosmology*. *Physics Letters B*, 667 :212–260, 2008.
- P , T.-C., W , F., T , F. F. S., M , K. M. et W , C. M. *W49A : a starburst triggered by expanding shells*. *A&A*, 520 :A84+, 2010.

- P , F. *Étude des propriétés spectrales et de la variabilité de l'émission gamma supérieure à 250 GeV des noyaux actifs de galaxies de type blazar observés dans le cadre de l'expérience C.A.T.* thèse de doctorat, Université Paris 11, 2000.
- P , M., Y , H. et L , A. *Magnetically Limited X-Ray Filaments in Young Supernova Remnants.* ApJ, 626 :L101–L104, 2005.
- P , J. *A fast unbinned test on event clustering in Poisson processes.* ArXiv Astrophysics e-prints, 1999.
- P , V. S. et Z , V. N. *Limits on diffusive shock acceleration in supernova remnants in the presence of cosmic-ray streaming instability and wave dissipation.* A&A, 403 :1–10, 2003.
- P , V. S. et Z , V. N. *On the spectrum of high-energy cosmic rays produced by supernova remnants in the presence of strong cosmic-ray streaming instability and wave dissipation.* A&A, 429 :755–765, 2005.
- P , V. S., Z , V. N. et P , A. A. *Non-linear diffusion of cosmic rays.* Advances in Space Research, 42 :486–490, 2008.
- P , J. P., B , R. H., S , F. D. et T , N. *Radio and X-ray maps of the supernova remnant W49B.* MNRAS, 207 :649–657, 1984.
- R , V., G , W. M., M , J. D. et B , J. W. *The Parkes Survey of 21-CENTIMETER Absorption in Discrete-Source Spectra. III. 21-Centimeter Absorption Measurements on 41 Galactic Sources North of Declination -48 degrees.* ApJS, 24 :49–+, 1972.
- R , W. T., R , J., T , A., P , T. G., B , C. L., C , E. B., M , M. R., B , B., I , R. et W , B. A. *A Spitzer Space Telescope Infrared Survey of Supernova Remnants in the Inner Galaxy.* AJ, 131 :1479–1500, 2006.
- R , M. *Latest results on Galactic sources as seen in VHE gamma-rays.* ArXiv e-prints, 2009.
- R , B., K , J. G., D , P. et O'S , S. *A cosmic ray current-driven instability in partially ionised media.* A&A, 475 :435–439, 2007.
- R , S. P., G , B. M. et B , F. *Magnetic Fields in Supernova Remnants and Pulsar-Wind Nebulae.* Space Sci. Rev., (pages 61–+), 2011.
- R , E. M. et M , J. G. *CO Observations toward Supernova Remnants with Associated OH 1720 MHz Masers.* ApJ, 545 :874–884, 2000.
- R , J. et P , R. *Mixed-Morphology Supernova Remnants.* ApJ, 503 :L167+, 1998.
- R , L. *Étalonnage des caméras de l'expérience d'astronomie γ H.E.S.S. et observations du Centre Galactique au delà de 100 GeV.* thèse de doctorat, Université Paris 6, 2005.
- R , G. P. *A new template background estimate for source searching in TeV gamma -ray astronomy.* A&A, 410 :389–396, 2003.

- R , G. et L , A. *Radiative processes in astrophysics*. Physics textbook. Wiley, 1979.
- S , J., N , J., J , B. et C , J. *Studies in Astronomical Time Series Analysis. VI. Bayesian Blocks, Triggers (and Histograms), in preparation*. 2010.
- S , J. D. *Bayesian Blocks, A New Method to Analyze Structure in Photon Counting Data*. ArXiv Astrophysics e-prints, 1997.
- S , J. D. *Cross-Analyzing Radio and γ -Ray Time Series Data : Fermi Marries Jansky*. ArXiv e-prints, 2010.
- S , V. .. *The imaging Compton telescope COMPTEL on the Gamma Ray Observatory*. IEEE Transactions on Nuclear Science, 31 :766–770, 1984.
- S , L. *Propagation of strong shock waves*. Prikl Mat Mekh, 10 :241–250, 1946.
- S , Y., E , H. et Y. S & H. E (Rédacteurs). *Early history of cosmic ray studies*, volume 118 de *Astrophysics and Space Science Library*. 1985.
- S , E., G , R. et S , A. *Fragmentation and kinematics of the W49N cloud core*. ApJ, 413 :571–581, 1993.
- S , R., J , J. M., C , D. P., B , T. M. et H , M. H. *The Structure of Four Molecular Cloud Complexes in the BU-FCRAO Milky Way Galactic Ring Survey*. ApJ, 551 :747–763, 2001.
- S , L. F., B , P. et M , P. G. *Star formation rates in the Galaxy*. A&A, 66 :65–76, 1978.
- S , P. A. *A Model of Pulsars*. ApJ, 164 :529–+, 1971.
- T , M. *The variable Crab Nebula*. ArXiv e-prints, 2011.
- T , M. .. *Extreme particle acceleration in the microquasar CygnusX-3*. Nature, 462 :620–623, 2009a.
- T , M. .. *The AGILE Mission*. A&A, 502 :995–1013, 2009b.
- T , J.-P. Note interne de la collaboration H.E.S.S., 2002.
- T , G. *The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion. I. Theoretical Discussion*. Royal Society of London Proceedings Series A, 201 :159–174, 1950a.
- T , G. *The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion. II. The Atomic Explosion of 1945*. Royal Society of London Proceedings Series A, 201 :175–186, 1950b.
- T , R., D -A , A., H , S., M , V., R , M. et J , O. *H.E.S.S. Observations of the Young Composite SNR Kes 75*. Dans *American Institute of Physics Conference Series* (F. A. A , W. H , & F. R , rédacteur), volume 1085 de *American Institute of Physics Conference Series*, (pages 316–319). 2008.

- THEMISTOCLE C .. *Gamma ray spectrum of the Crab nebula in the multi TeV region k20*. *Astroparticle Physics*, 1 :341–355, 1993.
- T , W. W., L , D. A., H , M. et J , B. *Discovery of the Radio and X-Ray Counterpart of TeV γ -Ray Source HESS J1731-347*. *ApJ*, 679 :L85–L88, 2008.
- T , O. .. *New unidentified Galactic H.E.S.S. sources*. ArXiv e-prints, 2009.
- T , D. F. et A , L. A. *Astrophysical origins of ultrahigh energy cosmic rays*. *Reports on Progress in Physics*, 67 :1663–1730, 2004.
- T , J. K. et M K , C. F. *Evolution of Nonradiative Supernova Remnants*. *ApJS*, 120 :299–326, 1999.
- T , T., B , D., M , U., R , R., S , V., T , H. et Z , J. *Solar Two Gamma-Ray Observatory*. *Astroparticle Physics*, 11 :271–273, 1999.
- U , P. .. *IBIS : The Imager on-board INTEGRAL*. *A&A*, 411 :L131–L139, 2003.
- U , Y. et A , F. A. *Fast Variability of Nonthermal X-Ray Emission in Cassiopeia A : Probing Electron Acceleration in Reverse-Shocked Ejecta*. *ApJ*, 677 :L105–L108, 2008.
- U , Y., A , F. A. et T , T. *Fine-structure in the nonthermal X-ray emission of SNR RX J1713.7-3946 revealed by Chandra*. *A&A*, 400 :567–574, 2003.
- U , Y., A , F. A., T , T., T , T. et M , Y. *Extremely fast acceleration of cosmic rays in a supernova remnant*. *Nature*, 449 :576–578, 2007.
- U , Y., B , R. D., F , S., T , H. et T , T. *Gamma-ray Emission from Crushed Clouds in Supernova Remnants*. *ApJ*, 723 :L122–L126, 2010.
- VERITAS C .. *A connection between star formation activity and cosmic rays in the starburst galaxy M82*. *Nature*, 462 :770–772, 2009.
- V , P. .. *Performance of the H.E.S.S. Cameras*. Dans *International Cosmic Ray Conference*, volume 5 de *International Cosmic Ray Conference*, (pages 2887–+). 2003.
- V , J. et L , J. M. *On the Magnetic Fields and Particle Acceleration in Cassiopeia A*. *ApJ*, 584 :758–769, 2003.
- V , H. J. et B , K. *Imaging very high energy gamma-ray telescopes*. *Experimental Astronomy*, 25 :173–191, 2009.
- W , S. P. et H , D. *TeVcat : An online catalog for Very High Energy Gamma-Ray Astronomy*. Dans *International Cosmic Ray Conference*, volume 3 de *International Cosmic Ray Conference*, (pages 1341–1344). 2008.
- W , J. S., H , J. P., B , C., G , P., M K , C. F., M , D., P , P. P., R , C., R , E. et S , P. *Cosmic-Ray Acceleration at the Forward Shock in Tycho’s Supernova Remnant : Evidence from Chandra X-Ray Observations*. *ApJ*, 634 :376–389, 2005.

- W , T. C. .. *Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique*. *ApJ*, 342 :379–395, 1989.
- W , T. C. .. *VERITAS : the Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*. *Astroparticle Physics*, 17 :221–243, 2002.
- W , G. *A survey of the continuous radiation from the Galactic System at a frequency of 1390 Mc/s*. *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 14 :215–+, 1958.
- W , C. .. *The INTEGRAL mission*. *A&A*, 411 :L1–L6, 2003.
- Y , Q., Y , P.-F. et B , X.-J. *Neutrino emission of Fermi supernova remnants*. *Astroparticle Physics*, 35 :33–38, 2011.
- Z , G. T. et K ’ , V. A. *Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays*. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 4 :78–+, 1966.
- Z , X., M , M., B , F., O , S. et C , Y. *Unveiling the spatial structure of the overionized plasma in the supernova remnant W49B*. *MNRAS*, 415 :244–250, 2011.
- Z , V. N. et P , V. S. *Diffusive Shock Acceleration with Magnetic Amplification by Nonresonant Streaming Instability in Supernova Remnants*. *ApJ*, 678 :939–949, 2008.

Résumé

L'expérience H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) est un réseau de quatre télescopes dédié à l'astronomie gamma de très haute énergie et situé en Namibie. Ces télescopes utilisent la technique de l'imagerie Cherenkov atmosphérique en mode stéréoscopique pour détecter des rayons gamma entre 100 GeV et quelques dizaines de TeV.

Les caméras de H.E.S.S., dotées de 960 photomultiplicateurs et d'une électronique rapide, nécessitent un étalonnage précis de la réponse de l'instrument au signal généré par les gerbes. Un couplage capacitif parasite entre les photomultiplicateurs et le système d'acquisition a été révélé et corrigé au cours de cette thèse, résultant en un étalonnage de meilleure qualité.

H.E.S.S. bénéficie d'une situation géographique optimale pour l'observation des régions centrales de la Galaxie. Le relevé du plan Galactique a ainsi été un des objectifs principaux de H.E.S.S. dès le début des prises de données en 2004. Cette thèse présente la recherche de sources dans les régions centrales de la Galaxie en utilisant les méthodes d'analyse par modèle semi-analytique les plus sensibles disponibles actuellement. Une recherche de sources transitoires a également été effectuée. Les méthodes utilisées, caractérisées en détail au moyen de simulations, s'appuient sur les intervalles temporels entre les événements et n'ont pas révélées de sources significativement variables. La détection d'émission gamma de très haute énergie en direction de la région W49 et du vestige de supernova W49B en particulier a été mise en évidence durant cette thèse. L'étude de cette région et les implications de ce résultat sont présentées en détails dans ce manuscrit.

Mots-Clés : H.E.S.S., imagerie Cherenkov atmosphérique, Relevé du plan Galactique, sources transitoires, vestiges de supernova, W49.

Abstract

H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) is an array of four very-high energy (VHE) gamma-ray telescopes located in Namibia. These telescopes use the atmospheric Cherenkov imaging technique to detect gamma-rays between 100 GeV and a few tens of TeV.

The H.E.S.S. cameras, each composed of 960 photomultiplier tubes and a fast electronics, need an accurate calibration of the shower to electronic signal conversion. A parasitic capacitive coupling between the photomultiplier tubes and the data acquisition system (the common modes) was revealed and corrected during this thesis, resulting in data of better quality.

H.E.S.S. is ideally located to observe the inner regions of the Galactic plane. Hence, the Galactic Plane Survey has been one of the primary goal since the beginning of the array operation in 2004 and led to unveiling the diversity of the VHE gamma-ray sources. This thesis presents the search for VHE gamma-ray sources in the inner regions of the Galactic plane using the most sensitive semi-analytical model based analysis currently available. A search for transient sources was also performed for these regions using powerful methods based on the time difference between consecutive events. These methods have been precisely characterized by simulation and didn't lead to the detection of significant variable sources. The very-high energy gamma-ray emission from the W49 region and the supernova remnant W49B in particular has been revealed during this thesis. The analysis of this region and the implications of this discovery are described in detail in this manuscript.

Keywords : H.E.S.S., atmospheric Cherenkov imaging technique, Galactic Plane Survey, Transient sources, Supernova remnants, W49.