



HAL
open science

Caractérisation de la transparence de l'univers aux rayons gamma de très haute énergie avec H.E.S.S. et aspects associés en physique fondamentale et cosmologie

Matthias Lorentz

► **To cite this version:**

Matthias Lorentz. Caractérisation de la transparence de l'univers aux rayons gamma de très haute énergie avec H.E.S.S. et aspects associés en physique fondamentale et cosmologie. Phénomènes cosmiques de haute énergie [astro-ph.HE]. Université Paris Saclay (COmUE), 2017. Français. NNT : 2017SACLS249 . tel-01619206

HAL Id: tel-01619206

<https://theses.hal.science/tel-01619206>

Submitted on 19 Oct 2017

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.

NNT : 2017SACLS249

THÈSE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY
PRÉPARÉE À
L'UNIVERSITÉ PARIS SUD

au sein du Département de Physique des Particules de l'IRFU, CEA Saclay

ÉCOLE DOCTORALE N°576 : PARTICULES, HADRONS, ÉNERGIE, NOYAU,
INSTRUMENTATION, IMAGERIE, COSMOS ET SIMULATION (PHENIICS)

Spécialité de doctorat : Astroparticules et Cosmologie

Par

Matthias LORENTZ

**Caractérisation de la transparence de l'univers aux rayons γ de très
haute énergie avec H.E.S.S. et aspects associés en physique
fondamentale et cosmologie**

Thèse soutenue le 21 septembre 2017.

Composition du jury :

Pierre BRUN	Chargé de recherche, CEA (IRFU/DPhP)	Directeur de thèse
Hervé DOLE	Professeur, Université Paris-Sud (IAS)	Président du jury
Gautier HAMEL de MONCHENAULT	Directeur de recherche, CEA (IRFU/DPhP)	Examineur
Jürgen KNÖDLSSEDER	Directeur de recherche, CNRS (IRAP)	Rapporteur
Benoît LOTT	Directeur de recherche, CNRS (CENBG)	Rapporteur
Jean-Philippe UZAN	Directeur de recherche, CNRS (IAP)	Examineur

Remerciements

Ces trois années de thèse ont été d'une grande richesse et nombreux sont ceux qui y ont contribué, de près ou de loin, et que je souhaite ici remercier.

Je souhaite tout d'abord remercier les membres de mon jury pour le temps qu'ils ont consacré à la lecture de ce manuscrit ainsi que pour leurs questions perspicaces lors de la soutenance et leurs avis sur la qualité de mon travail, que j'ai beaucoup appréciés.

Un très grand merci à Pierre qui m'a permis de faire cette thèse sous sa direction et qui m'a fait confiance en me donnant la liberté de suivre mes idées tout en me guidant. Cette liberté est un ingrédient essentiel du plaisir que j'ai eu à faire cette thèse.

Merci à tous les membres du groupe H.E.S.S. à Saclay : Bernard, Emmanuel, Fabian, Karl, Lucia, Monica, Valentin. Je souhaite en particulier remercier Jean-François pour sa bienveillance et les passionnantes discussions sur les sujets de physique les plus variés et les plus insolites. Je tiens également à remercier François, qui était à quelques bureaux du mien au cours de ma première année de thèse, et qui m'a accordé un temps précieux lors de mes premiers pas dans le *soft* de H.E.S.S. Merci également aux thésards et physiciens du DPhP que j'ai eu l'occasion de croiser.

Je souhaite remercier les membres de la collaboration H.E.S.S. avec qui j'ai activement interagi, notamment : Andrew, David, Dmitry, Jean-Philippe, Manuel, Mathieu, Vincent, et beaucoup d'autres. Merci à tous ceux qui rendent possible de faire de la belle physique avec ces télescopes. Je salue également les enseignants de Polytech Paris-Sud avec qui j'ai eu plaisir à travailler à travers mon monitorat.

Enfin, je remercie mes parents pour m'avoir donné le goût de comprendre et d'apprendre, et puis, surtout, merci à toi ma Lucie pour ton soutien au quotidien, ton amour, ta patience (et plus trivialement pour la relecture de ce manuscrit). Merci infiniment pour cette vie heureuse avec toi au Billehou avec Lacy, Sailor et Lula.

Table des matières

Glossaire	9
Introduction	11
I Astronomie γ avec H.E.S.S.	15
1 Astronomie γ de très haute énergie	17
1.1 La dernière fenêtre électromagnétique	18
1.1.1 Rayons γ de très haute énergie	18
1.1.2 Émission non-thermique et accélérateurs cosmiques	18
1.1.3 Processus d'émission γ	22
1.2 Techniques de détection	25
1.2.1 Préambule historique	25
1.2.2 Gerbes atmosphériques	26
1.2.3 Émission de lumière Tcherenkov	27
1.2.4 Imagerie Tcherenkov atmosphérique	32
2 L'expérience H.E.S.S.	37
2.1 Réseau d'imageurs Chenrenkov	38
2.1.1 Télescopes	38
2.1.2 Caméras	39
2.1.3 Système de déclenchement	41
2.1.4 Prise de données	41
2.2 Calibration	42
2.2.1 Piédestal	42
2.2.2 Gain	43
2.2.3 Efficacité de collection	43
2.3 Reconstruction	44
2.3.1 Méthode de Hillas	45
2.3.2 Modèle semi-analytique	45

2.3.3	Autres méthodes	48
2.4	Analyse	50
2.4.1	Soustraction de fond	50
2.4.2	Extraction du signal	51
2.4.3	Spectres en énergie et courbes de lumière	52
3	Qualité du pointé et fond de ciel	55
3.1	Corrections de pointé	56
3.1.1	Runs de pointé	56
3.1.2	Modèle mécanique	56
3.1.3	Procédures complémentaires	57
3.2	Utilisation du bruit de fond de ciel	58
3.2.1	Largeur des piédestaux	59
3.2.2	Cartes du ciel	59
3.3	Méthodes de contrôle	60
3.3.1	Étoiles individuelles	61
3.3.2	Cartes du ciel attendues	62
3.3.3	Conclusions	65
4	Déconvolution spectrale	67
4.1	Principe	67
4.1.1	Redistribution des évènements	68
4.1.2	Conversion en flux	69
4.1.3	Ajustement spectral	70
4.2	Développements	71
4.2.1	Limites supérieures	72
4.2.2	Implémentation logicielle	73
II	Transparence de l'univers aux rayons γ de très haute énergie	75
5	Rayons γ extragalactiques : sources et propagation	77
5.1	Noyaux actifs de galaxies	77
5.2	Les blazars, des balises cosmiques au TeV	78
5.2.1	Amplification relativiste	79
5.2.2	Variabilité rapide	80
5.2.3	Modèles d'émission	80
5.3	Propagation des rayons γ au TeV : interaction avec des photons de fond	84
5.3.1	Champs de photons diffus dans l'univers	84
5.3.2	Fond de lumière extragalactique (EBL)	87
5.3.3	Opacité de l'univers aux rayons γ de très haute énergie	88

6	Mesure du fond de lumière extragalactique avec H.E.S.S.	95
6.1	Mesure indépendante de l'EBL	96
6.1.1	Volonté d'une approche modèle-indépendante	96
6.1.2	Ingrédients de la mesure	97
6.2	Echantillon de données	100
6.2.1	Sélection et réduction des données	100
6.2.2	Blazars considérés	101
6.3	Méthodes d'ajustement de l'EBL	103
6.3.1	Balayage de l'espace des configurations avec des splines	104
6.3.2	Ajustement des niveaux d'EBL en bandes d'énergie	108
6.4	Résultats	113
6.4.1	Niveaux d'EBL individuels	115
6.4.2	Niveaux combinés	116
6.5	Incertitudes systématiques	119
6.6	Discussion	121
6.6.1	Distribution spectrale en énergie de l'EBL	121
6.6.2	Profondeurs optiques et horizon	124
6.7	Développements annexes	125
6.7.1	Découpage inégal en longueur d'onde	125
6.7.2	Approche globale	126
III	Effets de propagation du second ordre	129
	Préambule : au-delà de l'EBL	131
7	Sonder la physique à l'échelle de Planck avec Mrk 501	133
7.1	Violation de l'invariance de Lorentz (LIV)	134
7.1.1	Cadre phénoménologique	134
7.1.2	Modification de la transparence de l'univers aux rayons γ en présence de LIV	136
7.2	Observations de Mrk 501 lors de l'éruption de juin 2014	140
7.2.1	Mrk 501, une source idéale pour étudier la LIV	140
7.2.2	Alertes par FACT	141
7.2.3	Observations par H.E.S.S. à grand angle zénithal	141
7.3	Analyse de l'état éruptif	145
7.3.1	Spectre en énergie	146
7.3.2	Contraintes sur E_{LIV}	147
7.3.3	Analyse H.E.S.S.-II combinée	151

8 Cascades et champs magnétiques extragalactiques	159
8.1 Cascades électromagnétiques dans le milieu extragalactique	160
8.1.1 Émission γ secondaire	160
8.1.2 Champ magnétique extragalactique (EGMF)	162
8.1.3 Influence sur le développement des cascades électromagnétiques . .	164
8.2 Cascades électromagnétiques avec PG 1553+113	170
8.2.1 Le blazar PG 1553+113	170
8.2.2 Simulation de cascades et contraintes sur l'EGMF	172
8.2.3 Variabilité quasi-périodique de PG 1553+113	177
Conclusions et perspectives	185
Annexes	189
A Spectres déconvolués	191
B Création de paires modifiée en présence de LIV	195
Bibliographie	197

Glossaire

ADC *Analog to Digital Converter*, convertisseur analogique-numérique.

AGN *Active Galactic Nucleus*, noyau actif de galaxie.

CMB *Cosmic Microwave Background*, fond diffus cosmologique micro-onde.

CTA *Cherenkov Telescope Array*.

EBL *Extragalactic Background Light*, fond de lumière extragalactique.

EGMF *Extragalactic Magnetic Field*, champ magnétique extragalactique.

H.E.S.S. *High Energy Stereoscopic System*.

LIV *Lorentz Invariance Violation*, brisure de l'invariance de Lorentz.

MAGIC *Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope*.

MCMC *Markov Chain Monte Carlo*.

MJD *Modified Julian Day*, jour julien modifié.

NSB *Night Sky Background*, bruit de fond de ciel.

PMT *Photomultiplier Tube*, tube photomultiplicateur.

PSF *Point Spread Function*, fonction d'étalement du point.

redshift décalage vers le rouge cosmologique.

SED *Spectral Energy Distribution*, distribution spectrale en énergie.

SSC *Synchrotron Self Compton*, synchrotron Auto-Compton.

VERITAS *Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*.

WIMP *Weakly Interacting Massive Particle*, particule massive faiblement interagissante.

Introduction

Les photons sont les messagers privilégiés par lesquels progresse la compréhension de l'univers. Longtemps cantonnées au domaine visible, les observations astronomiques se sont étendues à d'autres domaines du spectre électromagnétique au fur et à mesure des progrès technologiques, élargissant considérablement l'étendue des connaissances en astrophysique et en cosmologie. L'astronomie γ de très haute énergie par la technique d'imagerie Tcherenkov atmosphérique a ouvert une nouvelle fenêtre sur l'extrémité haute du spectre électromagnétique, c'est une astronomie des photons à l'échelle du TeV. Ces photons, ou rayons γ de très haute énergie, témoignent des phénomènes les plus violents ayant cours dans l'univers. Leur observation permet notamment l'étude des sites astrophysiques d'accélération des particules où les rayons γ sont émis par le biais de processus non-thermiques, comme par exemple les vestiges de supernovæ dans la galaxie ou les trous noirs super-massifs lovés au sein de noyaux actifs de galaxies situés à des distances cosmologiques.

La propagation des rayons γ de très haute énergie en provenance de noyaux actifs de galaxies est affectée par les propriétés du milieu extragalactique. L'effet dominant qui limite leur propagation est l'interaction avec des photons de fond qui baignent l'univers, à travers la réaction de production de paires d'électrons et de positrons ($\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$). Ce processus réduit la transparence de l'univers aux rayons γ de très haute énergie et limite l'étude des sources extragalactiques les plus lointaines. Cet effet d'absorption permet d'utiliser les faisceaux de rayons γ de très haute énergie en provenance de noyaux actifs de galaxies afin de sonder le contenu et les propriétés du milieu extragalactique de façon unique.

Les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse tirent partie des données recueillies par le réseau de télescopes à imagerie Tcherenkov atmosphérique H.E.S.S. afin de caractériser la transparence de l'univers aux rayons γ de très haute énergie. Une mesure indépendante de la distribution spectrale en énergie du fond cosmologique de lumière optique et infrarouge est réalisée en utilisant les spectres en énergie obtenus avec H.E.S.S. sur un échantillon de noyaux actifs de galaxies. Le résultat obtenu ne révèle pas d'anomalie de la transparence de l'univers vis-à-vis des connaissances actuelles sur le fond de lumière extragalactique mais montre également une précision limitée.

Des processus de second ordre pouvant affecter la propagation des rayons γ de très haute énergie sont également explorés. En effet, les photons au TeV se propageant sur des distances cosmologiques peuvent être utilisés afin de contraindre des aspects de physique fondamentale pouvant affecter le processus de création de paires. Dans cette thèse, des limites sur l'échelle de brisure de la symétrie de Lorentz à l'échelle de Planck sont obtenues à partir de l'absence de déviations vis-à-vis de la transparence attendue pour les photons les plus énergétiques observés par H.E.S.S. en provenance d'un noyau actif de galaxie. Un troisième sujet de physique traité dans cette thèse concerne le devenir des électrons et positrons créés lors de l'interaction entre un flux de rayons γ de très haute énergie et des photons de fond. L'émission γ secondaire qui peut en découler à plus basse énergie est utilisée afin de contraindre les champs magnétiques qui emplissent le milieu extragalactique en utilisant des résultats publiés par H.E.S.S. et par le télescope spatial *Fermi-LAT* à plus basse énergie.

Dans la première partie de ce manuscrit de thèse, les principes et techniques se rapportant à l'astronomie γ de très haute énergie sont exposés au Chap. 1. L'expérience H.E.S.S. est ensuite présentée en détails au Chap. 2. Ces deux premiers chapitres ont vocation à introduire le cadre expérimental de cette thèse, dont une connaissance fine est essentielle pour une bonne compréhension des résultats de physique obtenus et des systématiques qui s'y rapportent.

Les deux chapitres suivants présentent des contributions plus personnelles aux étapes de calibration, de reconstruction et d'analyse des données de H.E.S.S. : au Chap. 3 une méthode développée dans cette thèse utilisant le bruit de fond de ciel perçu par les caméras de H.E.S.S. afin de mesurer la précision de la direction pointée utilisée lors de l'analyse est présentée. Au Chap. 4 est présentée une méthode de déconvolution spectrale dont l'implémentation au sein des procédures standards d'analyse de H.E.S.S. a été réalisée au cours de cette thèse. Cette méthode de déconvolution spectrale est utilisée pour les analyses de physique des parties suivantes.

Dans la deuxième partie le sujet de physique principal de cette thèse est détaillé. Dans le Chap. 5 les sources extragalactiques de rayons γ de très haute énergie et les caractéristiques typiques de leur émission intrinsèque sont présentées. La problématique de l'opacité de l'univers aux rayons γ est ensuite introduite à travers l'existence des champs de photons de fond qui baignent le milieu extragalactique.

Dans le Chap. 6 l'étude réalisée au cours de cette thèse et qui a permis une première mesure indépendante de la distribution spectrale du fond de lumière extragalactique à partir des données de H.E.S.S. est présentée en détails. Le principe de la mesure est d'abord exposé avant de présenter les méthodes originales qui ont été développées afin de traduire les modulations observées dans les spectres en énergie de blazars obtenus avec H.E.S.S. en termes de distribution spectrale en énergie du fond de lumière extragalactique. Les résultats de cette caractérisation indépendante de la transparence de

l'univers aux rayons γ de très haute énergie avec H.E.S.S. sont discutés et comparés aux autres contraintes existantes.

Dans la troisième partie, des processus du second ordre à la propagation des rayons γ de très haute énergie sont considérés. Dans le Chap. 7, l'hypothèse exotique d'une brisure de l'invariance de Lorentz –qui affecterait la transparence de l'univers pour les rayons γ les plus énergétiques– est confrontée aux données prises par H.E.S.S. lors d'une éruption exceptionnelle du noyau actif de galaxie Mrk 501 en 2014. Le spectre en énergie obtenu s'étendant jusqu'à 20 TeV permet une sensibilité à une brisure de symétrie à l'échelle de Planck. Les particularités propres aux observations à grand angle zénithal qui ont été exploitées dans l'analyse sont détaillées et les contraintes obtenues sur l'échelle de brisure de la symétrie de Lorentz sont présentées.

Dans le Chap. 8 le devenir des électrons et positrons créés par l'interaction entre les rayons γ au TeV et le fond de lumière extragalactique est considéré. Des simulations de cascades électromagnétiques dans le milieu extragalactique sont réalisées, et la distribution de rayons γ secondaires qui est attendue est confrontée à des résultats publiés par H.E.S.S. et *Fermi*-LAT sur le lointain noyau actif de galaxie PG 1553+113. A partir de ces résultats, des contraintes sont dérivées sur l'intensité des champs magnétiques à grande échelle qui emplissent le milieu extragalactique. Les effets d'une variation périodique du flux primaire de PG 1553+113 sur le flux observable sont également explorés.

Première partie

Astronomie γ avec H.E.S.S.

Chapitre 1

Astronomie γ de très haute énergie

Sommaire

1.1 La dernière fenêtre électromagnétique	18
1.1.1 Rayons γ de très haute énergie	18
1.1.2 Émission non-thermique et accélérateurs cosmiques	18
1.1.3 Processus d'émission γ	22
1.2 Techniques de détection	25
1.2.1 Préambule historique	25
1.2.2 Gerbes atmosphériques	26
1.2.3 Émission de lumière Tcherenkov	27
1.2.4 Imagerie Tcherenkov atmosphérique	32

L'astronomie γ de très haute énergie explore l'extrémité haute du spectre électromagnétique. Cette astronomie du téraélectronvoltⁱ témoigne des phénomènes les plus violents de l'univers. C'est une discipline observationnelle à part entière qui emprunte beaucoup aux techniques expérimentales de la physique des particules.

Dans ce chapitre les notions essentielles ayant trait aux rayons γ de très haute énergie sont brièvement introduites avant de présenter la technique de détection ayant fait le succès de l'astronomie γ de très haute énergie ; l'imagerie Tcherenkov atmosphérique.

i. 1 TeV = 10^{12} eV

1.1 La dernière fenêtre électromagnétique

1.1.1 Rayons γ de très haute énergie

Le terme “rayon γ ” est hérité d’E. Rutherford qui appela ainsi le rayonnement pénétrant et électriquement neutre provenant du radium, initialement découvert par le physicien français P. Villard en 1900 [1, 2]. Les développements de la théorie quantique permirent ensuite d’associer ce rayonnement à des photons de haute énergie. Rayon γ est ainsi l’appellation réservée à un photon dont l’énergie dépasse 100 keV. Cette limite conventionnelle issue des distinctions entre physique nucléaire et physique atomique sépare le domaine γ du domaine X, à des énergies plus basses. Le domaine γ occupe donc l’extrémité haute du spectre électromagnétique, comme illustré sur la Fig. 1.1. À de telles énergies la focalisation des photons est impossible, leur détection relève alors des techniques de la physique des particules. Les découvertes de sources de photons γ d’origine astrophysique ont aujourd’hui étendu cette dernière fenêtre du spectre électromagnétique jusqu’à environ 100 TeV.

L’astronomie γ observationnelle couvre neuf ordres de grandeur en énergie. Sur une telle étendue les méthodes de détection et la sensibilité des différents instruments sont très diverses. Plusieurs gammes en énergie du domaine γ peuvent alors être définies : en dessous de 30 MeV on parle de basses énergies, la détection repose sur l’effet photoélectrique ou l’effet Compton. Au dessus, et ce jusqu’à quelques dizaines de GeV, on parle de la gamme des hautes énergies. La détection repose alors sur la conversion du photon en une paire électron-positron, qui est le processus dominant. Les instruments pour la détection de ces rayons γ d’énergie inférieure à quelques dizaines de GeV sont placés à bord de satellites afin de s’affranchir de l’opacité totale de l’atmosphère terrestre aux rayons γ . Au dessus de quelques dizaines de GeV on parle de la gamme des très hautes énergies. Les flux γ sont trop faibles en regard de la surface effective disponible sur un satellite ($\sim 1 \text{ m}^2$). En revanche, de tels photons créent des gerbes de particules secondaires lors de leur pénétration dans l’atmosphère. Une détection depuis le sol est alors possible, offrant de très grandes surfaces effectives de détection ($\gtrsim 10^4 \text{ m}^2$), avec des techniques radicalement différentes de celles utilisées dans l’espace.

1.1.2 Émission non-thermique et accélérateurs cosmiques

Les photons émis dans l’univers le sont très majoritairement par le biais de processus thermiques. Cependant, même dans des conditions extrêmes de température les photons thermiques n’atteignent pas le domaine γ ($E_T \sim k_B T$, avec $k_B \simeq 8.62 \times 10^{-5} \text{ eV / K}$). Les photons γ (et *a fortiori* les photons γ de très haute énergie) sont eux issus de processus non-thermiques impliquant l’accélération de particules chargées énergétiques. Une source astrophysique de photon γ est donc associée à un accélérateur de particules

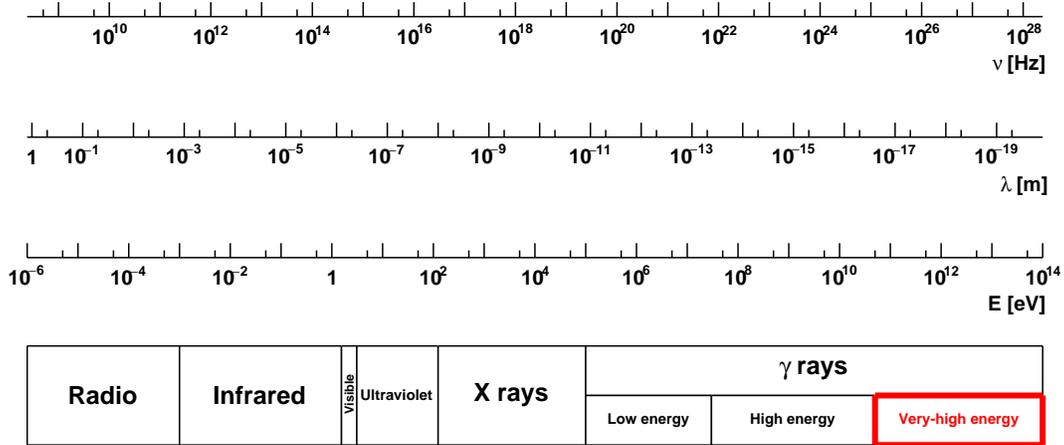


FIGURE 1.1 – Spectre électromagnétique du domaine radio au domaine γ . Les unités de fréquence (Hz), longueurs d’onde (m) et énergie (eV) délimitant les différents domaines sont comparées.

cosmique. L’accélération de particules chargées dans des sites astrophysiques peut avoir lieu lors du passage dans des champs électriques intenses, mais aussi et surtout lors de traversées successives d’une onde de choc.

Ce dernier mécanisme dit d’accélération diffusive par onde de choc, également appelé mécanisme de Fermi du premier ordre, fait intervenir des chocs non-collisionnels par l’intermédiaire de champs électromagnétiques macroscopiques [3, 4]. Son fonctionnement peut s’appréhender par le biais de changements de référentiels successifs. Dans le référentiel du milieu en amont de l’onde de choc (voir Fig. 1.2), la surface du choc s’approche avec une vitesse u_1 . Dans ce même référentiel la vitesse du milieu choqué est de $\Delta u = u_1 - u_2 > 0$, avec u_2 la vitesse du gaz de particules dans le référentiel de l’onde de choc. Le gain en énergie d’une particule de vitesse v traversant le choc d’amont en aval est alors de

$$\Delta E = E \frac{\Delta u}{v} \cos \theta, \quad (1.1)$$

avec θ l’angle d’incidence de la particule par rapport à la direction du choc.

En moyennant sur les angles d’incidence et en considérant que la probabilité de traverser le choc est proportionnelle à $\cos \theta$, le gain relatif moyen en énergie pour une traversée s’écrit

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{\int_0^1 \frac{\Delta u}{v} \cos^2 \theta d(\cos \theta)}{\int_0^1 \cos \theta d(\cos \theta)} = \frac{2}{3} \frac{\Delta u}{v} \approx \frac{\Delta u}{c}. \quad (1.2)$$

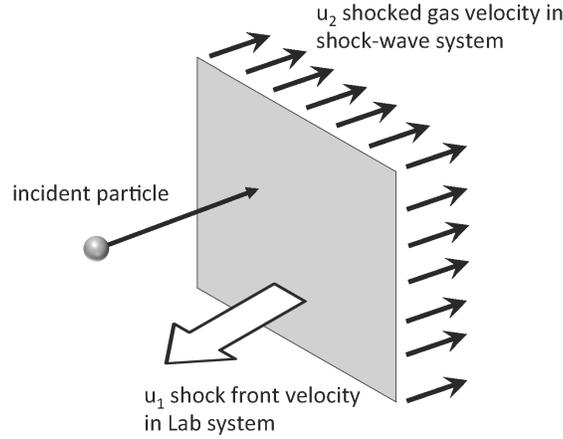


FIGURE 1.2 – Schéma illustrant le mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc. Image réalisée par J. Aguilar, www.ihp.ac.be/~aguilar/.

Dans le référentiel du milieu en aval de l'onde de choc la vitesse du milieu en amont se rapproche également à la vitesse Δu , donnant lieu au même gain en énergie lors du passage de la particule dans le sens opposé. Pour un cycle complet amont-aval-amont le gain relatif d'énergie est alors de

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \frac{\Delta u}{c}. \quad (1.3)$$

Ce mécanisme permet donc une accélération systématique ($\Delta E > 0$) proportionnelle à l'énergie ($\Delta E \propto E$, $\Delta E/E = \text{constante}$), du premier ordre en la vitesse relative du choc ($\Delta E/E \propto \Delta u/c$).

En première approximation l'expression 1.3 correspond également au taux d'échappement des particules de la zone du choc par cycle d'accélération, voir la dérivation correspondante dans [5]. La probabilité qu'une particule reste dans la zone d'accélération après n cycles est alors de $P^n = (1 - \langle \Delta E/E \rangle)^n$. L'évolution du nombre de particules dans la zone d'accélération suit alors la loi $N_n = N_0 P^n$, avec N_0 le nombre initial de particules. L'évolution de l'énergie des particules peut elle s'écrire $E_n = E_0 \epsilon^n$ où $\epsilon = (1 + \langle \Delta E/E \rangle)$ est le rapport quantifiant le gain en énergie après un cycle. On peut alors écrire

$$\frac{\ln(N/N_0)}{\ln(E/E_0)} = \frac{\ln P}{\ln \epsilon}, \text{ soit } \frac{N}{N_0} = \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\ln P / \ln \epsilon}. \quad (1.4)$$

La combinaison d'un gain élémentaire d'énergie proportionnel à l'énergie des particules et d'une probabilité d'échappement par cycle indépendante de l'énergie conduit ainsi à

une distribution en énergie du nombre de particules accélérées suivant une loi de puissance :

$$N(E) dE \propto E^{-1+(\ln P/\ln \epsilon)} dE, \text{ avec } \frac{\ln P}{\ln \epsilon} \simeq -1. \quad (1.5)$$

Le spectre différentiel en énergie généré par ce mécanisme suit donc, en première approximation, une loi de puissance d'indice -2. Lorsque la probabilité d'échappement n'est pas indépendante de l'énergie, ce comportement en loi de puissance pure est affecté et peut être corrigé par un terme de courbure log-parabolique [6].

Pour atteindre des énergies de plus en plus élevées, les particules doivent rester dans la zone d'accélération le plus longtemps possible. Pour éviter l'échappement, le rayon de Larmor des particules accélérées soumises à un champ magnétique B doit rester inférieur à la taille de la zone d'accélération R . Ce critère de confinement limitant l'énergie maximale atteignable pour des particules de nombre de charge Z dans un accélérateur astrophysique, connu sous le nom de critère de Hillas [7], peut alors s'écrire :

$$E_{max} \simeq 10^{15} Z \left(\frac{R}{\text{pc}} \right) \left(\frac{B}{\mu\text{G}} \right) \text{ eV}. \quad (1.6)$$

Les conditions propices à l'accélération de particules peuvent être rencontrées lors de divers scénarios astrophysiques.

Accélérateurs galactiques

- les vestiges de supernovæ : l'éjection des couches externes de l'étoile progénitrice forme une onde de choc en coquille se propageant dans le milieu interstellaire.
- les pulsars et leur nébuleuse : ces étoiles à neutrons fortement magnétisées peuvent accélérer des particules à leur surface. Le vent de particules ainsi créé peut également interagir avec les restes de l'explosion de la supernova qui a donné naissance à l'étoile à neutrons.
- les systèmes binaires compacts : la matière accélérée ou accrétée par l'objet compact interagit avec le vent stellaire du compagnon.
- les vents stellaires dans des amas : l'interaction des vents de particules d'étoiles massives regroupées en amas peut créer une onde de choc.

Accélérateurs extragalactiques

- les noyaux actifs de galaxies (ou AGN pour *Active Galaxy Nuclei*) : ces objets consistent en un trou noir supermassif ($\sim 10^6-9 M_\odot$) entouré d'un disque d'accrétion pouvant donner lieu à formation de jets de matière ultra-relativiste. Les AGNs représentent la grande majorité des sources extragalactiques de rayons γ de très haute énergie. Leurs propriétés seront présentées plus en détail au Chap 5.

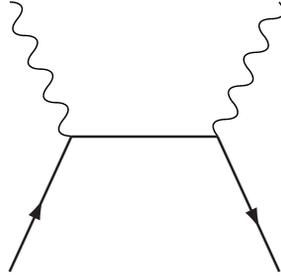


FIGURE 1.3 – Diagramme de Feynman à l'ordre principal associé aux processus de diffusion entre photons et leptons.

- les galaxies à sursaut de formation d'étoiles : la densité d'étoiles massives, le taux de supernovæ, et la densité de gaz y sont très importants.
- les sursauts γ : caractérisés par une émission intense et brève, les sursauts γ seraient associés à des phénomènes d'effondrement d'objets compacts.

Les particules chargées accélérées s'échappant de ces accélérateurs sont ensuite déviées dans les champs magnétiques galactiques et extragalactiques, leur direction d'origine est perdue. Ce n'est pas le cas des photons γ qui y sont émis par le biais de processus non-thermiques. L'astronomie γ de très haute énergie est donc cruciale à l'identification des accélérateurs cosmiques et à la compréhension des processus astrophysiques sous-jacents.

1.1.3 Processus d'émission γ

Les caractéristiques de l'émission de photons γ associée aux sites d'accélération, comme le flux ou la distribution en énergie, sont intimement liées à la population des particules chargées impliquées et aux processus d'émission en question.

Processus leptoniques

Lorsque les particules accélérées sont des électrons, les processus d'émission de photons sont du type $e\gamma \rightarrow e\gamma$ et peuvent être ramenés au diagramme de la Fig. 1.3.

Diffusion Compton inverse : ce processus consiste en la diffusion élastique de l'électron sur un photon du milieu ambiant. Le photon diffusé peut alors acquérir une fraction importante de l'énergie de l'électron, de l'ordre de $E'_\gamma \sim \gamma_e^2 E_\gamma$ où E_γ est l'énergie initiale du photon dans le référentiel de centre de masse, et γ_e dénote ici le facteur de Lorentz du

lepton. Pour $E_\gamma < 2m_e c^2$ la section efficace totale associée est la section efficace de Thomson $\sigma_T = 0.66$ barns. Au-delà, la section efficace décroît avec l'énergie, c'est le régime de Klein-Nishina [8] avec, en fonction de la variable normalisée $x = E_\gamma / m_e c^2$,

$$\sigma_{\text{KN}} = \frac{3}{4}\sigma_T \left[\frac{1+x}{x^3} \left(\frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right) + \frac{\ln(1+2x)}{2x} - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right]. \quad (1.7)$$

Pour une population d'électrons suivant une loi de puissance $N(E_e)dE_e \propto E_e^{-\alpha_e}dE_e$ la distribution spectrale différentielle des photons émis par diffusion Compton inverse est $dN/dE_\gamma \propto E_\gamma^{(1+\alpha_e)/2}$. C'est le processus dominant de production de rayons γ de très haute énergie.

Rayonnement synchrotron : c'est l'émission de photons associée à toute particule chargée en mouvement dans un champ magnétique de magnitude B . Le rayonnement synchrotron est un cas particulier de diffusion Compton où le photon entrant est un photon virtuel du champ magnétique [9]. Pour un électron seul d'énergie E_e , l'énergie caractéristique des photons émis est donnée par

$$E_\gamma = 0.67 \text{ eV} \left(\frac{E_e}{1 \text{ TeV}} \right)^2 \left(\frac{B}{1 \text{ nT}} \right) \sin \theta, \quad (1.8)$$

où θ est l'angle entre le vecteur impulsion de l'électron et l'orientation du champ magnétique [5]. Ce processus permet de décrire une grande part de l'émission non-thermique de basse énergie mais les conditions magnétiques extrêmes requises pour atteindre le régime des très hautes énergies ne sont généralement pas réunies dans les milieux astrophysiques. La distribution spectrale des photons émis est également liée au comportement spectral des particules chargées. Pour une population d'électrons suivant une loi de puissance $N(E_e)dE_e \propto E_e^{-\alpha_e}dE_e$ la distribution spectrale différentielle des photons émis par rayonnement synchrotron suit, comme pour le cas du processus Compton-inverse, une loi de puissance du type $dN/dE_\gamma \propto E_\gamma^{(1+\alpha_e)/2}$.

Rayonnement de freinage : c'est l'émission de photons par une particule chargée ralentie dans le champ électrique d'un noyau atomique. Cette décélération est associée à l'émission d'un rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung* en allemand). Ce processus est un cas particulier de diffusion Compton où le photon entrant est un photon virtuel du champ électrique du noyau [10]. L'énergie moyenne d'émission de photons est $\sim E_e/3$. Le spectre en énergie des photons émis a alors le même comportement que le spectre d'injection des particules chargées [5]. Le flux émis dépend fortement de la densité du milieu qui est généralement insuffisante pour que le rayonnement de freinage soit un processus d'émission dominant dans les milieux astrophysiques.

Processus hadroniques

Lorsque les particules accélérées sont des hadrons, des pions sont produits lors des collisions inélastiques sur d'autres hadrons comme des protons ou noyaux du milieu : $p + p \rightarrow p + p + \{\pi^0, \pi^\pm\}$. Les pions neutres créés se désintègrent rapidement en deux photons d'énergie égale à $m_{\pi^0}/2 \simeq 67.5$ MeV dans le référentiel de centre de masse. Les pions chargés ne se désintègrent généralement pas en émettant des photonsⁱⁱ mais produisent des leptons énergétiques qui peuvent à leur tour rayonner au travers des processus décrits plus haut. Le spectre en énergie des photons émis a alors le même comportement que le spectre d'injection des protons.

Les protons peuvent également être sujets au rayonnement synchrotron. La puissance rayonnée à une énergie donnée est cependant bien moindre que pour les électrons de par sa dépendance en m^{-4} .

Processus exotiques

En plus des processus d'émission standard de type ascendant (*bottom-up*) précédemment évoqués, des processus spéculatifs de type descendant (*top-bottom*) peuvent également donner lieu à l'émission de photons γ à travers la désintégration d'hypothétiques particules super-massives ou de reliques de l'univers primordial. Ces processus ne requièrent pas d'accélérateurs astrophysiques. De tels mécanismes exotiques ont notamment été postulés afin de pallier à certaines limitations des modèles standard de la physique des particules et la cosmologie. Par exemple, il est possible que des photons γ soit émis à partir de l'annihilation des particules de matière noire de type WIMP. Le spectre d'émission γ est alors essentiellement dépendant de la masse de la particule de matière noire.

Effets de propagation

L'observation de photons γ de très haute énergie permet de localiser les sites d'accélération desquels ils sont issus. Après leur émission les photons γ peuvent cependant interagir au cours de leur propagation. En effet, l'univers n'est pas vide et les photons γ peuvent notamment interagir avec des photons diffus de basse énergie. Le flux observé en provenance d'une source extragalactique peut ainsi être significativement différent de flux émis. Ce processus, qui est une limitation essentielle à la propagation des rayons γ de très haute énergie sur des distances cosmologiques, sera étudié en détail dans les chapitres 5 et 6.

ii. $\Gamma(\pi^\pm \rightarrow l^\pm \nu_l \gamma) < 10^{-4}$.

1.2 Techniques de détection

Les flux ϕ de rayons γ décroissent rapidement avec l'énergie E , ils suivent typiquement une loi de puissance $\phi(E) \propto E^{-\alpha}$, avec $\alpha > 0$. Au TeV les flux attendus sont, au plus, de l'ordre de 10^{-6} photons par m^2 et par seconde. De très grandes surfaces de collection sont alors nécessaires pour une accumulation raisonnable de signal. De telles surfaces sont inaccessibles à des détecteurs placés dans l'espace, l'astronomie γ de très haute énergie est donc une astronomie au sol. Son histoire et ses développements sont intimement liés à la physique des rayons cosmiques et des gerbes atmosphériques. En effet, l'atmosphère terrestre est opaque aux particules énergétiques tels les photons γ , et se comporte comme un calorimètre où l'énergie de la particule primaire est déposée par la création d'une gerbe de particules secondaires. Les observables associées à cette gerbe atmosphérique peuvent être la lumière Tcherenkov, les particules chargées secondaires qui atteignent le sol, ou encore la lumière de fluorescence de l'azote atmosphérique pour les gerbes les plus énergétiques. C'est l'émission de lumière Tcherenkov associée à une gerbe atmosphérique qui sera détaillée dans cette section.

1.2.1 Préambule historique

Les expériences sur le temps de décharge d'un électroscope faites par T. Wulf en 1909 depuis le sommet de la tour Eiffel, et lors des vols en ballon de V. Hess en 1912, ont révélé l'existence de rayonnements ionisants dont la densité augmente avec l'altitude [11, 12]. Nommés rayons cosmiques par R. Millikan [13] ils ont initialement été interprétés comme étant des rayons γ . C'est l'observation d'une dépendance de l'intensité du rayonnement cosmique au champ magnétique terrestre qui révéla la prédominance des particules chargées dans la composition du rayonnement cosmique.

Les débuts de la physique des rayons cosmiques correspondent également aux débuts de la physique des particules expérimentale. Ainsi, les découvertes du positron (1932, [14]), du muon (1937, [15]) ou des pions et des kaons chargés (1947, [16, 17]) ont été faites par l'observation de traces laissées par les particules cosmiques dans une chambre à brouillard. Au cours de la seconde moitié du vingtième siècle les deux disciplines se sont ensuite spécifiées avec l'arrivée des accélérateurs de particules, tout en gardant des liens forts.

En 1939, P. Auger [18] met en évidence la nature secondaire des particules observées par la détection de particules en coïncidence temporelle dans des détecteurs séparés de plusieurs dizaines de mètres. Ces particules sont associées à une cascade de particules secondaires initiée par la pénétration d'une particule primaire dans l'atmosphère. L'étude de ces cascades de particules appelées gerbes atmosphériques est à l'origine des très nombreux progrès en physique des rayons cosmiques dont le spectre est désormais mesuré jusqu'à $\sim 10^{20}$ eV par des réseaux de détecteurs couvrant plusieurs milliers de km^2 , comme l'observatoire Pierre Auger. On sait désormais les rayons cosmiques composés en

majorité de protons ($\sim 90\%$), et dans une moindre mesure d'autres noyaux atomiques [19]. Les électrons en représentent moins de 1%. La fraction de rayons γ diffus parmi les rayons cosmiques est elle très faible, de l'ordre de 10^{-4} , voir moins. Les rayons γ n'étant pas défléchis lors de leur transport leur distribution sur le ciel n'est cependant pas isotrope : leur flux s'intensifie en direction des sources. Un des défis observationnels de l'astronomie γ tient en l'identification des gerbes atmosphériques associées à des rayons γ parmi la multitude des rayons cosmiques chargés.

1.2.2 Gerbes atmosphériques

Gerbes électromagnétiques

Les photons et électrons de très haute énergie pénétrant dans l'atmosphère génèrent des gerbes électromagnétiques. Pour un photon γ de très haute énergie l'interaction dominante est la création d'une paire électron-positron ($\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$) dans le champ électrostatique des noyaux atomiques du milieu. Ces leptons interagissent à leur tour dans les champs nucléaires, provoquant l'émission de photons γ secondaires par rayonnement de freinage. La distance caractéristique de ces interactions est la longueur de radiation X_0 , définie comme l'épaisseur de matière traversée que parcourt un électron avant de voir son énergie diminuée d'un facteur $1/e$, équivalente à $7/9$ du libre parcours moyen d'un γ avant la création d'une paire e^+e^- . Cette grandeur peut s'exprimer comme une densité intégrée sur l'épaisseur traversée. Dans l'air sec $X_0 \simeq 36.7 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. L'épaisseur de l'atmosphère depuis le niveau de la mer est ainsi équivalente à une colonne de $\simeq 28$ longueurs de radiation, ce qui en fait un calorimètre électromagnétique épais.

Les processus de création de paires et de rayonnement de freinage se reproduisent en cascade jusqu'à ce que les pertes d'énergie par ionisation des électrons deviennent prépondérantes devant celles induites par rayonnement de freinage, aux alentours de 83 MeV. En dessous de cette énergie les électrons ne participent plus au développement de la gerbe.

Les trajectoires des particules dans la gerbe sont alignées avec la direction la particule primaire mais les multiples diffusions provoquent tout de même une légère extension latérale de la gerbe. L'extension latérale d'une gerbe électromagnétique ($\sim 100 \text{ m}$) reste faible comparée à l'extension longitudinale qui est de plusieurs kilomètres, comme illustré sur la Fig. 1.6. Le développement maximal (nombre de particules maximal) d'une gerbe initiée par un photon de 100 GeV est atteint à une altitude d'environ 10 km, comme illustré sur la Fig. 1.4.

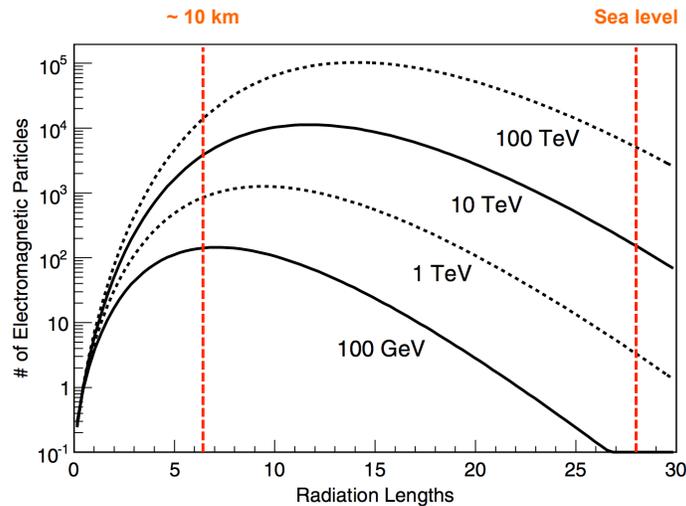


FIGURE 1.4 – Évolution du nombre de particules dans une gerbe atmosphérique électromagnétique en fonction du nombre de longueurs de radiation traversées pour des rayons γ de différentes énergies. Si l'épaisseur de l'atmosphère depuis le niveau de la mer correspond à ~ 28 longueurs de radiation, à une altitude de 5000 m l'atmosphère reste un calorimètre de ~ 15 longueurs de radiation. Figure adaptée de [20].

Gerbes hadroniques

Les gerbes hadroniques, initiées par des protons ou des noyaux plus massifs, sont le bruit de fond principal pour l'astronomie γ au sol. Les particules secondaires produites par le biais de l'interaction avec les noyaux sont alors majoritairement des pions, ainsi que d'autres mésons ou baryons (Fig. 1.5, droite). Ces hadrons reçoivent une impulsion transverse importante lors de leur production par diffusion inélastique. Les gerbes hadroniques ont donc une extension latérale plus importante que les gerbes électromagnétiques (voir Fig. 1.6, droite). De par la désintégration des pions en leptons ($\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$) et en photons ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) une gerbe hadronique présente des sous-composantes électromagnétiques. Ces processus variés provoquent un développement irrégulier des gerbes hadroniques. Ces différences notables avec les gerbes électromagnétiques ont un impact sur les observables associées à la gerbe lors de sa détection, comme présenté ci-après.

1.2.3 Émission de lumière Tcherenkov

Effet Tcherenkov

La propagation, dans un milieu caractérisé par un indice de réfraction n , d'une particule chargée dont la vitesse v est supérieure à la vitesse de phase de la lumière dans ce milieu c/n provoque une onde de choc électromagnétique, c'est l'effet Tcherenkov [23]. Cette onde de choc, analogue électromagnétique au passage du mur du son en acoustique,

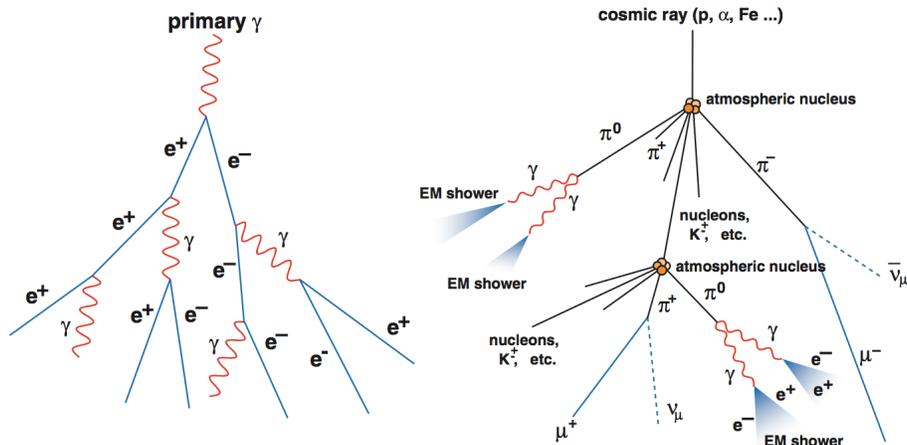


FIGURE 1.5 – Représentation schématique d'une gerbe électromagnétique (à gauche), et d'une gerbe hadronique (à droite). Figure tirée de [21].

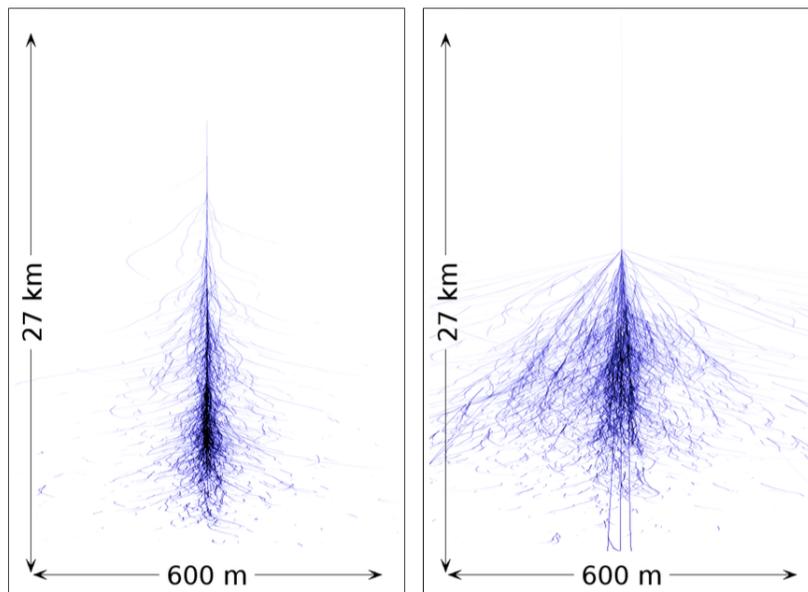


FIGURE 1.6 – Comparaison des distributions longitudinales et latérales de gerbes simulées pour un photon de 300 GeV (à gauche) et pour un proton de 1 TeV. Les lignes représentent les trajectoires des particules projetées dans un plan. Figure tirée de [22].

se matérialise sous la forme d'un cône de lumière émis vers l'avant. L'angle d'ouverture θ_C de ce cône d'émission Tcherenkov par rapport à la direction de propagation de la particule chargée s'écrit alors

$$\cos(\theta_C) = \frac{c}{nv} \sim \frac{1}{n}, \text{ pour } v \sim c. \quad (1.9)$$

L'énergie de seuil nécessaire à l'émission de lumière Tcherenkov pour une particule chargée de masse m est par définition

$$E_{\text{seuil}} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - 1/n^2}}. \quad (1.10)$$

La distribution spectrale de la lumière Tcherenkov, décrite par le nombre de photons émis par unité de longueur d'onde λ et par unité de distance parcourue par la particule chargée x obéit à la relation :

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{v^2 n^2}\right), \quad (1.11)$$

où α est la constante de structure fine et z est la charge électrique de la particule. L'intensité de lumière Tcherenkov s'accroît donc aux petites longueurs d'onde. La faible dépendance de l'indice de réfraction en longueur d'onde sur la gamme visible est ici négligéeⁱⁱⁱ.

Émission Tcherenkov des gerbes atmosphériques

L'indice de réfraction de l'air dépend de la densité de l'atmosphère, et donc de l'altitude d'émission z . Il peut s'exprimer en fonction de la densité atmosphérique au niveau de la mer ρ_0 [24] :

$$n(z) \simeq 1 + \left(2.83 \times 10^{-4} \frac{\rho(z)}{\rho_0}\right). \quad (1.12)$$

Pour un électron le seuil d'émission Tcherenkov est alors de $E_{\text{seuil}} \simeq 22$ MeV au niveau de la mer, et de 38 MeV environ à une altitude de 10 km pour un modèle atmosphérique typique [25]. Les nombreuses particules chargées ultrarelativistes d'une gerbe atmosphérique émettent donc de la lumière Tcherenkov dans la direction de propagation de la particule primaire. De par l'absorption atmosphérique très importante dans l'ultraviolet (en dessous de 300 nm), la lumière Tcherenkov émise dans l'atmosphère est reçue au sol avec intensité maximale dans le bleu (Eq. 1.11).

iii. Cette dépendance permet d'éviter toute divergence dans le cadre de cette approche classique du rayonnement Tchérenkov puisque $n(\lambda \rightarrow 0) \rightarrow 1$

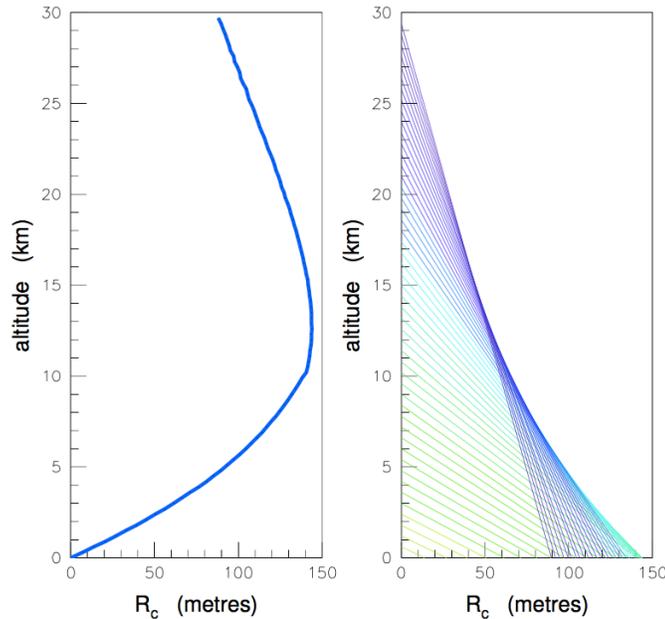


FIGURE 1.7 – Évolution du rayon du cône de lumière Tcherenkov au sol en fonction de l’altitude d’émission pour une particule chargée dont la direction est perpendiculaire au sol. A gauche la courbe représente le rayon observé au niveau de la mer. L’image de droite permet de visualiser le parcours géométrique de la lumière Tcherenkov en fonction de l’altitude. Figure tirée de [26].

L’angle d’ouverture du cône Tcherenkov est d’environ 1.35° au niveau de la mer. Cet angle diminue avec l’altitude suivant les relations 1.12 et 1.9, il est ainsi d’environ 0.8° à 10 km d’altitude. La superposition des cônes de lumière Tcherenkov émis par les particules de la gerbe à différentes altitudes engendre au sol des disques de lumière centrés autour de l’axe de propagation des particules. Le rayon de ce disque est fonction de l’altitude d’émission comme illustré sur la Fig. 1.7. La distribution radiale de l’intensité de lumière reçue au sol pour une gerbe dépend de l’altitude du développement maximal de la gerbe ainsi que de l’évolution de l’ouverture du cône Tcherenkov. Pour une gerbe observée depuis le niveau de la mer l’intensité lumineuse est ainsi maximale pour un rayon de 100 m à 140 m, donnant lieu à une structure en anneau. La distribution de lumière s’étend plus faiblement à des rayons plus élevés de par l’étalement latéral de la gerbe. La surface illuminée est ainsi supérieure à 10^4 m^2 . Le développement régulier d’une gerbe électromagnétique induit une illumination au sol régulière, *i.e.* avec une distribution d’intensité en anneau relativement symétrique et sans sous-structures significatives. Dans le cas d’une gerbe hadronique les différentes sous-composantes provoquent un étalement plus important de la surface illuminée et une distribution de lumière plus irrégulière. Ces différences sont illustrées sur la Fig. 1.8.

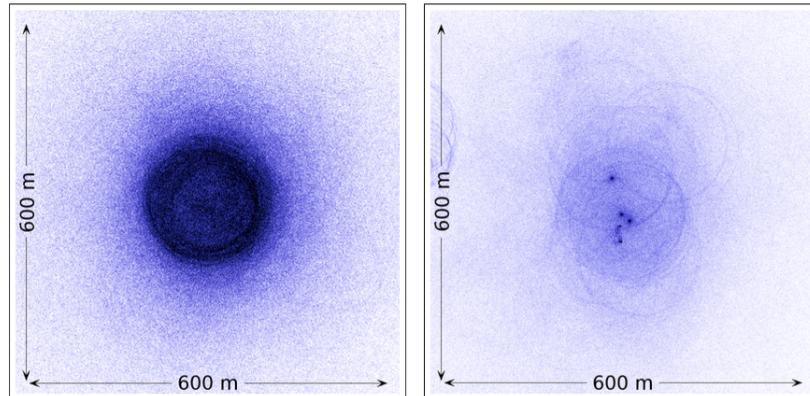


FIGURE 1.8 – Comparaison des distributions de lumière Tcherenkov au sol pour les gerbes atmosphériques simulées de la Fig. 1.6 : à gauche pour une gerbe électromagnétique et à droite pour une gerbe hadronique. La quantité de lumière Tcherenkov reçue au sol est ici intégrée sur toute la durée de la gerbe. Figure tirée de [22].

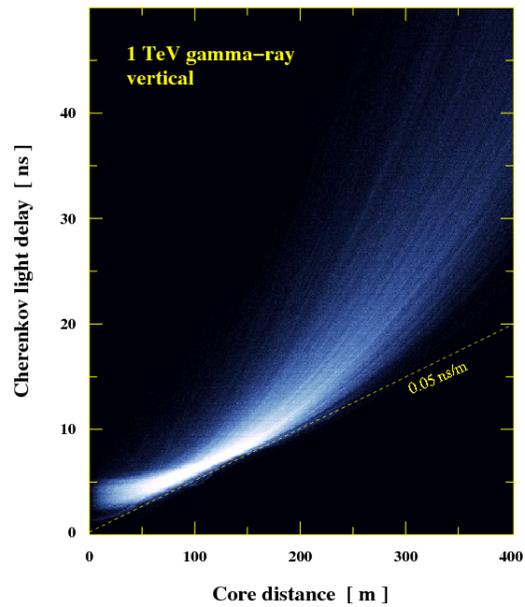


FIGURE 1.9 – Distribution simulée en temps d'arrivée et en paramètre d'impact du front de lumière Tcherenkov pour un photon γ incident de 1 TeV dont la direction d'arrivée est verticale (zénith) pour l'observateur. L'origine des temps correspond au temps d'arrivée qu'aurait eu le photon γ incident. Figure tirée de [27].

L'arrivée au sol du front de lumière Tcherenkov issu d'une gerbe atmosphérique est un phénomène bref, de l'ordre de 10 ns. La durée exacte du signal au sol dépend de la distance de l'observateur à l'axe de la gerbe et de l'inclinaison de la gerbe par rapport au sol. Les paramètres rentrant en jeu dans la dispersion temporelle du signal sont d'une part le délai des photons sur les particules chargées dû à la réfraction dans le milieu, et d'autre part le délai géométrique dû à la différence de chemin parcouru. La Fig. 1.9 montre la dispersion temporelle de la lumière Tcherenkov pour une gerbe électromagnétique verticale, en fonction de la distance au point d'impact qu'aurait eu la particule primaire au sol. Proche de l'axe de la gerbe les photons Tcherenkov émis à plus basse altitude atteignent le sol en premier. A grand paramètre d'impact les photons émis à plus basse altitude ont un trajet géométrique plus grand que les photons émis plus haut et arrivent alors plus tard. Les deux effets se compensent autour du maximum d'intensité (~ 100 m) où la largeur du front d'onde se réduit à environ 3 ns.

1.2.4 Imagerie Tcherenkov atmosphérique

Le rayonnement Tcherenkov associé à une gerbe atmosphérique en est une observable particulière intéressante. Son observation depuis le sol permet de prendre en compte le développement d'une gerbe dans son intégralité, là où la détection du passage des particules de la gerbe ne permet que d'en réaliser un échantillonnage à un instant donné. Les difficultés intrinsèques à la détection du rayonnement Tcherenkov atmosphérique résident dans la brièveté du signal et sa faible intensité, noyée dans la lumière du ciel nocturne. La capacité d'un détecteur à distinguer un signal Tcherenkov S dans un bruit de fond de ciel de flux ϕ_B peut être quantifiée par le rapport signal sur bruit

$$\frac{S}{\sqrt{B}} \propto \sqrt{\frac{A}{\Delta t \Omega \phi_B}}, \quad (1.13)$$

où A est la surface effective de collection du détecteur, Ω son champ de vue et Δt sa résolution temporelle. De grandes surfaces de collection et une électronique rapide dans des conditions de bruit de fond ciel les plus basses possibles sont donc les ingrédients nécessaires à la détection du rayonnement Tcherenkov atmosphérique. Le seuil en énergie du détecteur est inversement proportionnel à l'expression 1.13.

C'est en 1953 que W. Galbraith and J. V. Jelley réussirent la première observation de lumière Tcherenkov atmosphérique au sol avec un détecteur très simple composé d'un miroir de 25 cm de diamètre réfléchissant la lumière sur un tube photomultiplicateur (PMT) échantillonné à 5 MHz [28]. Avec un seuil d'intensité 4 fois supérieur au bruit de fond de ciel un signal était observé toutes les 2 à 3 minutes. Cette expérience fondatrice démontra la faisabilité de la technique d'observation.

Les deux décennies suivantes virent le développement de la technique par l'utilisation

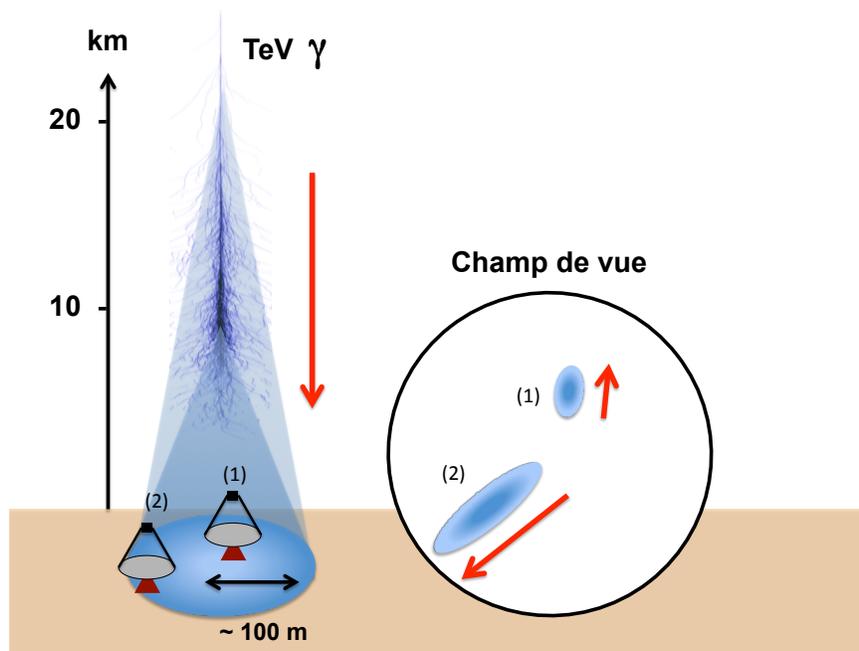


FIGURE 1.10 – Schéma illustrant le principe de l'imagerie Tcherenkov. Le champ de vue d'un télescope Tcherenkov contient l'image du développement longitudinal de la gerbe électromagnétique depuis sa perspective d'observation. L'extension de l'image dépend de la longueur de la gerbe ainsi que de son paramètre d'impact vis-à-vis du télescope. Le gradient temporel suit lui le comportement illustré sur la Fig. 1.9.

de surfaces réfléchissantes plus larges et l'utilisation de plusieurs PMTs. Cependant, cette première génération d'instruments ne permet pas d'identifier les rayons γ parmi les rayons cosmiques bien plus nombreux. C'est seulement à partir des années 1980 que l'astronomie γ de très haute énergie s'est véritablement développée avec les concepts permettant la distinction des gerbes électromagnétiques et hadroniques, ainsi que l'utilisation des premières simulations informatiques. La technique d'imagerie, proposée notamment par A. M. Hillas en 1985 [29] est basée sur l'utilisation de nombreux PMTs afin d'enregistrer l'image d'une gerbe Tcherenkov avec une résolution angulaire plus fine que sa taille. Ces PMTs en réseau forment ce qui est appelé la caméra Tcherenkov, placée dans le plan focal d'une surface réfléchissante. Un tel dispositif constitue un télescope Tcherenkov. La caméra reçoit ainsi l'image angulaire de la gerbe en lumière Tcherenkov et reflète son développement longitudinal depuis la perspective d'observation. Le principe de l'imagerie Tcherenkov est illustré sur la Fig. 1.10. La morphologie de l'image est ensuite utilisée pour identifier la nature de la gerbe et les propriétés du photon γ incident. Ces techniques d'identification et de reconstruction des gerbes seront abordées plus en détail dans le chapitre suivant dans le cas de H.E.S.S.

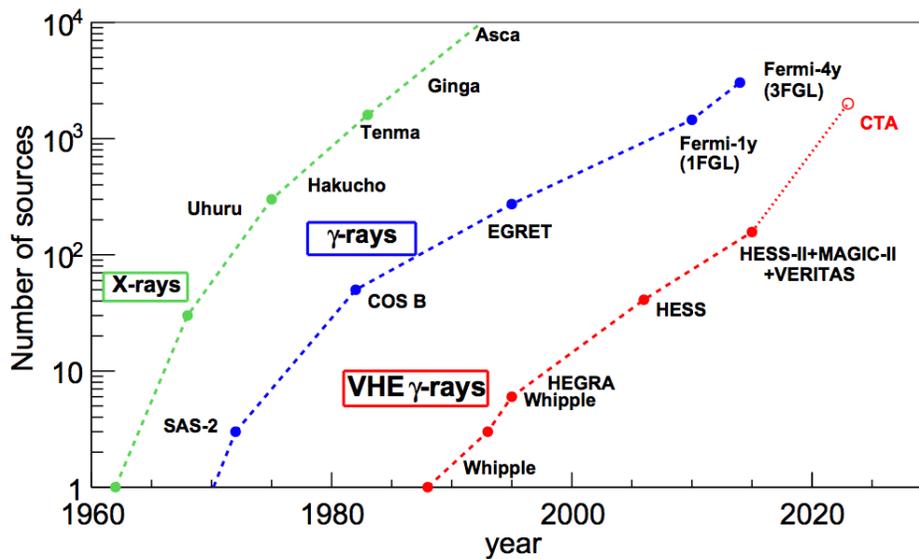


FIGURE 1.11 – Illustration de l'évolution historique du nombre de sources découvertes en astronomie γ et des expériences qui y ont été associées. Le régime des très hautes énergies en est la branche la plus jeune (en rouge). Le dernier point correspondant à CTA est une prédiction après deux années de prises de données avec le réseau complet. Figure tirée de [31].

La technique d'imagerie et les progrès de l'instrumentation menèrent à la découverte en 1989 par le télescope Whipple de la première source γ à très haute énergie : la nébuleuse du Crabe [30]. L'astronomie γ de très haute énergie prit son essor à la suite de ce premier succès avec d'autres expériences pionnières telles que HEGRA, CAT ou CANGAROO. Dans les années 2000 et avec des expériences telles H.E.S.S. MAGIC et VERITAS les progrès ont été considérables grâce notamment à l'utilisation de caméras très finement pixellisées à l'électronique rapide, à l'utilisation de plusieurs télescopes permettant une vision stéréoscopique des gerbes, ainsi qu'à l'abaissement du seuil en énergie à ~ 100 GeV. Des dizaines de sources ont été découvertes (Fig. 1.11). Au début de l'année 2017 le nombre de sources de rayons γ de très haute énergie découvertes est de 181^{iv}. La Fig. 1.12 en présente la carte du ciel, en coordonnées équatoriales.

iv. <http://tevcat2.uchicago.edu/>

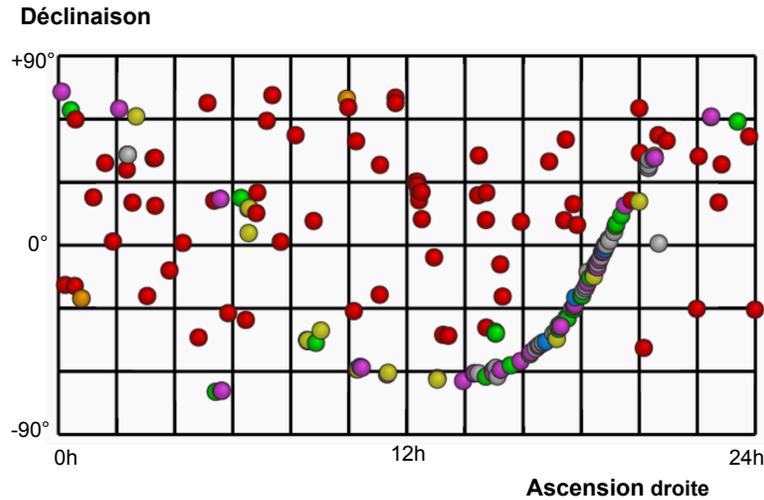


FIGURE 1.12 – Carte du ciel en coordonnées équatoriales montrant la distribution et la nature des 181 sources découvertes en astronomie γ de très haute énergie au début de l'année 2017. Pour les sources extragalactiques : les points rouges représentent des noyaux actifs de galaxies, les points oranges des galaxies à sursaut d'étoiles. Le plan galactique se distingue aisément avec une grande concentration de sources : en vert les vestiges de supernovæ, en violet les nébuleuses à vent de pulsar, en jaune les systèmes binaires. Les symboles gris représentent des sources dont la nature est débattue, associées aux régions denses du plan galactique. Figure réalisée à partir des outils disponibles sur tevcat2.uchicago.edu.

Le succès de l'astronomie γ à travers la technique d'imagerie Tcherenkov atmosphérique ne se réduit pas au nombre de sources découvertes : il tient aussi en la caractérisation précise de leurs propriétés spectrales, temporelles ou encore morphologiques pour des sources galactiques comme les vestiges de supernovæ (e.g. [32]). En plus de l'étude astrophysique des différentes sources, l'imagerie Tcherenkov a permis la découverte d'une émission diffuse de très haute énergie en provenance du plan galactique (e.g. [33]), et permet également un programme varié de physique des astroparticules comme par exemple la recherche indirecte de matière noire (e.g. [34]).

La discipline désormais mature a un futur prometteur devant elle avec la construction prochaine du réseau CTA, qui avec plusieurs dizaines de télescopes de dimensions différentes, permettra un gain de sensibilité de l'ordre d'un facteur 10. Si la technique d'imagerie Tcherenkov domine l'astronomie γ de très haute énergie, il faut également évoquer les détecteurs de particules qui, malgré des capacités de séparation des gerbes électromagnétiques et hadroniques plus réduites et un seuil en énergie plus élevé, ne sont pas limités par la lumière de jour et possèdent un champ de vue panoramique. Ces expériences telles Milagro, HAWC et LHAASO sont complémentaires aux imageurs Tcherenkov.

Chapitre 2

L'expérience H.E.S.S.

Sommaire

2.1 Réseau d'imageurs Cherenkov	38
2.1.1 Télescopes	38
2.1.2 Caméras	39
2.1.3 Système de déclenchement	41
2.1.4 Prise de données	41
2.2 Calibration	42
2.2.1 Piédestal	42
2.2.2 Gain	43
2.2.3 Efficacité de collection	43
2.3 Reconstruction	44
2.3.1 Méthode de Hillas	45
2.3.2 Modèle semi-analytique	45
2.3.3 Autres méthodes	48
2.4 Analyse	50
2.4.1 Soustraction de fond	50
2.4.2 Extraction du signal	51
2.4.3 Spectres en énergie et courbes de lumière	52

H.E.S.S. (pour High Energy Stereoscopic System) est un réseau de cinq télescopes Tcherenkov dédié à l'observation des photons γ d'énergie supérieure à quelques dizaines de GeV. L'expérience est située en Namibie, sur le haut plateau des Monts Khomas à environ 1800 m d'altitude (23°16'18" S, 16° 30'00" E). Le site a notamment été choisi en raison de son isolement : loin de toute agglomération le ciel nocturne y est exempt de pollution

lumineuse. De plus, le climat semi-désertique garantit un ciel dégagé et une faible humidité la majeure partie de l'année. L'altitude de 1800 m permet de se rapprocher du maximum de développement des gerbes et de réduire l'absorption de la lumière Tcherenkov. Le choix de la latitude australe du site, proche du tropique du Capricorne, a été notamment motivé par la possibilité d'observer le plan galactique dans des conditions optimales d'angle zénithal. Après de nombreux succès depuis sa mise en opération en 2003 dans une phase avec quatre télescopes identiques, H.E.S.S. est devenu en 2012 le premier réseau de télescopes Tcherenkov hybride au monde avec l'ajout d'un très grand télescope central. Cette expérience est le fruit d'une collaboration internationale regroupant 12 paysⁱ.

2.1 Réseau d'imageurs Chenrenkov



FIGURE 2.1 – Photographie du réseau hybride de télescopes Tcherenkov H.E.S.S.-II. (crédits : collaboration H.E.S.S.). En journée les télescopes sont dirigés vers le sud afin d'éviter toute réflexion directe de lumière solaire. De droite à gauche les télescopes sont CT1, CT2, CT5 (au centre), CT3 et CT4. Au premier plan se situe le bâtiment abritant la salle de contrôle et la ferme de calcul.

2.1.1 Télescopes

La première phase de H.E.S.S. est pleinement opérationnelle depuis la fin de l'année 2003. Dans cette configuration, appelée H.E.S.S.-I, quatre télescopes de conception identique (nommés CT1-4, pour "Cherenkov Telescope n° ") sont disposés aux sommets d'un

i. www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/pages/collaboration/institutions/

carré de 120 m de côté dont les diagonales sont orientées suivant les axes Nord-Sud et Est-Ouest. Cette disposition a été choisie afin d’optimiser la reconstruction stéréoscopique et de permettre un seuil en énergie ~ 100 GeV. Chacun de ces quatre télescopes totalise une surface réflectrice de 108 m². Leur monture est alt-azimutale avec un réflecteur de type Davies-Cotton [35] : les 382 miroirs sphériques d’un diamètre de 60 cm et d’une distance focale de 15 m sont placés sur une calotte sphérique dont le rayon correspond à la distance focale des facettes. Cette configuration réduit les aberrations géométriques mais provoque un léger asynchronisme lors de la réception des photons dans le plan focal entre le centre et les bords de la calotte réflectrice. La moyenne quadratique de cette dispersion temporelle est de $\simeq 1.4$ ns [36].

La seconde phase de l’expérience, H.E.S.S.–II, opérationnelle depuis 2012, a consisté en l’ajout d’un cinquième grand télescope au centre de réseau afin notamment de baisser le seuil en énergie de l’expérience tout en augmentant sa capacité générale de réjection de fond. Ce télescope géant (CT5) totalise une surface réflectrice de 614 m². Cette surface est supportée par un réflecteur parabolique de 32.6 m sur 24.3 m sur lequel sont disposées 875 facettes hexagonales d’une envergure de 90 cm et d’une distance focale de 36 m. La géométrie parabolique n’induit pas d’asynchronisme de réception des photons dans le plan focal. Cette monture a donc été préférée à une monture Davies-Cotton qui aurait induit une dispersion temporelle importante pour de telles dimensions. CT5 reste en 2017 le plus grand télescope Tcherenkov jamais construit, et également le plus grand télescope à miroirs optiquesⁱⁱ. Malgré un poids total de 580 tonnes, une motorisation puissante permet à CT5 d’atteindre une vitesse de rotation de 100° par minute [37] particulièrement appropriée pour des repointages rapides dans le cadre de la recherche de sources transitoires.

Les facettes des miroirs sont équipées d’un support motorisé qui permet leur bon alignement en faisant coïncider les images réfléchies individuellement en une seule. La fonction d’étalement du point (appelée par la suite PSF) est alors contenue dans un rayon inférieur à 0.1° [38]. Tous les télescopes sont équipés d’un système de guidage permettant une précision de l’ordre de la seconde d’arc. La direction pointée effective est ensuite contrôlée *via* des acquisitions spécifiques qui seront détaillées au Chap. 3.

2.1.2 Caméras

La lumière arrivant sur la surface réflectrice de chaque télescope est focalisée sur une caméra située dans le plan focal. Cette caméra doit permettre d’enregistrer l’image en lumière Tcherenkov d’une gerbe atmosphérique. Les caméras de H.E.S.S. sont finement pixellisées afin de résoudre les détails d’une gerbe pour une reconstruction optimale des paramètres du rayon γ initial.

Les caméras des quatre premiers télescopes (CT1-4) sont constituées d’un réseau hexago-

ii. Il sera détrôné par le télescope E-ELT observant dans le domaine visible

nal de 960 tubes photomultiplicateursⁱⁱⁱ (PMT). La photo-cathode d'un PMT convertit les photons incidents en électrons (appelés photo-électrons) dont le nombre est multiplié par plusieurs dynodes afin d'obtenir un courant mesurable en sortie. Le gain d'un PMT est défini comme le nombre d'électrons récupérés pour un photo-électron à la photo-cathode. Le gain nominal des PMTs de H.E.S.S. est de 2×10^5 . Une voie d'amplification de haut gain permet de résoudre le photo-électron unique. Une voie de bas gain (dont le gain est 13.5 fois moindre) est également présente afin d'étendre la gamme dynamique de l'instrument jusqu'à des charges de ~ 2000 photo-électrons.

Chacun de ces PMTs correspond à un pixel de l'image sur la caméra et possède un champ de vue sur le ciel de 0.16° , les caméras de CT1-4 ayant un champ de vue total de 5° de diamètre [36]. La caméra de CT5 est elle constituée de 2048 PMTs couvrant chacun 0.067° sur le ciel, pour un champ de vue total de 3.2° de diamètre [39]. Tous les PMTs sont équipés de cônes de Winston qui permettent de concentrer la lumière, de combler les surfaces inutilisées entre les PMTs, et de réduire le bruit de fond de lumière ambiante. Les PMTs sont groupés par 16 dans des unités appelées "tiroirs" gérant l'alimentation en haute tension et le contrôle de l'électronique.

L'arrivée au sol de la lumière Tcherenkov issue d'une gerbe atmosphérique est un évènement très bref, de l'ordre de 5 ns pour une gerbe peu inclinée, comme illustré par la largeur du front d'onde sur la Fig. 1.9. Les caméras sont équipées d'une électronique rapide embarquée car la prise de décision pour l'enregistrement d'un évènement doit être rapide et la fenêtre temporelle d'intégration du signal doit se rapprocher au maximum de la durée du passage du front de lumière Tcherenkov. Pour un temps d'intégration plus long le signal est noyé dans les fluctuations du bruit de fond de ciel, voir Fig. 2.2. Dans H.E.S.S. cette fenêtre d'intégration est de 16 ns.

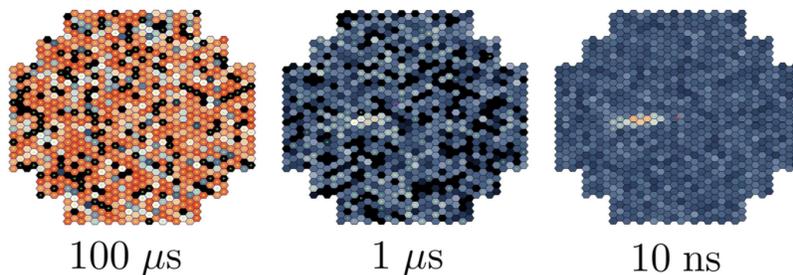


FIGURE 2.2 – Images simulées d'un évènement γ dans une caméra de type H.E.S.S.-I, obtenues en considérant différentes durées d'intégration du signal : de gauche à droite $100 \mu\text{s}$, $1 \mu\text{s}$ et 10 ns . L'échelle de couleur traduit l'intensité lumineuse reçue par pixel (K. Bernlöhr).

iii. Modèle : Photonis XP2960, sensibilité maximale à 420 nm.

2.1.3 Système de déclenchement

H.E.S.S. fonctionne en mode déclenché, *i.e.* les informations ne sont enregistrées que lorsque des conditions spécifiques de luminosité et de corrélations sont réunies dans les caméras des télescopes. L'optimisation de la stratégie de déclenchement de H.E.S.S. est détaillée dans [40]. Le déclenchement d'une caméra a lieu si dans un secteur de 64 pixels contigus, trois pixels dépassent un seuil d'intensité de 4 photo-électrons dans une fenêtre de 1.3 ns. Le signal –dont seules les 128 dernières nanosecondes sont mises en mémoire tampon (256 ns pour CT5)– est alors intégré sur 16 ns à partir du temps d'origine du déclenchement. La charge récupérée depuis les mémoires analogiques est numérisée en coups d'ADC (pour "Analog to Digital Converter"). A ce déclenchement local (caméras individuelles) s'ajoute un niveau de déclenchement central : un déclenchement en coïncidence avec la caméra d'un autre télescope dans une fenêtre de 80 ns entraîne le transfert des données au système central. Le déclenchement fortuit dû à des muons isolés est ainsi réduit de façon importante. Pour H.E.S.S.–I, le taux de déclenchement d'une caméra unique est $\gtrsim 1$ kHz. Il est réduit à $\simeq 200$ -400 Hz pour le réseau global [40]. L'absence de coïncidence avec au moins un autre télescope provoque l'arrêt de la numérisation du signal dans la caméra déclenchée et la prise de données reprend. Pour les caméras initiales de H.E.S.S.–I la procédure de lecture et d'enregistrement dure environ 450 μ s. Durant ce temps mort la caméra n'est plus disponible pour l'observation.

Dans le cas de H.E.S.S.–II, CT5 a la possibilité de déclencher seul le système central. En effet, sa surface effective lui permettant d'opérer plus bas en énergie, la condition de coïncidence avec CT1-4 est un facteur limitant du seuil en énergie. CT5 peut donc opérer dans un mode monoscopique, ou mode *Mono*. Ce mode dédié aux plus basses énergies souffre d'un taux de déclenchement très élevé (plusieurs kHz). Un algorithme de déclenchement de niveau 2 basé sur des considérations de regroupement et de morphologie des pixels touchés a été développé pour CT5 afin de réduire le flux de données [41]. Le flux de rayons cosmiques étant inversement proportionnel à une puissance positive de l'énergie, les taux de déclenchement sont plus élevés pour CT5. L'électronique de sa caméra a été conçue pour un temps mort très réduit d'environ 15 μ s. Une modernisation de l'électronique des caméras de CT1-4 a été effectuée en 2016 afin de réduire le temps mort de ces caméras initiales à une valeur comparable à celui de CT5 [42], visant à l'amélioration des performances en stéréoscopie à 5 télescopes.

2.1.4 Prise de données

Pour une détection optimale des gerbes atmosphériques et afin d'éviter un taux de déclenchement excessif sur des événements fortuits, les prises de données ne sont effectuées qu'en l'absence de couverture nuageuse et lorsque le niveau de bruit de fond de ciel est suffisamment faible. Les observations ont donc lieu de nuit, lorsque le soleil est situé à un angle d'au moins 18° sous l'horizon, et que la lune est également sous l'horizon.

Il en résulte un total d'environ 1000 heures d'observation par an. Les quelques nuits autour de la pleine lune où la prise de données est impossible définissent la transition entre les périodes d'observations. Chaque période, deux à trois membres de la collaboration H.E.S.S. se relaient sur site afin d'assurer le bon déroulement des observations.

Les prises de données sont séquencées en "runs" d'une durée nominale de 28 minutes afin de limiter le volume des données et de garder des conditions d'observations relativement homogènes au sein d'un même run. Le programme d'observation est établi à l'avance sur la base des propositions faites par les membres de la collaboration. Il peut néanmoins être modifié en fonction d'opportunités immédiates, par exemple lors d'alertes concernant des phénomènes transitoires vus par d'autres instruments. Des runs de calibrations sont également pris au cours de chaque période, puisqu'une calibration régulière est nécessaire à l'exploitation des données.

2.2 Calibration

En sortie des caméras le signal est enregistré en coups d'ADC *i.e.* en terme de charge reçue par chaque pixel, convertie depuis les mémoires analogiques. Ces données brutes sont dépendantes de nombreux paramètres instrumentaux comme la réflectivité des miroirs, la réponse des PMTs et l'électronique de la caméra. Ces paramètres sont fonction du temps et n'influent pas nécessairement de manière homogène sur tous les pixels. En plus d'une simulation de la réponse de l'instrument, des mesures dédiées sont prises afin de pouvoir convertir les coups d'ADC en nombre de photo-électrons puis en nombre de photons Tcherenkov. Ces procédures de calibration sont détaillées dans [43] [44] et seuls quelques aspects sont esquissés ici. Dans H.E.S.S. les données sont soumises à deux chaînes de calibration indépendantes, permettant une validation croisée des résultats obtenus.

2.2.1 Piédestal

Le piédestal d'un pixel est défini comme le nombre moyen de coups d'ADC en l'absence de tout signal. La détermination précise des piédestaux est essentielle puisque le signal Tcherenkov est déterminé en référence à cette ligne de base. Des runs dédiés sont pris avec le capot de la caméra fermé afin de déterminer le piédestal électronique en l'absence de lumière ambiante. La largeur du piédestal est une mesure du bruit électronique dans la caméra (typiquement 15 coups d'ADC en haut-gain). La position et la largeur des piédestaux sont fonction de nombreux paramètres instrumentaux comme la température ou la lumière ambiante. Ces valeurs sont ainsi déterminées au cours des runs d'observations en utilisant la distribution en coups d'ADC pour les pixels non touchés par une image de gerbe atmosphérique, et mises à jour toutes les 2 min [45]. Plus de détails sur l'influence du bruit de fond de ciel (NSB) sont donnés au Chap. 3 où une méthode utilisant les piédestaux pour une vérification de la direction pointée est présentée.

2.2.2 Gain

La détermination du gain se fait à travers la détection du photo-électron unique en voie de haut-gain. Cette mesure est l'étalon permettant la conversion du signal électrique (coups d'ADC) au nombre de photo-électrons. Elle est effectuée lors de runs dédiés durant lesquels une diode électroluminescente pulsée spécialement calibrée afin de délivrer en moyenne un photo-électron illumine la caméra. L'ajustement de la distribution en coups d'ADC obtenue permet d'identifier l'écart entre le photo-électron unique et le piédestal, voir Fig. 2.3.

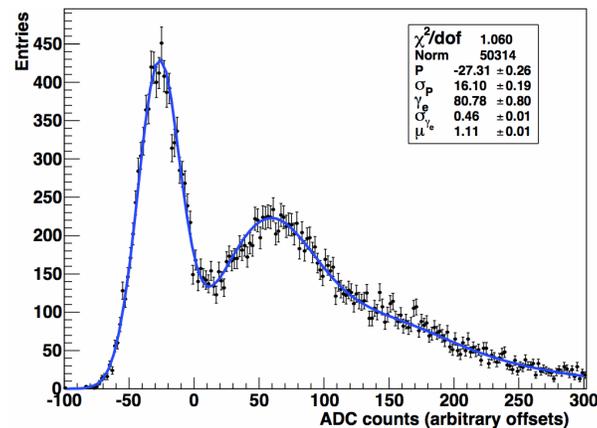


FIGURE 2.3 – Distribution en coups d'ADC dans la voie de haut-gain pour un run de calibration du photo-électron unique pour une caméra de type H.E.S.S.-I. Le pic de plus basse charge correspond au piédestal, le second pic correspond au photo-électron unique, résolu à 80 coups d'ADC du piédestal, tiré de [43].

Le gain dans la voie de bas gain est déterminé indirectement à partir des piédestaux en comparant la charge des évènements dans les deux voies dans le régime de réponse linéaire.

2.2.3 Efficacité de collection

La conversion du nombre de photo-électrons en nombre de photons Tcherenkov dépend de toute la chaîne de transmission de lumière depuis la transparence de l'atmosphère jusqu'aux cônes de Winston et à l'efficacité quantique des PMTs. C'est pourquoi, en plus de la calibration de la caméra proprement dite, une calibration de l'efficacité de collection de lumière (ou efficacité optique) du système est nécessaire. L'efficacité relative de chaque pixel est mesurée lors de runs spécifiques dits de 'flat-fielding' où une source de lumière éclaire de manière homogène toute la surface de la caméra. Ceci permet la prise en compte des inhomogénéités de collection de lumière entre les pixels. L'efficacité absolue du système est obtenue à partir des signaux de muons

isolés passant à proximité des télescopes [46]. En effet, lorsqu'un muon traverse un télescope, son cône Tcherenkov se traduit dans le plan focal de la caméra par une image en forme d'anneau, voir Fig.2.4(b). La quantité de lumière reçue est ensuite ajustée par un modèle de formation d'images des anneaux dans les caméras dont un paramètre libre est l'efficacité de collection du système. Les cinq télescopes présentent des variations corrélées d'efficacité de collection liées aux variations de transparence de l'atmosphère, mais également une dégradation progressive au cours du temps du fait de la baisse de réflectivité des miroirs. Cette efficacité optique est cruciale dans la détermination des fonctions de réponse de l'instrument utilisées pour la reconstruction spectrale qui sera présentée plus loin.

2.3 Reconstruction

L'étape de calibration permet de connaître le nombre de photons Tcherenkov associés à chaque événement ayant déclenché l'acquisition. L'étape de reconstruction doit ensuite permettre :

- d'identifier la nature de la particule ayant initié la gerbe en rejetant les événements issus de hadrons ou muons et en sélectionnant les événements issus de photons γ
- de reconstruire les propriétés du γ incident telles que sa direction d'arrivée et son énergie

Les techniques de reconstruction sont basées sur la morphologie des images, liée à la physique des gerbes atmosphériques introduite au Chap. 1. La fine pixellisation des caméras de H.E.S.S. permet une discrimination optimale entre des événements issus de protons Fig.2.4(a), de muons Fig.2.4(b) ou de photons Fig.2.4(c) .

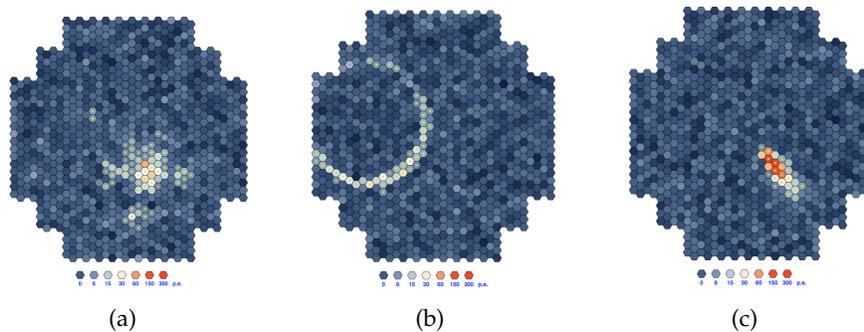


FIGURE 2.4 – Images simulées dans une caméra de type H.E.S.S.-I pour différentes particules incidentes, de gauche à droite proton, muon, et photon γ . (K. Bernlöhr)

2.3.1 Méthode de Hillas

La méthode de Hillas, ou méthode des moments réduits est la méthode historique d'analyse d'image Tcherenkov des gerbes. L'image de la gerbe dans la caméra est assimilée à une ellipse dont la distribution d'intensité transverse et longitudinale est gaussienne. Un nettoyage des images est nécessaire pour ne conserver que les pixels concernés par la gerbe. L'image nettoyée est ensuite ajustée par une ellipse dont les moments géométriques de l'image sont extraits, voir Fig.2.5(a) :

- Longueur (L) et largeur (w) des axes de l'ellipse
- Charge totale contenue dans l'ellipse
- Distance nominale entre le centre de la caméra et le barycentre de l'image (d)
- Angle azimutal ϕ entre l'axe reliant le centre de la caméra et le barycentre de l'ellipse, par rapport à un axe référence de la caméra
- Angle d'orientation α entre l'axe principal de l'ellipse et l'axe reliant le centre de la caméra au barycentre de l'ellipse

Des moments d'ordres supérieurs peuvent être considérés afin de prendre en compte des asymétries de l'image.

Ces paramètres dits de Hillas permettent de reconstruire la direction et l'énergie de la particule incidente. La discrimination entre photons et hadrons est basée sur le fait que les gerbes hadroniques ont une largeur d'ellipse plus importante que les gerbes électromagnétiques ainsi qu'une distribution plus étalée et irrégulière. Les observations en stéréoscopie permettent de reconstruire précisément la direction de la source à partir de l'intersection des grands axes des ellipses dans le champ de vue, voir Fig. 2.5(b). Projetée au sol cette intersection des axes permet de reconstruire le paramètre d'impact de la gerbe. L'énergie est déterminée par comparaison avec des images simulées en tenant compte de la charge contenue dans l'ellipse et du paramètre d'impact reconstruit.

2.3.2 Modèle semi-analytique

La méthode de reconstruction par modèle semi-analytique, également appelée analyse *Model*, est basée sur la comparaison de l'image observée dans la caméra en termes d'intensité du signal reçu dans chaque pixel à des images générées en utilisant un modèle semi-analytique de développement des gerbes [48]. C'est la méthode très majoritairement utilisée pour les analyses réalisées au cours de cette thèse.

Des simulations Monte-Carlo de gerbes atmosphériques sont ajustées afin d'obtenir une paramétrisation analytique de paramètres tels que le nombre de particules dans la gerbe en fonction de la profondeur atmosphérique, leur spectre en énergie ainsi que leurs distributions spatiales. La réponse du détecteur est également prise en compte à travers des simulations Monte-Carlo. Le modèle prédit ainsi la quantité de lumière Tcherenkov

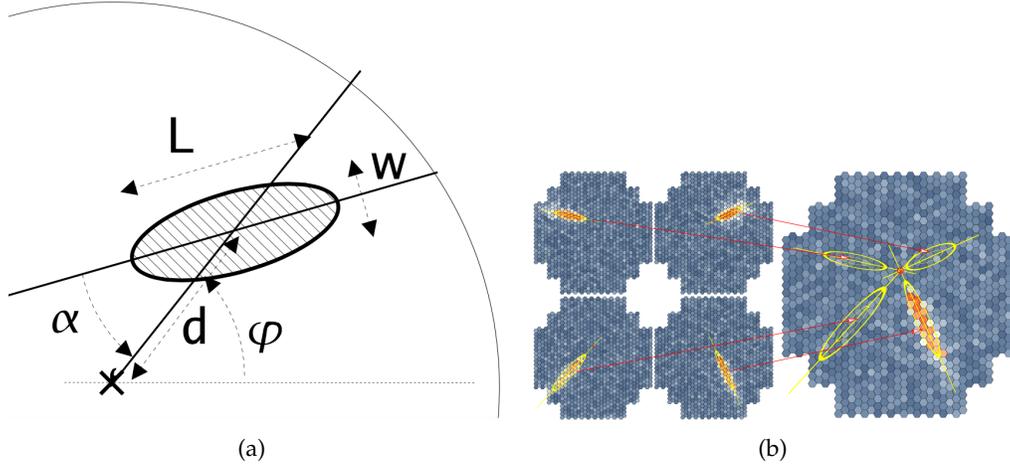


FIGURE 2.5 – 2.5(a) Schéma illustrant les paramètres de Hillas, tiré de [47]. 2.5(b) Illustration de la reconstruction stéréoscopique à quatre télescopes : les images obtenues dans les quatre caméras sont superposées dans un plan. (K. Bernlöhr)

atteignant chaque pixel dans les caméras pour un photon γ incident simulé à différentes valeurs d'énergie primaire, d'angle zénithal, de paramètre d'impact, et de profondeur atmosphérique de première interaction. Une procédure d'optimisation permet ensuite de reconstruire l'énergie, la profondeur d'interaction, la direction (2 paramètres) et le paramètre d'impact (2 paramètres) les plus probables du photon γ observé. Cette procédure d'ajustement à 6 paramètres est basée sur la maximisation de la fonction de vraisemblance sommée sur tous les pixels :

$$\ln L = \sum_{\text{pixel } i} -2 \ln P_i(s_i | \mu_i, \sigma_p, \sigma_\gamma), \quad (2.1)$$

où $P_i(s_i | \mu_i, \sigma_p, \sigma_\gamma)$ est la probabilité d'observer dans un pixel i un signal s_i pour une intensité prédite par le modèle μ_i , une largeur du piédestal σ_p et une largeur du pic du photo-électron unique σ_γ . Cette probabilité conditionnelle s'exprime comme la convolution de la distribution de Poisson associée à l'observation de n photo-électrons avec la résolution de PMT prise comme une distribution gaussienne de de largeur $\sqrt{\sigma_p^2 + n\sigma_\gamma^2}$:

$$P_i(s | \mu, \sigma_p, \sigma_\gamma) = \sum_n \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n! \sqrt{2\pi(\sigma_p^2 + n\sigma_\gamma^2)}} \exp\left(-\frac{(s - \mu)^2}{2(\sigma_p^2 + n\sigma_\gamma^2)}\right). \quad (2.2)$$

La qualité de l'ajustement au modèle permettant la discrimination entre les gerbes initiées par des hadrons et celles initiées par des photons est quantifiée par une variable discriminante G définie comme la différence normalisée entre la fonction de vraisemblance obtenue $\ln L(s_i | \mu_i)$ et sa valeur attendue $\langle \ln L \rangle |_{\mu_i}$ en considérant différentes

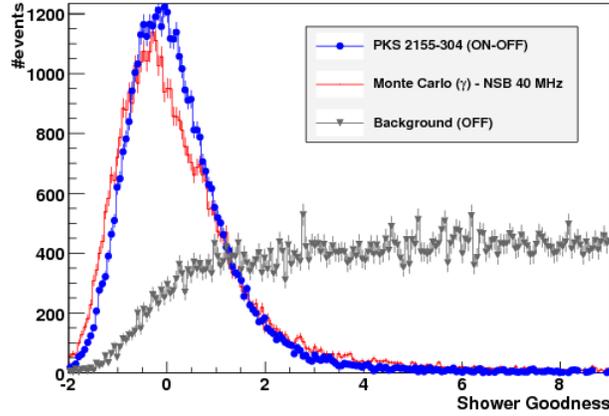


FIGURE 2.6 – Distribution de la variable Shower Goodness pour des évènements en provenance du blazar PKS 2155-304 (en bleu), des évènements simulés (en rouge) et des évènements de fond (en gris). Figure tirée de [48]. Une coupure à 0.6 permet de rejeter plus de 90 % des évènements de fond.

réalisations du modèle :

$$G = \frac{\ln L(s_i|\mu_i) - \langle \ln L \rangle |_{\mu_i}}{\sqrt{2N_{dof}}}, \quad (2.3)$$

où N_{dof} correspond au nombre de degrés de libertés lors de l'ajustement (nombre de pixels considérés - 6).

Pour les pixels concernés par le cœur de gerbe, G définit la variable *Shower Goodness* dont le pouvoir discriminant est illustré sur la Fig. 2.6. Cette variable est en pratique moyennée sur les télescopes participant afin d'obtenir la variable *Mean Scaled Shower Goodness* qui permet une discrimination optimale, en exploitant au mieux la stéréoscopie. En plus de cette variable discriminante principale qu'est *Shower Goodness* d'autres coupures sur les évènements sont appliquées telles qu'un seuil sur l'intensité en photo-électrons de l'image par caméra (typiquement 60), une limite sur la distance du cœur de la gerbe au centre de la caméra (2°), la distance angulaire à la source élevée au carré θ^2 , ou la profondeur de première interaction reconstruite.

Différents profils de reconstruction peuvent être appliqués, consistant en des valeurs différentes des coupures de sélection, allant des plus dures (Hard cuts) aux plus lâches (Loose cuts). Le choix des coupures est fonction de la source observée et des conditions dans lesquelles les observations ont été réalisées : si pour une source ponctuelle dans des conditions de bruit de fond de ciel faible des coupures lâches sont permises, dans le cas d'une source dans un environnement plus complexe des coupures plus dures sont de mise afin d'éviter une contamination trop importante par des évènements de fond.

La méthode *Model*, plus sensible que la méthode de Hillas, permet pour une analyse stéréoscopique de type H.E.S.S.–I une résolution angulaire inférieure à 0.1° et une résolution en énergie de l'ordre de 8% à 12% pour des conditions d'observations usuelles, comme illustré sur la Fig. 2.7. Le biais en énergie est de l'ordre de quelques pourcents. Ce biais correspond à l'écart entre la moyenne de la distribution en énergie reconstruite et l'énergie vraie injectée dans la simulation. La résolution en énergie est l'écart-type de cette distribution.

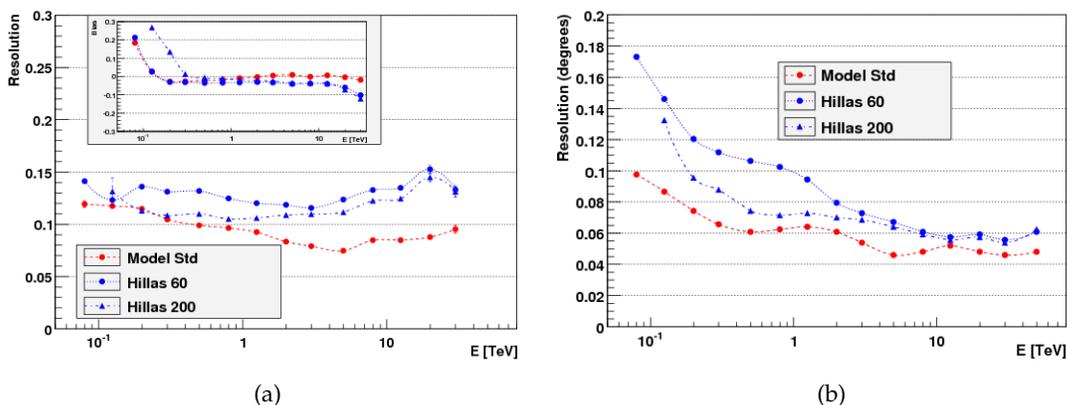


FIGURE 2.7 – Performances en termes de résolution en énergie (à gauche), biais en énergie (encart à gauche) et résolution angulaire (à droite) de la reconstruction stéréoscopique *Model* pour un jeu de coupures standards (en rouge), comparées à la méthode de Hillas (en bleu). Figures tirées de [48].

La méthode *Model* a été adaptée pour H.E.S.S.–II [49]. CT5 ayant la possibilité de déclencher seul le système central, plusieurs reconstructions sont désormais possibles : une reconstruction monoscopique avec CT5, une reconstruction stéréoscopique hybride lorsqu'au moins un télescope parmi CT1-4 est impliqué au même titre que CT5, et une reconstruction de type H.E.S.S.–I lorsqu'au moins deux télescopes parmi CT1-4 ont déclenché. L'utilisation croisée de ces différentes reconstructions est ainsi possible pour un même lot de données où les cinq télescopes sont impliqués. Lors de l'analyse il est ensuite possible de combiner ces différents modes de reconstructions comme illustré sur la Fig. 2.8.

2.3.3 Autres méthodes

D'autres méthodes de reconstruction ont été développées au sein de la collaboration H.E.S.S. offrant des alternatives comparables en sensibilité à la méthode *Model*. La diversité des méthodes et leur capacité à produire des résultats compatibles est un gage de robustesse pour les études de physique associées.

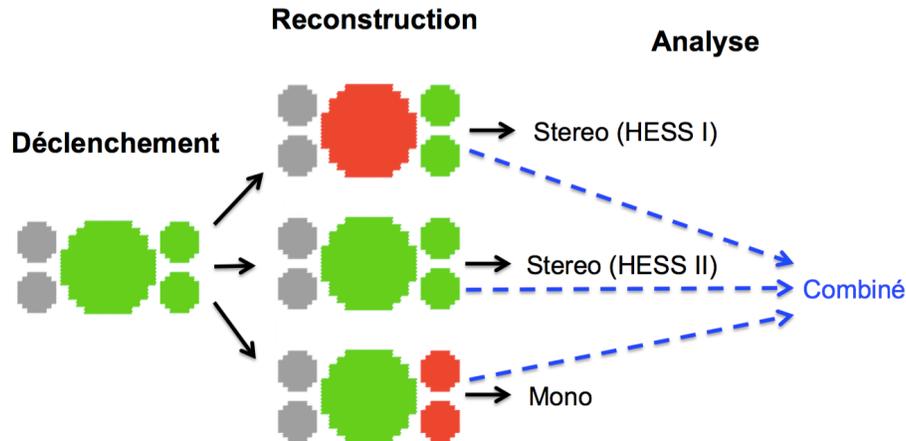


FIGURE 2.8 – Schéma des différents modes de reconstruction et d'analyse possibles avec H.E.S.S.-II pour un évènement ayant déclenché trois caméras. Une caméra grise symbolise une caméra non-déclenchée. Une caméra verte symbolise une caméra déclenchée. Une caméra rouge symbolise une caméra déclenchée mais ignorée à la reconstruction.

Model 3D

Les images observées dans les caméras sont comparées à la projection d'un modèle de gerbes en trois dimensions. Une ellipsoïde tridimensionnelle est associée à la gerbe atmosphérique en considérant une distribution gaussienne de l'intensité lumineuse. Une méthode de maximum de vraisemblance est ensuite utilisée pour déterminer les paramètres du modèle tridimensionnel ajustant l'évènement [50].

Analyses multivariées

Des méthodes de classification des évènements utilisant des méthodes d'analyse multivariée ont été développées au sein de H.E.S.S. [51] [52]. Une série de critères successifs arrangés en arbres de décisions permet de quantifier la probabilité d'appartenance d'un évènement aux catégories de signal et de fond. Ces méthodes sont robustes vis-à-vis des fluctuations du bruit de fond de ciel.

ImPACT

La technique de reconstruction et d'analyse *ImPACT* (pour *Image Pixel-wise fit for Atmospheric Tcherenkov Telescopes*), développée dans [53], est basée sur la comparaison entre le signal observé dans chaque pixel et le signal attendu, directement obtenu à partir de simulations Monte-Carlo (et non pas par le biais d'un modèle semi-analytique comme dans le cas de l'analyse *Model*). La classification des évènements est elle basée sur une

discrimination multivariée utilisant des arbres de décision. Cette approche récente dont les performances sont comparables à la technique *Model* a été utilisée comme méthode complémentaire et de vérification croisée au cours de cette thèse.

2.4 Analyse

Après l'étape de reconstruction des événements individuels, l'étape d'analyse est l'approche globale d'extraction et de caractérisation du signal observé. Pour cela, une estimation précise du bruit de fond résiduel est nécessaire. En l'absence de faisceau de calibration ce fond est estimé depuis les données à travers un traitement statistique des événements. Une fois le signal correctement extrait en combinant des données prises dans des conditions observationnelles différentes, les étapes d'analyse de plus haut niveau consistent en l'obtention du spectre en énergie du signal, de son évolution temporelle à travers une courbe de lumière, ou encore de sa distribution spatiale dans le cas de sources proches.

Ces étapes nécessitent la connaissance de l'acceptance du détecteur qui traduit la probabilité qu'un photon γ déclenche l'acquisition et passe les coupures de sélection. L'acceptance dépend de l'énergie du photon incident, de l'efficacité optique du système, de la position observée dans le champ de vue et des conditions de pointé (angle zénithal et azimutal). Ces courbes d'acceptances sont générées à partir de simulations.

2.4.1 Soustraction de fond

Les techniques de reconstruction fournissent des paramètres discriminants qui permettent de classifier les événements mais ces méthodes ne permettent pas de supprimer la totalité des événements de fond. Un fond résiduel persiste, il peut provenir d'une émission γ diffuse, de gerbes électromagnétiques initiées par des électrons/positrons (quasiment indissociables des gerbes initiées par des photons γ), ou encore de sous-composantes électromagnétiques d'une gerbe hadronique. Un traitement statistique global des événements permet alors de prendre en compte ce fond résiduel : une région d'intérêt (région ON) où le signal est recherché est définie sur le ciel en prenant en compte la résolution angulaire. Typiquement, pour la recherche de signal provenant d'une source ponctuelle une région circulaire d'environ 0.1° de rayon est définie autour de la source. Le fond résiduel dans la région d'intérêt est estimé à partir d'une ou plusieurs régions de contrôle (régions OFF) dans lesquelles aucun signal n'est supposé être présent. Ces régions de contrôle sont choisies de façon à ce que l'acceptance y soit similaire à celle de la région d'intérêt. En première approximation, l'acceptance est radiale par rapport au centre de la caméra. C'est pourquoi les observations sont effectuées en *wobble*, mode d'observation où la source est délibérément pointée avec un écart angulaire –typiquement 0.5° – par rapport au centre de la caméra [54]. Afin de limiter le biais dû à des effets non-radiaux de l'acceptance, ces écarts de pointé sont pris dans des directions différentes

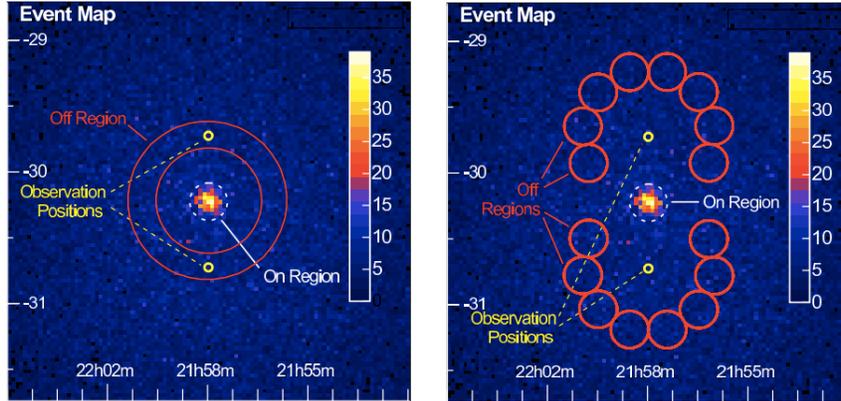


FIGURE 2.9 – Cartes en nombre d'évènements illustrant l'estimation du fond à partir d'observations effectuées en wobble sur la source extragalactique PKS 2155–304. Deux directions observées décalées en déclinaison de $\pm 0.5^\circ$ sont représentées en jaune. A gauche, la méthode utilisée est celle de l'anneau complet. A droite la méthode est celle des régions OFF multiples. Figure tirée de [55].

en déclinaison et ascension droite au fil des runs.

Différentes géométries sont ensuite possibles pour définir les régions OFF. Dans la méthode en anneau complet (*Ring Background* Fig. 2.9, gauche) une région en forme d'anneau centrée sur la position de la région ON est définie. Dans la méthode en régions OFF multiples (*Multiple Off Background* Fig. 2.9, droite) plusieurs zones circulaires réparties sur un cercle dont le rayon est égal à l'écart entre la région ON et la direction pointée. C'est cette méthode qui est notamment utilisée pour la reconstruction spectrale de par le décalage identique de chaque région vis-à-vis du centre de la caméra : les conditions d'acceptance et leur dépendance en énergie y sont *a priori* identiques.

2.4.2 Extraction du signal

L'extraction du signal est basée sur la comparaison du nombre d'évènements dans la région d'intérêt (N_{ON} évènements) avec une région de contrôle supposée ne contenir que des évènements de fond (N_{OFF} évènements). La surface couverte sur le ciel est différente entre la région ON et les régions OFF, et la réponse instrumentale peut être différente selon les régions. Un facteur de correction α est donc appliqué pour renormaliser N_{OFF} au nombre d'évènements de fond résiduels attendus dans la région ON. L'excès de signal correspond alors à $N_{\text{ON}} - \alpha N_{\text{OFF}}$. Suivant l'approche de Li & Ma [56] l'estimation du caractère significatif d'un excès a pour expression

$$\sigma = \sqrt{-2 \ln \lambda}, \quad (2.4)$$

où λ est le rapport de vraisemblance entre l'hypothèse sous laquelle N_{ON} ne provient que d'évènements de fond (hypothèse nulle) et l'hypothèse sous laquelle N_{ON} résulte de

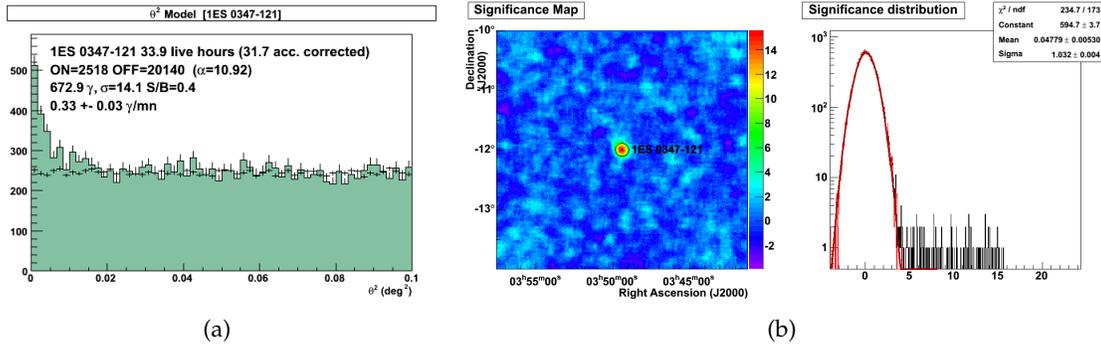


FIGURE 2.10 – Exemple de résultat d’analyse pour la source 1ES 0347-121. 2.10(a) Distribution des évènements en fonction du carré de la distance angulaire à la source : au dessus du fond résiduel un excès d’évènements significatif est observé en direction de la source. La région d’intérêt considérée ici a un rayon de $\sqrt{0.0125^\circ}$. 2.10(b) Distribution spatiale en significativité. On peut vérifier la nature gaussienne de la distribution de fond sur la partie droite de la figure.

la somme d’évènements de fond et de signal. En considérant une loi de Poisson pour la distribution des évènements, le rapport de vraisemblance s’écrit

$$\lambda = \left[\frac{\alpha}{1 + \alpha} \left(\frac{N_{\text{ON}} + N_{\text{OFF}}}{N_{\text{ON}}} \right) \right]^{N_{\text{ON}}} \times \left[\frac{1}{1 + \alpha} \left(\frac{N_{\text{ON}} + N_{\text{OFF}}}{N_{\text{OFF}}} \right) \right]^{N_{\text{OFF}}}, \quad (2.5)$$

et σ suit alors approximativement une loi normale centrée.

L’analyse permet ainsi de déterminer la distribution spatiale de significativité dans le champ de vue, et donc la valeur de significativité accumulée dans la région ON, comme illustré sur l’exemple de la Fig. 2.10.

2.4.3 Spectres en énergie et courbes de lumière

La reconstruction du spectre en énergie d’une source est un produit final important de l’analyse, indicateur des mécanismes d’émission et des phénomènes de propagation qui seront traités dans la deuxième partie de cette thèse.

Les évènements sont reconstruits avec une énergie qui est affectée par la résolution limitée et le biais non-nul de l’instrument, voir Fig. 2.7. La distribution des évènements en énergie reconstruite ne constitue donc pas une mesure du spectre observé. Pour remonter au spectre physique “vrai” une procédure tenant compte de la réponse instrumentale est nécessaire.

La procédure la plus couramment utilisée dans H.E.S.S. est appelée *forward folding* et repose sur l’hypothèse d’une paramétrisation préétablie du spectre de la source. Les paramétrisations usuelles des spectres γ de très haute énergie sont :

- la loi de puissance : $\phi = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha}$
- la loi de puissance brisée : $\phi = \begin{cases} \phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha_1} & \text{si } E \leq E_{cut} \\ \phi_0 \left(\frac{E_{cut}}{E_0} \right)^{\alpha_2 - \alpha_1} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha_2} & \text{si } E \geq E_{cut} \end{cases}$
- la loi de puissance courbée (ou parabole logarithmique) : $\phi = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha - \beta \log(E/E_0)}$
- la loi de puissance avec coupure exponentielle : $\phi = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \times e^{-E/E_{cut}}$,

où ϕ_0 est la normalisation du flux, E_0 est l'énergie de référence du spectre, α est l'indice spectral, β l'indice de courbure, et E_{cut} l'énergie de coupure.

Les paramètres spectraux ajustant la distribution des évènements en énergie reconstruite sont déterminés en convoluant la forme théorique par les fonctions de réponse de l'instrument. En pratique, une procédure de maximum de vraisemblance compare le nombre de photons prédit par la forme spectrale ajustée avec le nombre de photons observés dans des bins en énergie reconstruite. Une description précise de cette procédure peut être trouvée dans [45]. Une fois l'ajustement terminé, des points expérimentaux peuvent ensuite être construits dans différentes bandes (bins) en énergie vraie en utilisant le rapport du signal observé au signal prédit par la forme spectrale ajustée dans chacun de ces bins. De tels points ne sont pas le résultat direct de la procédure de *forward folding*. Une méthode alternative de reconstruction spectrale permettant d'obtenir des points expérimentaux indépendamment de toute forme spectrale sera présentée en détails au Chap. 4.

Le suivi temporel de l'activité d'une source passe par la construction d'une courbe de lumière : le flux intégré au-delà d'une certaine énergie est découpé en intervalles de temps. L'obtention de la courbe de lumière repose également sur une hypothèse de forme spectrale, l'ajustement est effectué pour chaque intervalle temporel en laissant la normalisation du spectre libre et en fixant les autres paramètres à leur valeur précédemment ajustée.

Chapitre 3

Qualité du pointé et fond de ciel

Sommaire

3.1	Corrections de pointé	56
3.1.1	Runs de pointé	56
3.1.2	Modèle mécanique	56
3.1.3	Procédures complémentaires	57
3.2	Utilisation du bruit de fond de ciel	58
3.2.1	Largeur des piédestaux	59
3.2.2	Cartes du ciel	59
3.3	Méthodes de contrôle	60
3.3.1	Étoiles individuelles	61
3.3.2	Cartes du ciel attendues	62
3.3.3	Conclusions	65

Les observations faites par H.E.S.S. sont pointées : les télescopes sont dirigés vers l'objet à observer à partir de ses coordonnées astronomiques. La précision sur la direction pointée est cruciale puisqu'elle est la base sur laquelle la direction des rayons γ est reconstruite. Des erreurs de pointé peuvent introduire des systématiques importantes de par la dégradation de la résolution angulaire et la perte de signal. Différentes procédures s'assurent de la bonne direction pointée au cours des observations. Ces aspects sont brièvement présentés dans ce chapitre avant de détailler un travail initié et développé au cours de cette thèse permettant de vérifier la qualité du pointé à partir du bruit de fond ciel dans les caméras associées aux étoiles dans le champ de vue. Cette approche permet de contrôler le pointé pris en compte lors de l'analyse de façon indépendante aux procédures standard. Ce travail réalisé au cours de cette thèse rentre dans le cadre des tâches auxquelles chaque membre de la collaboration H.E.S.S. est convié dans l'optique d'un contrôle optimal des systématiques de l'instrument.

3.1 Corrections de pointé

Le système de guidage alt-azimutal des télescopes permet une précision de principe de l'ordre de quelques secondes d'arcⁱ. Cependant, les déformations mécaniques de la structure des télescopes peuvent engendrer des déviations significatives de la direction pointée dans le référentiel de la caméra. Ces déviations dépendent de l'orientation des télescopes, une calibration spécifique est ainsi nécessaire pour préserver la précision astrométrique de H.E.S.S. au fil des observations.

3.1.1 Runs de pointé

La précision de pointé est calibrée à partir de l'observation d'étoiles brillantes dont les coordonnées sont connues très précisément. La lumière d'une étoile est réfléchiée par les miroirs et l'image de cette étoile se forme sur le capot fermé de la caméra, recouvrant les PMTs. Cette image est visualisée par un capteur optique CCD situé au centre de la surface réfléchissante appelé LidCCD, comme illustré sur la Fig. 3.1 (cette procédure est comparable à l'alignement des miroirs où l'orientation des facettes est ajustée afin de minimiser l'étalement de l'image de l'étoile). Si le système est correctement calibré la position de cette étoile doit coïncider avec le centre de la caméra. Le capot de la caméra est équipé de LEDs permettant un repérage de son centre à une précision inférieure à 0.1" [57]. L'écart entre le barycentre de l'image de l'étoile et le centre de la caméra ensuite est utilisé pour l'élaboration de corrections de la direction pointée dans le référentiel de la caméra. Ces acquisitions spécifiques sont appelées runs de pointé. Ils ne nécessitent pas une obscurité totale comme pour l'observation du rayonnement Tcherenkov, ces runs de pointé sont ainsi généralement effectués en début et en fin de période d'observation lorsque la lune est au dessus de l'horizon. Les étoiles pointées sont choisies à partir du catalogue Hipparcosⁱⁱ de façon à obtenir une couverture uniforme de la sphère céleste en coordonnées alt-azimutales.

3.1.2 Modèle mécanique

Pour chaque télescope un modèle prenant en compte les déformations mécaniques corrigeant les écarts de pointé est construit à partir des runs de pointé de chaque période (typiquement 200 directions pointées différentes). Ce modèle mécanique, détaillé dans [58], a notamment pour paramètres :

- le désaxage des caméras et leur rotation
- la courbure des mats supportant les caméras, ployant sous l'influence de la gravité proportionnellement à l'altitude pointée

i. $1'' \simeq 2.77 \times 10^{-4} \text{ }^\circ$

ii. <http://www.cosmos.esa.int/web/hipparcos>, précision de l'ordre de la milliseconde d'arc.

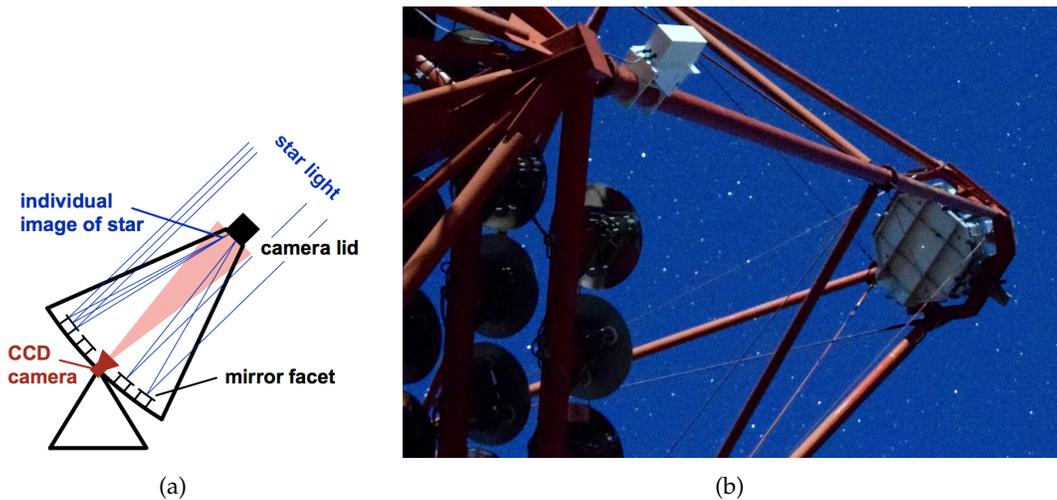


FIGURE 3.1 – 3.1(a) Schéma de la technique utilisée pour l’alignement des miroirs et lors des runs de pointé pour un télescope : un capteur CCD au centre de la surface réfléchrice prend l’image de l’étoile pointée sur le capot de la caméra [38]. 3.1(b) Photographie prise durant un run de pointé : on distingue une étoile se reflétant au centre du capot de la caméra (M. Lorentz).

- l’inclinaison relative des axes de rotation en altitude et en azimuth pour chaque télescope
- la distance focale précise de chaque télescope

Ces paramètres ajustés à partir des runs de pointé pris au cours d’une même période permettent d’établir un champ vectoriel des écarts de pointés dans le ciel induits par les déformations mécaniques du système. Un exemple de modèle mécanique est représenté sur la Fig. 3.2. Après application du modèle mécanique les résidus des mesures effectuées lors des runs de pointé ont une distribution dont la largeur est une indication de la précision de pointé atteignable par cette méthode. Cette largeur est de l’ordre de $10''$ ($\simeq 2.78 \times 10^{-3} \text{ }^\circ$) pour CT1-4, et d’environ $25''$ ($\simeq 6.95 \times 10^{-3} \text{ }^\circ$) pour CT5.

Le modèle mécanique est ensuite appliqué à l’étape de reconstruction des évènements en considérant la direction pointée par chaque télescope au moment du déclenchement.

3.1.3 Procédures complémentaires

Si les corrections de pointé utilisant le modèle mécanique permettent de contrôler les erreurs de pointé prédictibles issues des déformations du système, elle ne permettent pas la prise en compte d’effets particuliers lors des observations *e.g.* la force du vent, ou d’autres modifications dynamiques de la structure. Durant les runs de pointé le capot

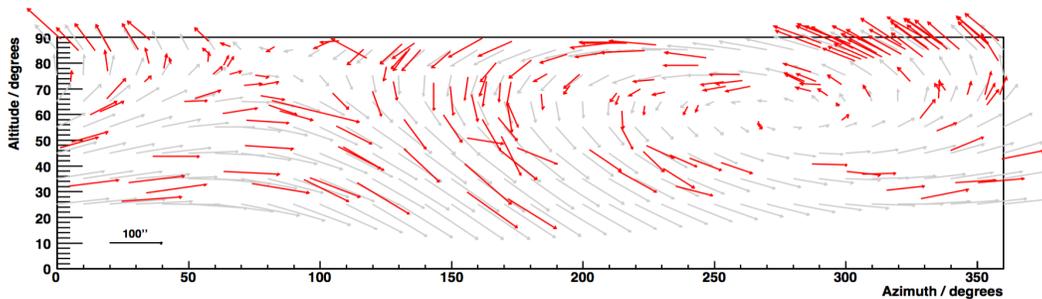


FIGURE 3.2 – Exemple de champ vectoriel de déformations paramétrisé par modèle mécanique pour le télescope CT2 valable en juillet 2005, extrait de [57]. La taille des flèches est exagérée de façon à ce qu'un écart de $5''$ soit visualisé comme un écart de 1° . Les flèches rouges représentent les contributions individuelles obtenues au cours des runs de pointé, les flèches grises représentent les déformations modélisées.

de la caméra est fermé, l'équilibre de la caméra peut donc être légèrement différent de l'équilibre au cours des observations.

Une procédure de correction de pointé plus fine peut être mise en œuvre en utilisant un second capteur CCD placé entre les miroirs et pouvant observer le ciel au cours des observations, appelé SkyCCD. L'utilisation croisée du LidCCD et du SkyCCD permet d'atteindre une précision de l'ordre de $5''$ ($\simeq 1.39 \times 10^{-3}^\circ$) pour le réseau entier [57]. Si cette procédure permet une précision accrue, elle n'est pas utilisée de façon systématique à la reconstruction dans H.E.S.S. de par sa mise en œuvre plus complexe.

Malgré ces procédures utilisant des capteurs externes il est important de pouvoir s'assurer de la justesse de la direction pointée utilisée lors de la reconstruction indépendamment de tout autre dispositif. Pour un évènement reconstruit en stéréoscopie, les directions reconstruites par chaque télescope doivent se rencontrer en un point (Fig. 2.5(b)). Des directions reconstruites non-coïncidentes peuvent indiquer un problème de pointé ou de reconstruction. L'utilisation d'informations relatives aux pixels dans chaque caméra peut permettre de contrôler la qualité du pointé de façon indépendante en utilisant les étoiles transitant dans le champ de vue.

3.2 Utilisation du bruit de fond de ciel

Un télescope Tcherenkov détecte de la lumière visible, les PMTs de H.E.S.S. ont ainsi une sensibilité maximale pour une longueur d'onde de 420 nm, correspondant à de la lumière bleue. Les caméras perçoivent donc le bruit de fond de ciel (NSB) qui provient des étoiles ou de lumière diffuse. Comme vu au Chap. 2, la stratégie de déclenchement des évènements permet de s'affranchir du NSB dans une certaine mesure. La calibration des caméras permet néanmoins d'estimer le NSB dans les pixels, ce qui peut permettre de

repérer les étoiles dans le champ de vue, au niveau de l'analyse.

3.2.1 Largeur des piédestaux

Au cours d'une observation le NSB modifie la distribution en coups d'ADC des piédestaux. Comme vu à la section 2.2.1, les positions et largeurs des piédestaux sont estimées en utilisant la distribution en coups d'ADC des déclenchements sur une durée de 2 min. Si dans une fenêtre d'intégration du signal de 16 ns jamais aucun photon de NSB n'arrivait, alors le piédestal mesuré aurait une largeur fine comparable à celle du piédestal électronique. Ce n'est généralement pas le cas et la largeur du piédestal est dominée par les fluctuations du NSB : l'intégration totale ou partielle de photons de NSB par un PMT lors d'un déclenchement est suivie par une contrepartie négative due au couplage capacitif entre le PMT et les mémoires analogiques [43]. L'intégration successive de ces signaux élargit le piédestal. La largeur typique en haut-gain pour un NSB moyen est d'environ 100 coups d'ADC, soit 1.2 photo-électron (en 16 ns), ce qui correspond à un taux de photo-électrons par seconde de 75 MHz. L'estimation précise du NSB dans la voie de haut-gain de chaque PMT prend en compte la largeur totale du piédestal ajusté par une distribution gaussienne σ_p , la largeur du piédestal électronique σ_{p0} , la largeur du pic du photo-électron unique σ_γ , ainsi que la valeur calibrée du gain γ_{HG} (en coups d'ADC par photo-électron) et la fenêtre d'intégration $\Delta t = 16$ ns. Suivant [45], le taux de NSB suit l'expression

$$\tau_{\text{NSB}} = \frac{(\sigma_p^2 - \sigma_{p0}^2 - \sigma_\gamma^2)}{\gamma_{HG}^2 \times \Delta t}, \quad (3.1)$$

qui constitue un estimateur fiable du NSB, ne dépendant pas d'autres paramètres de calibration (une estimation alternative à partir du courant d'anode des PMT dépend fortement de la température). La Fig. 3.3 montre l'évolution de la largeur d'un piédestal en fonction du NSB moyen dans le champ de vue.

En utilisant les données de chaque pixel au cours d'un ou plusieurs runs d'observation cette propriété permet de reconstruire, après calibration, la carte du ciel en NSB dans le référentiel des caméras. Le pointé contrôlé à travers cette approche est au plus près de l'analyse : les conditions sont rigoureusement identiques à celles ayant cours durant les runs d'observations, à la différence des runs de pointé. De plus, les déformations dues à la réfraction atmosphérique de la lumière observée à travers le NSB dans la caméra sont identiques à celles de la lumière Tcherenkov de par la même sensibilité en longueur d'onde des PMTs (autour de 420 nm). Ce n'est pas le cas des SkyCCD et LidCCD pour lesquelles la gamme en longueur d'onde est centrée sur le rouge.

3.2.2 Cartes du ciel

De même que pour la création de cartes du ciel en signal γ la construction d'une carte du ciel en NSB nécessite de transformer les coordonnées vues par chaque pixel dans la

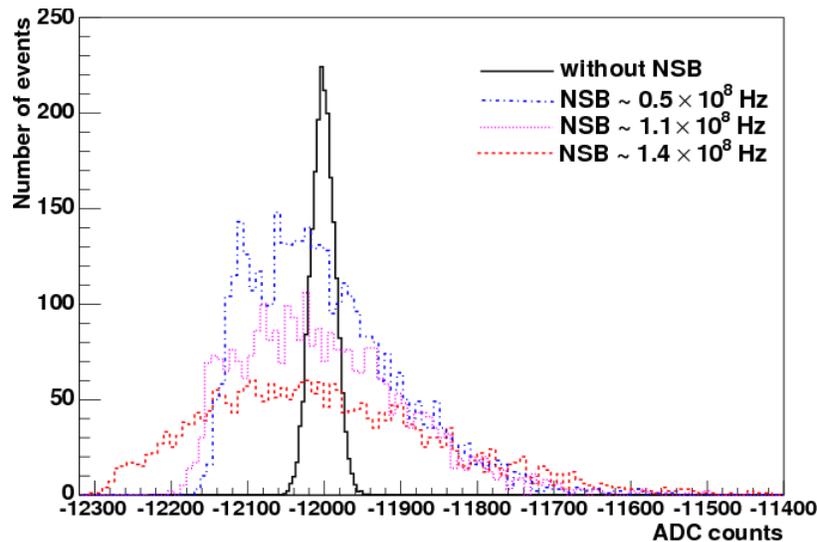


FIGURE 3.3 – Distribution en coups d’ADC d’un piédestal en fonction du taux de NSB moyen dans les données, tiré de [43].

caméra à un instant donné à des coordonnées projetées dans le ciel en ascension droite et déclinaison. De par le mouvement sur le ciel de la caméra au cours des observations, chaque point du ciel suit un trajet en arc de cercle avec une vitesse angulaire qui est fonction de la position observée, notamment de la distance au pôle céleste. Les cartes du ciel sont également corrigées de cet effet. Les mouvements du ciel combinés sur tous les pixels permettent une résolution spatiale supérieure au champ de vue d’un pixel sur le ciel.

Sur la Fig. 3.4 sont présentées deux cartes de NSB dans la caméra d’un télescope pour des champs de vue extragalactiques. La corrélation entre les points chauds de NSB et les positions des étoiles dans le champ de vue est évidente. Dans le schéma d’analyse standard de la partie française de la collaboration, les cartes de ciel en NSB sont réalisées systématiquement lors de l’analyse d’une source. Leur construction intervient après la reconstruction, *i.e.* après application des corrections par le modèle mécanique. Ces cartes permettent donc d’identifier tout résidu anormal au modèle mécanique en ne se basant que sur l’information venant des PMTs au cours des observations, indépendamment des autres procédures de correction de pointé.

3.3 Méthodes de contrôle

Dans cette section sont présentées deux méthodes originales développées au cours de cette thèse visant à un traitement plus quantitatif des corrélations spatiales entre les points chauds de bruit de fond ciel (NSB) et les positions d’étoiles référencées dans le champ de vue.

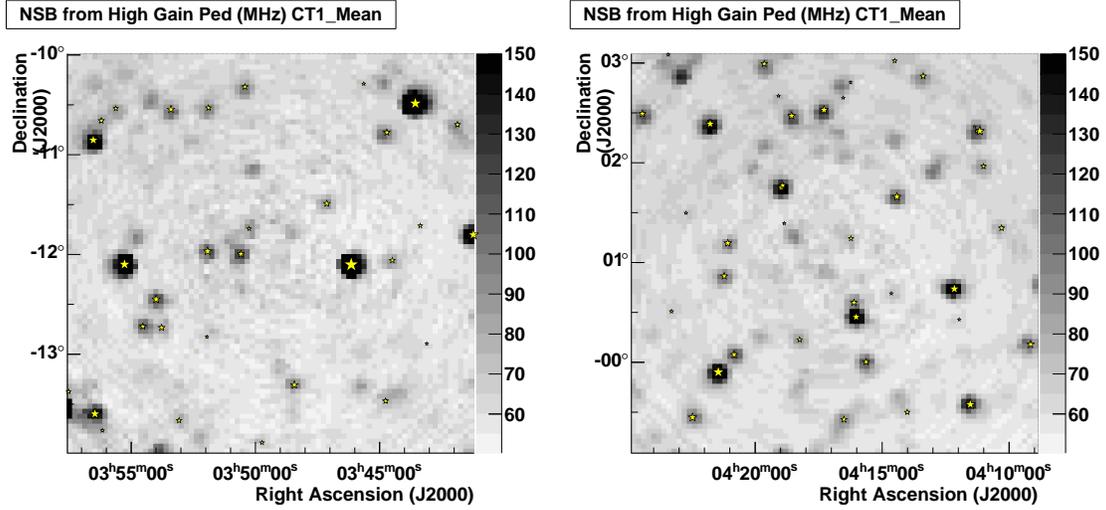


FIGURE 3.4 – Exemples de cartes du ciel en NSB dans la caméra d’un télescope (ici CT1) générée à partir d’une cinquantaine de runs d’observations sur deux sources extragalactiques. L’échelle de couleur du NSB (en MHz) est choisie afin de visualiser distinctement les symboles d’étoiles qui marquent les positions cataloguées d’étoiles et dont la taille est proportionnelle à leur magnitude apparente visible.

3.3.1 Étoiles individuelles

La distribution de NSB au voisinage d’étoiles brillantes est ajustée par une distribution bidimensionnelle de type gaussienne. La position du pic de la distribution ajustée peut ensuite être comparée à la position théorique de l’étoile.

En pratique, une zone centrée autour de la position de l’étoile (extraite des catalogues Hipparcos/Tycho) est définie afin d’y effectuer l’ajustement. Cette zone doit être suffisamment étendue pour ne pas tronquer significativement la distribution autour du pic de NSB, mais doit être suffisamment restreinte pour limiter le chevauchement avec les zones d’ajustement d’autres étoiles. Des parcelles carrées de côté égal à 0.2° sont ainsi définies, comme illustré sur la Fig. 3.5. Seules les étoiles suffisamment brillantes dans le champ de vue sont considérées, typiquement jusqu’à une magnitude apparente de 8. La prise en compte d’étoiles moins brillantes (et plus nombreuses) peut donner lieu à des ajustements de mauvaise qualité du fait de leur distribution peu piquée. Les étoiles d’une magnitude inférieure à 3 sont également exclues. En effet ces astres très brillants (et plus rarement rencontrés) peuvent induire un courant d’anode dans un PMT excédant la limite de $150 \mu\text{A}$ définie afin d’éviter tout vieillissement prématuré des PMTs, et au-delà de laquelle la haute tension du PMT en question est coupée. Cette limite correspond à un NSB d’environ 2 GHz [45]. Le transit d’une telle étoile provoque l’extinction progressive des pixels sur son chemin, et laisse alors un vide dans la carte de NSB. Les écarts angulaires entre les positions ajustées et les positions cataloguées des étoiles peuvent ensuite être utilisés afin

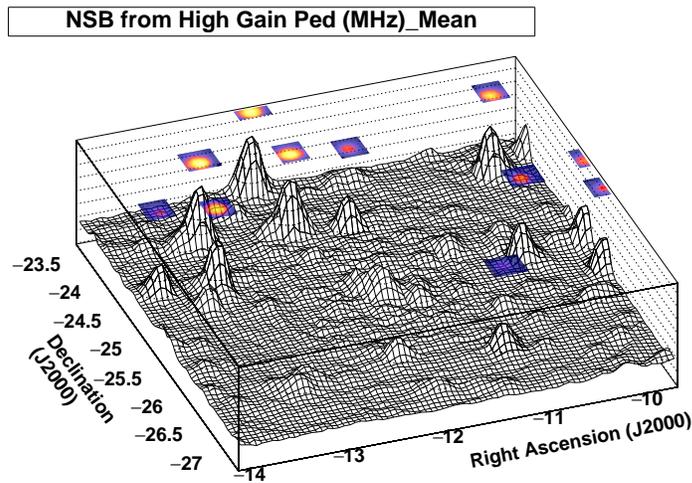


FIGURE 3.5 – Exemple de carte du ciel en NSB sur laquelle les zones d’ajustement définies autour des positions d’étoiles brillantes (jusqu’à une magnitude de 8) sont rendues apparentes.

de contrôler la qualité du pointé. L’utilisation d’une carte construite à partir de la caméra d’un seul télescope au cours d’un seul run d’observation ne permet pas en général de conclusions significatives quant à la qualité du pointé. Sur de telles cartes, les trajets combinés des pixels sur le ciel peuvent ne pas être suffisants pour une couverture angulaire fine. Un suréchantillonnage de l’histogramme bidimensionnel peut alors être nécessaire afin d’éviter des cartes lacunaires.

L’accumulation des écarts obtenus par l’ajustement des étoiles sur de nombreux runs permet une estimation statistique des écarts à la direction pointée. La dispersion typique des écarts de pointés obtenus avec cette méthode est de 0.02° ($90''$) à 0.03° ($108''$), comme illustré sur la Fig. 3.6. Pour rappel, la précision de principe du modèle mécanique est de $10''$ à $25''$. Cette résolution modeste ne permet donc d’identifier que des potentiels résidus très significatifs du modèle mécanique. Certains ajustements peuvent être affectés par la présence d’étoiles secondaires dans la zone d’ajustement d’une étoile, déformant la distribution de NSB. Cette méthode est ainsi difficile à appliquer pour des champs de vue avec de nombreuses étoiles à de faibles séparations angulaires.

3.3.2 Cartes du ciel attendues

Une seconde approche plus globale a été développée, tirant parti du NSB dans l’intégralité du champ de vue. Cette méthode passe par la construction d’une carte du ciel attendue. Cette carte “simulée” est ensuite comparée à la carte observée dans le but de déterminer quelle transformation relative correspond au meilleur ajustement global.

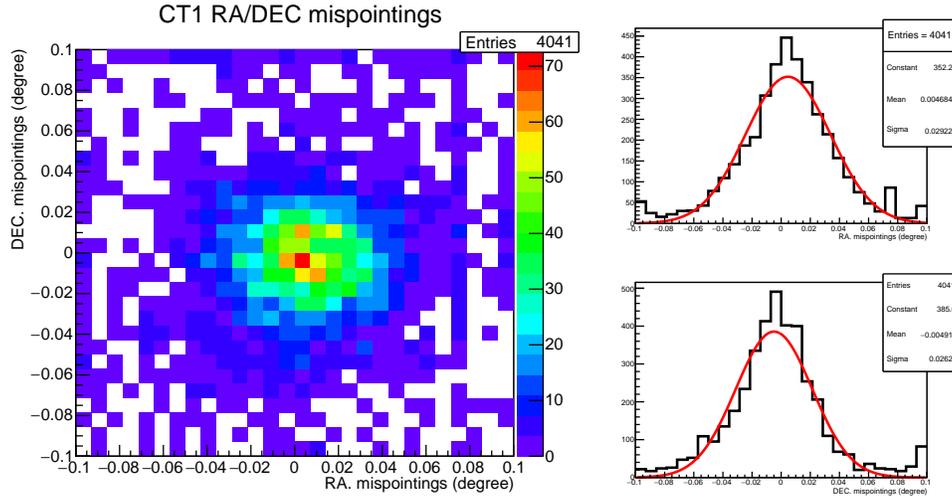


FIGURE 3.6 – Écarts de pointé après ajustements par la méthode des étoiles individuelles, obtenus à partir des cartes du ciel en NSB de l'ensemble des runs pris sur une source, pour un télescope. Ces écarts ou mispointings sont distribués en ascension droite (RA) et déclinaison (DEC).

Les cartes attendues sont générées en simulant chaque étoile comme une gaussienne bidimensionnelle dont l'amplitude est proportionnelle à la magnitude apparente de l'étoile dans la bande spectrale bleue (correspondant au maximum de sensibilité des PMTs). Les valeurs absolues de NSB sont ensuite ajustées à partir de la carte observée. Cette procédure simple suffit pour générer des cartes raisonnablement réalistes, comme illustré sur la Fig. 3.7. Cette méthode ne nécessite pas le découpage de la carte en zones d'intérêt autour d'étoiles, une limitation en magnitude des étoiles considérées dans le catalogue n'est donc pas nécessaire. Les transformations relatives entre les cartes attendues et observées peuvent ensuite être explorées afin de déterminer la transformation minimisant leur différences. La transformation est appliquée à la génération de la carte attendue pour chaque point du ciel repéré par ses coordonnées équatoriales : $\{\alpha, \delta\} \rightarrow f(\{\alpha, \delta\})$. Par exemple une transformation consistant en un décalage en déclinaison $f(\{\alpha, \delta\}) = \{\alpha, \delta + \Delta\delta\}$. Si le pointé est correct c'est pour la transformation identité que l'accord entre les deux cartes doit être optimal. La qualité relative de cet ajustement est évaluée en considérant les écarts quadratiques entre les deux cartes, sommés bin à bin. Des profils permettant de visualiser l'ajustement à la carte attendue en fonction des paramètres de la transformation peuvent ensuite être réalisés. La Fig 3.8 montre des exemples de profils correspondant aux décalages en ascension droite et déclinaison, ou d'homothétie radiale vis-à-vis du centre du champ de vue. La précision sur les écarts angulaires qui peut être atteinte par le biais de cette méthode est d'environ 0.02° , valeur comparable à celle obtenue avec la méthode des ajustements d'étoiles

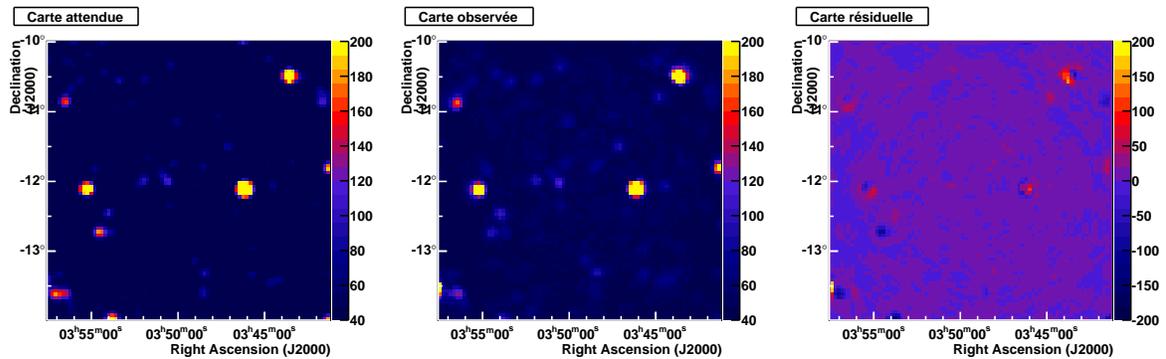


FIGURE 3.7 – Exemple de carte du ciel attendue (à gauche), observée (au centre) et la carte résiduelle (à droite) issue de la soustraction de la carte attendue à la carte observée. Le champ de vue correspond à celui de la source extragalactique 1ES 0347-121.

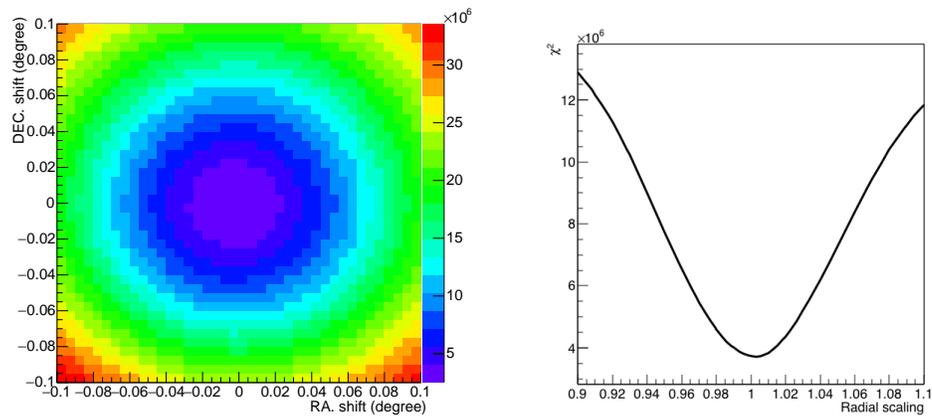


FIGURE 3.8 – Profils d’ajustement des décalages entre les cartes attendues et observées de la Fig. 3.7. A gauche le profil de décalages en ascension droite et déclinaison, centré en 0. A droite le profil d’homothétie radiale, centré en 1.

individuelles. Cette méthode globale est néanmoins plus stable vis-à-vis des étoiles rapprochées.

La précision sur l'échelle radiale relative est elle de l'ordre de quelques pourcents. Il est à noter que le décalage par homothétie radiale –pouvant permettre d'identifier d'éventuels problèmes de prise en compte de la distance focale– n'a de sens que pour des cartes réalisées à partir d'une même direction pointée. Or, comme mentionné précédemment *e.g.* Fig. 2.9, les télescopes sont pointés avec de légers décalages vis-à-vis de la source, pour une estimation optimale du fond résiduel. Un utilisateur intéressé par une analyse des déformations radiales doit donc prendre le soin de décomposer les observations en décalages identiques à la source. Cet aspect est également important du point de vue des aberrations géométriques qui sont proportionnelles à la distance au centre de la caméra et qui peuvent notamment être significatives pour CT5, de par sa surface réfléchissante parabolique.

Divers raffinements sont possibles pour cette méthode, comme par exemple la prise en compte des déformations des images d'étoiles dues aux aberrations optiques en considérant des gaussiennes asymétriques dont les largeurs sont proportionnelles à la distance au centre de la caméra. Si les valeurs résiduelles peuvent en être diminuées, la forme des profils reste inchangée.

3.3.3 Conclusions

Le NSB dérivé à partir de la calibration des caméras de H.E.S.S. peut se révéler utile lors de l'analyse de par sa capacité à contrôler la justesse de la direction pointée prise en compte lors de l'analyse des données. Si la précision atteignable par l'analyse des cartes du ciel en NSB reste inférieure à la précision de principe des corrections de pointé standards, les méthodes présentées ci-dessus permettent un contrôle indépendant, après correction par le modèle mécanique. Elle peuvent donc permettre d'identifier une erreur dans le modèle mécanique ou un problème spécifique à une observation, car étant au plus près de la prise des données. Ces vérifications peuvent également mettre le pointé hors de cause lorsque des décalages sont observés sur les cartes du signal en γ alors que les cartes du bruit de fond de ciel sont saines. Ces méthodes sont documentées et à la disposition des membres de la collaboration.

Chapitre 4

Déconvolution spectrale

Sommaire

4.1 Principe	67
4.1.1 Redistribution des évènements	68
4.1.2 Conversion en flux	69
4.1.3 Ajustement spectral	70
4.2 Développements	71
4.2.1 Limites supérieures	72
4.2.2 Implémentation logicielle	73

Dans ce chapitre une méthode de reconstruction spectrale est présentée, permettant d'obtenir les flux par bins en énergie indépendamment de toute forme spectrale présumée. Cette approche permet la recherche de motifs irréguliers dans les spectres et sera utilisée de façon prépondérante dans les analyses de physique des parties suivantes. Une méthode de déconvolution Bayésienne est présentée, ainsi que les développements qui y ont été apportés au cours de cette thèse. Cette méthode alternative à la technique de reconstruction spectrale usuelle dans H.E.S.S. a été ajoutée aux chaînes d'analyses de la collaboration.

4.1 Principe

L'énergie de chaque événement est reconstruite avec une certaine erreur qui est fonction du biais et de la résolution en énergie propre à chaque méthode de reconstruction. L'énergie reconstruite diffère donc de l'énergie réelle du photon γ incident, appelée énergie vraie. La reconstruction du spectre en énergie d'une source demande donc la prise en compte des effets instrumentaux. Comme mentionné précédemment

à la section 2.4.3, la méthode de *forward folding* permet, à partir d'une hypothèse de forme spectrale, de déterminer les paramètres spectraux théoriques ajustant le mieux la distribution des événements en énergie par convolutions répétées de la forme choisie avec les fonctions de réponses instrumentales. Si cette approche est très bien adaptée pour des paramétrisations spectrales simples, elle est en revanche moins pratique pour des formes spectrales complexes pouvant intervenir lors de la recherche d'irrégularités spectrales ou de modulations spécifiques. La méthode de déconvolution (dite d'*unfolding*) doit elle permettre de redistribuer les événements en énergie vraie avant d'obtenir des points spectraux, en s'affranchissant de toute hypothèse de forme spectrale.

4.1.1 Redistribution des événements

La tâche principale de la méthode de déconvolution consiste à faire passer la distribution des événements depuis la base en énergie reconstruite (E_R) jusqu'à la base en énergie vraie E_V . Les événements sont distribués dans un histogramme en énergie dont les bins sont d'une largeur fixe en échelle logarithmique. La largeur de ces bins doit être de l'ordre de la résolution en énergie afin d'éviter de trop grandes corrélations. Le nombre d'événements dans un bin j en énergie reconstruite $N_{R,j}$ est lié au nombre d'événements dans un bin i en énergie vraie $N_{V,i}$ par la relation

$$N_{R,j} = P(E_R|E_V)_{ij}N_{V,i}, \quad (4.1)$$

où $P(E_R|E_V)$ est la matrice de réponse instrumentale obtenue à partir de simulations Monte Carlo. Ces simulations sont réalisées en injectant des photons γ à énergies fixes, la matrice de réponse ne cache ainsi aucune dépendance vis-à-vis d'une forme spectrale. La distribution des événements en fonction de l'énergie vraie N_V peut en principe être obtenue par l'inversion de l'Eq. 4.1. En pratique cette inversion est impossible du fait de valeurs propres quasi-nulles de la matrice de réponse. Ce problème peut être contourné en introduisant l'estimateur des moindres carrés suivant :

$$\chi_0^2(X) = (N_R - P(E_R|E_V)X)^T C_R^{-1} (N_R - P(E_R|E_V)X). \quad (4.2)$$

Cette fonction a pour argument un vecteur inconnu (X) et prend en compte la matrice de covariance de la distribution en énergie reconstruite C_R ⁱ. L'estimateur $\chi_0^2(X)$ atteint son minimum lorsque $X = N_V$. Cette solution permet alors d'obtenir la distribution des événements en énergie vraie. Une minimisation directe de χ_0^2 peut aboutir à des erreurs importantes sur la distribution obtenue du fait des valeurs propres proches de 0. Ces erreurs se traduisent par des grandes valeurs d'éléments de la matrice de covariance vraie C_V . Une procédure complémentaire de régularisation est alors nécessaire pour minimiser les erreurs obtenues. Différentes méthodes sont alors possibles et sont notamment

i. Les corrélations entre les bins en énergie reconstruite ne sont pas connues puisque seule une mesure du spectre en énergie reconstruite est disponible

détaillées dans [59, 60]. C'est la méthode de déconvolution par itération qui est ici utilisée. L'algorithme associé, dit de "Richardson-Lucy" [61, 62], permet d'estimer la matrice $P(E_R|E_V)$ de façon itérative à partir du théorème de Bayes, où les N_i représentent ici les probabilités associées à un bin i (nombre d'évènements dans le bin divisé par le nombre total d'évènements) :

$$P(E_V|E_R)_{ji}N_{R,j} = P(E_R|E_V)_{ij}N_{V,i}. \quad (4.3)$$

A chaque itération n une distribution en énergie vraie $N_V^{(n)}$ est calculée, à partir d'une hypothèse de départ où $N_V^{(0)}$ suit une distribution uniformeⁱⁱ. Une distribution en énergie reconstruite $N_R^{(n)}$ est également calculée à chaque itération en utilisant l'Eq. 4.1. La distribution en énergie vraie itérée $N_V^{(n+1)}$ est ensuite obtenue à partir de l'Eq. 4.3 :

$$\begin{aligned} N_{V,i}^{(n+1)} &= \sum_j^{n_R} \frac{P(E_R|E_V)_{ij}N_{V,i}^{(n)}}{N_{R,j}^{(n)}} N_{R,j} \\ &= N_{V,i}^{(n)} \times \sum_j^{n_R} P(E_R|E_V)_{ij} \frac{N_{R,j}}{\sum_k^{n_V} P(E_R|E_V)_{kj}N_{V,k}^{(n)}}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Avec cet algorithme N_V tend vers la solution de χ_0^2 minimale lorsque le nombre d'itérations tend vers l'infini [63], mais la distribution obtenue est affectée de grandes erreurs. La procédure minimisant ces erreurs consiste à se restreindre à un nombre d'itérations avant l'apparition et l'amplification de telles erreurs. Le critère d'arrêt de l'algorithme demande l'égalité des traces des matrices de covariance dans les bases en énergie vraie et reconstruite C_V et C_R . Cette condition est équivalente à la conservation du nombre total d'évènements lors de la procédure de déconvolution [59]. La matrice de covariance C_V est estimée par la génération aléatoire de plusieurs centaines de spectres simulés en considérant que les erreurs dans chaque bin suivent une distribution de Poisson. La trace de C_R est elle obtenue par la somme en quadrature des erreurs sur le nombre d'évènements dans chaque bin en supposant des distributions de Poisson.

4.1.2 Conversion en flux

Les évènements en énergie vraie obtenus sont distribués dans un histogramme dont le binning doit être au moins aussi large que le binning en énergie reconstruite, afin d'éviter que l'équation 4.1 soit sous-contrainte. Le rapport de la taille des bins en énergie vraie par rapport à la taille des bins en énergie reconstruite doit être supérieur à 1. Une valeur typique de 1.4 permettant de minimiser les corrélations est souvent choisie [60]. Les distributions des évènements dans les régions "ON" et "OFF" sont déconvoluées

ii. Le choix d'une hypothèse de départ n'introduit pas de dépendance quant au résultat final.

séparément afin d'obtenir les distributions en énergie vraie N_V^{ON} et N_V^{OFF} iii. Dans un bin donné l'excès de signal doit être extrait en prenant en compte le facteur de normalisation α , comme vu au Chap. 2. Le flux physique (en $\text{TeV}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$) dans un bin d'énergie vraie est obtenu avec la formule :

$$\phi(E_i) = \frac{\left(N_{V,i}^{\text{ON}} - \alpha N_{V,i}^{\text{OFF}}\right)}{\Delta E_i \times T_{\text{obs}} \times A(E_i)} \quad (4.5)$$

où ΔE_i est la largeur du bin, T_{obs} est le temps d'observation et $A(E_i)$ est la surface effective en énergie vraie. Cette dernière quantité dépend des conditions d'observations comme l'angle zénithal ou l'efficacité de collection. La surface effective utilisée à la déconvolution est ainsi moyennée sur les runs d'observations utilisés, pondérée par le temps d'observation respectif de chaque run :

$$A(E_i) = \frac{\sum_{\text{runs } j} A_j(E_i) T_j}{T_{\text{obs}}} \quad (4.6)$$

La surface effective est obtenue à partir de simulations Monte-Carlo et prend en compte les pertes d'évènements dues au déclenchement et aux différentes coupures de sélection de la configuration d'analyse. C'est une fonction croissante en énergie sur la gamme centrale de sensibilité de l'instrument, elle est également utilisée afin de définir le seuil en énergie utilisée à la reconstruction spectrale. En effet, aux plus basses énergies la surface effective chute rapidement (comme illustré sur la Fig. 4.2) et peut être sujette à des incertitudes dues au faible nombre d'évènements reconstruits dans les simulations Monte Carlo. De plus, une variation importante de la surface effective sur l'intervalle couvert par un bin en énergie peut introduire des incertitudes en flux. Un seuil à une certaine fraction ρ de la valeur maximale de surface effective est alors requis : $A(E_{\text{seuil}}) = \rho A_{\text{max}}$. Un pourcentage de 15% de la surface effective maximale est typiquement considéré comme permettant de garder les erreurs systématiques sous contrôle. Les évènements dont l'énergie vraie est en dessous de ce seuil sont alors ignorés iv. A haute énergie, le spectre est limité par le nombre d'évènements, soit un critère purement statistique.

4.1.3 Ajustement spectral

Le résultat de la procédure de déconvolution est un ensemble de points mesurés Φ_{mes} qui peuvent être ajustés par toute fonction théorique $\Phi_{\text{th}}(E)$. Les corrélations résiduelles

iii. Cette déconvolution séparée peut en principe introduire des biais de par la nature non-linéaire de l'algorithme de Richardson-Lucy. L'adéquation des spectres déconvolués aux points résiduels obtenus par *forward folding* ne semble cependant pas indiquer de tels biais. Pour un traitement simultané du fond voir e.g. [64]

iv. Des définitions alternatives du seuil sont possibles en utilisant une valeur limite du biais en énergie, ou en considérant la position du pic de la distribution des évènements.

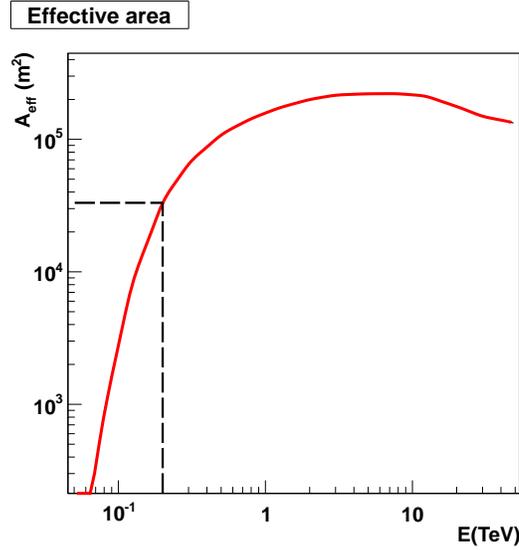


FIGURE 4.1 – Exemple de courbe de surface effective moyennée sur plusieurs runs pris sur le blazar PKS 2155-304 avec un angle zénithal moyen de 22° . La ligne pointillée indique le seuil choisi correspondant à 15% de la surface effective maximale.

entres les points doivent être prises en compte lors d'un ajustement. L'estimateur des moindres carrés quantifiant la qualité de l'ajustement doit incorporer la matrice de covariance en énergie vraie obtenue lors de la déconvolution C_V . Cet estimateur s'écrit sous la forme matricielle :

$$\chi^2 = (\Phi_{\text{th}}(E) - \Phi_{\text{mes}})^T C_V^{-1} (\Phi_{\text{th}}(E) - \Phi_{\text{mes}}). \quad (4.7)$$

De fortes corrélations peuvent ainsi détériorer la qualité de l'ajustement. Une résolution très fine en énergie n'est donc pas spécialement désirable.

Les sources potentielles d'erreurs systématiques propres à cette méthode ont été étudiées dans [59] : l'ajustement des points obtenus par déconvolution avec cette méthode permet de reproduire les indices spectraux de spectres simulés suivant une loi du puissance, avec un biais inférieur à 5%.

La consistance des résultats obtenus avec cette méthode est également confirmée par comparaison avec les résultats de la méthode de *forward folding*.

4.2 Développements

La méthode de déconvolution spectrale qui vient d'être présentée a déjà été développée [59] et utilisée [65] au sein de H.E.S.S. Au cours de cette thèse plusieurs

développements y ont été apportés et cette procédure a été implémentée de façon à être accessible à tout membre de la collaboration.

4.2.1 Limites supérieures

À l'excès de signal dans chaque bin peut être associée une significativité suivant l'approche de Li & Ma, donnée par les équations 2.4 et 2.5. Dans le schéma initialement développé dans [59] les bins dont la statistique est considérée insuffisante (en deçà d'une significativité choisie, typiquement 2σ) sont fusionnés deux à deux jusqu'à obtenir la significativité requise. Cette approche peut avoir pour effet de construire des bins très larges en bout de spectre, là où la statistique s'essouffle (Fig. 4.2(a)).

Une procédure alternative a été mise en œuvre afin d'éviter des bins trop larges. La taille des bins reste figée et n'est pas augmentée en cas de signal non significatif : lorsque le critère de significativité n'est pas atteint dans un bin une limite supérieure est posée suivant l'approche statistique de [66], typiquement à un niveau de confiance de 95%.

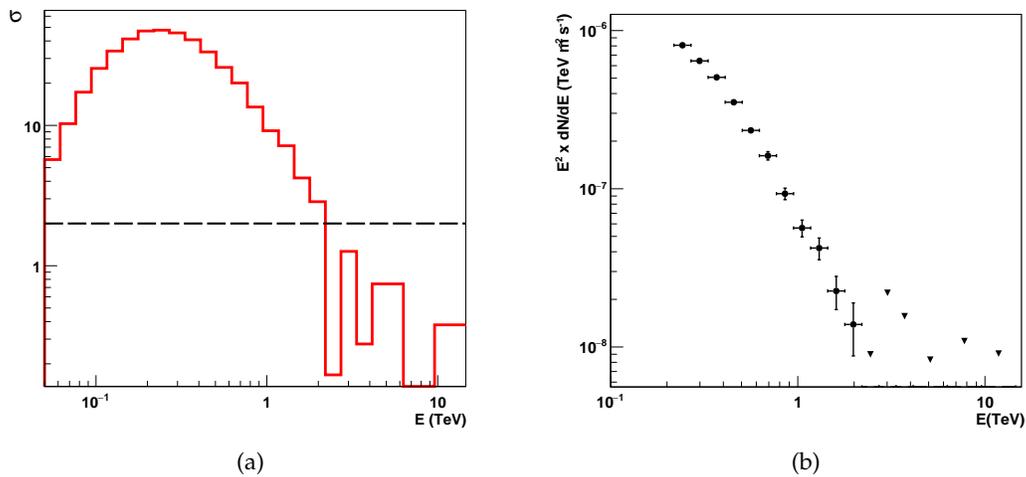


FIGURE 4.2 – 4.2(a) Exemple de distribution en significativité après déconvolution pour un jeu de données sur le blazar PKS 2155-304. La ligne pointillée indique le seuil de significativité de 2σ requis en deçà duquel une limite supérieure est calculée à la place d'un point. 4.2(b) Spectre déconvolué associé à cette distribution de significativité. Les triangles représentent des limites supérieures correspondant à un niveau de confiance de 95%.

La couverture en énergie du spectre est alors limitée à des bins significatifs et évite la prise en compte de fluctuations statistiques non significatives. Ce meilleur contrôle de l'extrémité haute des spectres est particulièrement important pour certaines des études de physique qui seront présentées dans les chapitres suivants.

4.2.2 Implémentation logicielle

La procédure de déconvolution spectrale présentée ci-dessus a été adaptée à la lecture des fonctions de réponse instrumentale (matrices de réponse et surfaces effectives) de H.E.S.S.–II. Il est donc désormais possible d'utiliser la méthode de déconvolution "Bayésienne" pour reconstruire un spectre en mode monoscopique ou combiné. Cette procédure de déconvolution est désormais à la disposition de tout membre de la collaboration. En effet son intégration complète au cadre d'analyse de la partie française de la collaboration H.E.S.S. a été réalisée. Afin d'en assurer une accessibilité optimale, un onglet spécifique a été ajouté à l'interface graphique d'analyse, permettant à l'utilisateur de choisir les paramètres de la déconvolution comme illustré sur la Fig. 4.3. L'ajustement de formes spectrales usuelles est également implémenté en utilisant l'estimateur adéquat de l'Eq. 4.7.

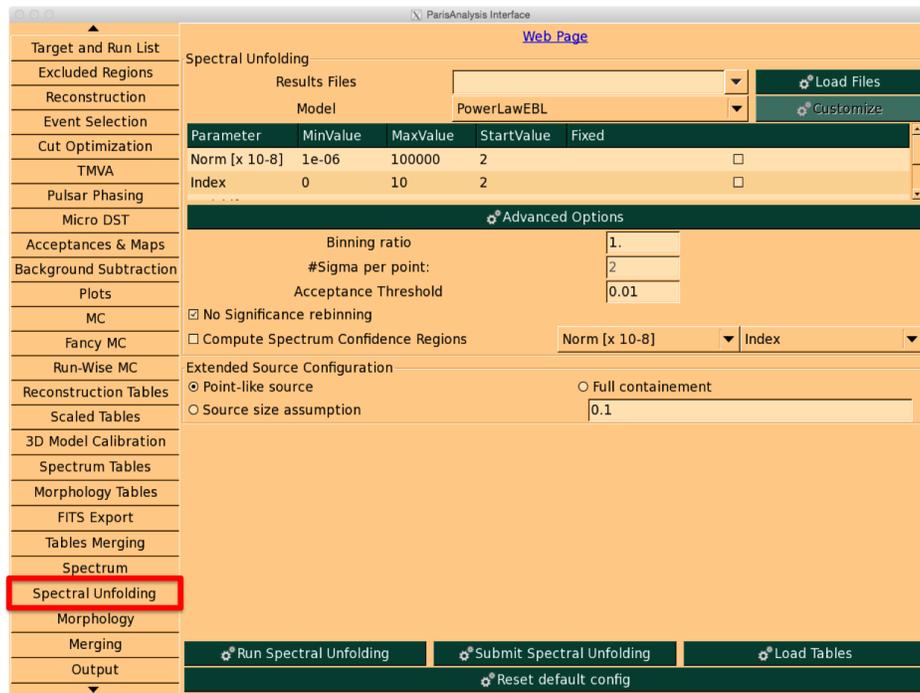


FIGURE 4.3 – Onglet dédié à la déconvolution spectrale implémenté au sein de l'interface visuelle d'analyse de la partie française de la collaboration H.E.S.S.

Deuxième partie

Transparence de l'univers aux rayons γ de très haute énergie

Chapitre 5

Rayons γ extragalactiques : sources et propagation

Sommaire

5.1	Noyaux actifs de galaxies	77
5.2	Les blazars, des balises cosmiques au TeV	78
5.2.1	Amplification relativiste	79
5.2.2	Variabilité rapide	80
5.2.3	Modèles d'émission	80
5.3	Propagation des rayons γ au TeV : interaction avec des photons de fond	84
5.3.1	Champs de photons diffus dans l'univers	84
5.3.2	Fond de lumière extragalactique (EBL)	87
5.3.3	Opacité de l'univers aux rayons γ de très haute énergie	88

Dans ce chapitre les faisceaux de rayons γ extragalactiques que sont les blazars sont présentés avant d'introduire la problématique de transparence du milieu extragalactique aux rayons γ de très haute énergie de par son contenu en photons diffus.

5.1 Noyaux actifs de galaxies

Un noyau actif de galaxie (ou AGN pour *Active Galactic Nucleus*) est décrit comme résultant de l'interaction d'un trou noir supermassif ($\sim 10^6-9 M_\odot$) situé au centre d'une galaxie avec la matière environnante capturée dans son champ gravitationnel. Le flux de matière chutant sur le trou noir entraîne la formation d'un disque d'accrétion. Cette matière ionisée en rotation rapide génère des champs magnétiques intenses. L'interaction entre le disque d'accrétion et le trou noir central peut alors produire des jets de matière

ionisée suivant l'axe de rotation du disque d'accrétion. Les particules chargées y sont accélérées jusqu'à des énergies ultra-relativistes. L'émission de photons s'y déroule par le biais de processus non-thermiques dans une ou plusieurs zones du jet où des surdensités de matière (ou nodules) se propagent. La luminosité due à l'émission non-thermique du noyau actif surpasse largement celle de la galaxie hôte et s'étend sur l'ensemble du spectre électromagnétique, pouvant atteindre le régime des très hautes énergies.

Les AGNs sont parmi les convertisseurs d'énergie les plus efficaces de l'univers, transférant l'énergie gravitationnelle de la matière accrétée en rayonnement. La luminosité maximale qu'un AGN peut atteindre est naturellement limitée par la pression de radiation du flux émis qui, au-delà d'une certaine valeur critique, repousserait la matière accrétée, privant ainsi le système de son combustible. Cette luminosité limite, dite d'Eddington, est proportionnelle à la masse du système accrétant. Son expression peut être dérivée en équilibrant la force gravitationnelle s'exerçant sur la matière (dont la masse est dominée par la masse des protons) et la force de radiation dominée par la diffusion Compton des photons émis sur les électrons de la matière accrétée :

$$\mathcal{L}_E = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \simeq 1.3 \times 10^{40} \left(\frac{M}{10^9 M_\odot} \right) \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}, \quad (5.1)$$

où M est la masse du trou noir central, m_p la masse du proton, et σ_T la section efficace de Thomson.

Les AGNs constituent la quasi totalité des sources extragalactiques de photons de très haute énergieⁱ. Ils représentent approximativement 10% de la population totale des galaxies.

Les AGNs ne constituent pas une classe homogène d'objets, ils sont classés selon certaines propriétés observées à différentes longueurs d'onde telles que leur luminosité, la présence ou non de raies spectrales, *etc.* Une taxinomie complexe existe, qui ne sera pas détaillée ici (voir *e.g.* [67]). Un schéma standard d'unification des AGNs en fournit une interprétation géométrique [68, 69]. Les différentes propriétés observées sont ainsi celles d'un même objet physique observé sous différentes perspectives (voir Fig. 5.1), le critère déterminant étant l'inclinaison entre les jets relativistes et la ligne de visée depuis la perspective de l'observateur. Si un AGN observé par la tranche est appelé radio-galaxie, un objet dont l'axe des jets est proche (quelques degrés) de la direction observée est appelé blazar.

5.2 Les blazars, des balises cosmiques au TeV

Si les blazars ne représentent qu'une faible fraction des AGNs observés sur l'ensemble du spectre électromagnétique, ils représentent la grande majorité (> 90%) des AGNs ob-

i. à ce jour, seules deux sources extragalactiques au TeV ne sont pas des AGNs, mais des galaxies à sursaut de formation d'étoiles.

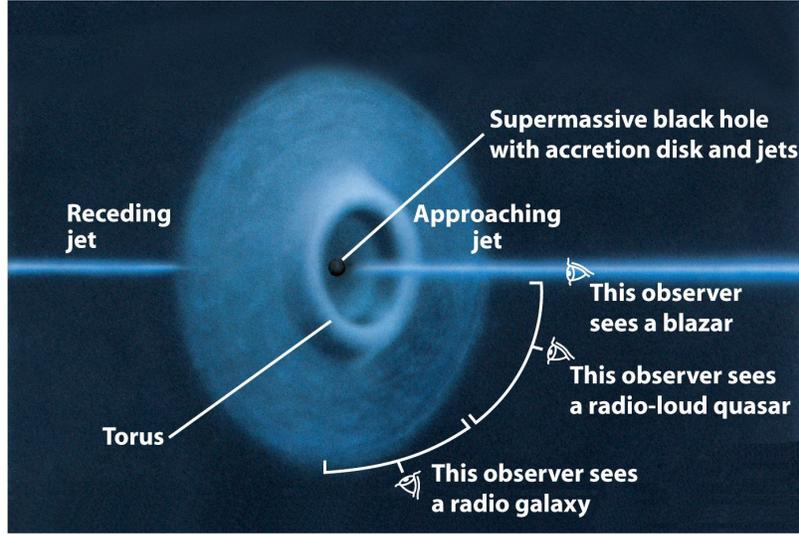


FIGURE 5.1 – Schéma illustrant la classification simplifiée des AGNs en fonction de l’inclinaison entre l’axe des jets et la ligne de vue. Image par R. Antonucci, web. physics.ucsb.edu/~ski/

servés à très haute énergie. Ce biais observationnel s’explique notamment par les effets spécifiques à l’observation du jet d’un AGN sous un angle d’incidence faible.

5.2.1 Amplification relativiste

L’observation d’une source de rayonnement ayant un mouvement relativiste aligné avec la direction de l’observateur a un effet important sur l’intensité de lumière reçue. Le déplacement de la zone d’émission dans le jet à une vitesse relativiste $\beta = v/c$ provoque une aberration relativiste : l’angle d’émission d’un photon émis dans le référentiel du jet θ_0 est différent de l’angle du jet dans le référentiel de l’observateur θ , ils sont liés par la relation

$$\cos \theta_0 = \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cos \theta}. \quad (5.2)$$

L’émission d’une source en mouvement relativiste est ainsi concentrée dans le sens de sa propagation. Les observables dans le référentiel du jet –telles l’énergie, l’angle solide, la fréquence, ou le temps $(E_0, \Omega_0, \nu_0, t_0)$ – sont alors transformées dans le référentiel de l’observateur (E, Ω, ν, t) avec le facteur Doppler relativiste :

$$\delta = \frac{E}{E_0} = \sqrt{\frac{\Omega_0}{\Omega}} = \frac{\nu}{\nu_0} = \frac{t_0}{t} = \Gamma(1 + \beta \cos \theta_0) = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos \theta)}, \quad (5.3)$$

où $\Gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ est le facteur de Lorentz du jet.

L'intensité rayonnée par unité d'angle solide à la fréquence d'émission ν_0 s'écrit alors

$$I(\nu) = \frac{dE}{dt d\Omega d\nu} = \delta^3 I_0(\nu_0). \quad (5.4)$$

L'émission des blazars est donc amplifiée par cet effet relativiste. Pour un facteur de Lorentz du jet $\Gamma = 10$ observé à un angle d'incidence $\theta \sim 1^\circ$, alors $I(\nu) \simeq 7.3 \times 10^3 I_0(\nu_0)$.

5.2.2 Variabilité rapide

L'émission des blazars est caractérisée par des sursauts d'activité soudains, ou éruptions, qui témoignent des processus turbulents à l'œuvre dans le disque d'accrétion alimentant les jets. Lors de ces éruptions le flux à très haute énergie est souvent sujet à une variabilité rapide, pouvant descendre à l'échelle de la minute comme lors de l'éruption de la source PKS 2155-304 observée par H.E.S.S. en 2006 [70]. La variabilité observée permet de contraindre le facteur Doppler δ et le rayon de la zone d'émission R puisque la causalité impose la relation :

$$R \leq \delta \frac{ct_{\text{var}}}{(1+z)}, \quad (5.5)$$

où t_{var} est l'échelle de variabilité observée, et z est le décalage vers le rouge de la source. En supposant une zone d'émission de la taille du rayon de Schwarzschild du trou noir central ($R_S = 2GM/c^2 \simeq \frac{M}{10^9 M_\odot} \times 3 \cdot 10^{12}$ m), un facteur Doppler supérieur à 100 est nécessaire pour décrire une variabilité observée d'une minute en considérant un trou noir central d'un milliard de masses solaires. Cette variabilité rapide témoigne ainsi des conditions extrêmes à l'œuvre dans les blazars et souligne leur caractère d'accélérateurs cosmiques exceptionnels.

5.2.3 Modèles d'émission

La distribution spectrale en énergie (SED) des blazars sur l'ensemble du spectre électromagnétique présente une structure bimodale typique. La première composante est maximale entre le domaine visible et le domaine des rayons X, selon les objetsⁱⁱ. Il existe un consensus général concernant l'origine de cette première composante spectrale, qui est expliquée par le rayonnement synchrotron d'électrons accélérés dans l'environnement magnétique au niveau du jet. Pour une population d'électrons d'énergie E_e et de facteurs relativistes $\beta = v_e/c$ et $\gamma_e = 1/\sqrt{1 - 1/\beta_e^2}$, la puissance perdue par effet synchrotron

ii. La position de ce maximum en énergie est notamment utilisée pour subdiviser les BL Lacs en différentes catégories : basse, intermédiaire, et haute.

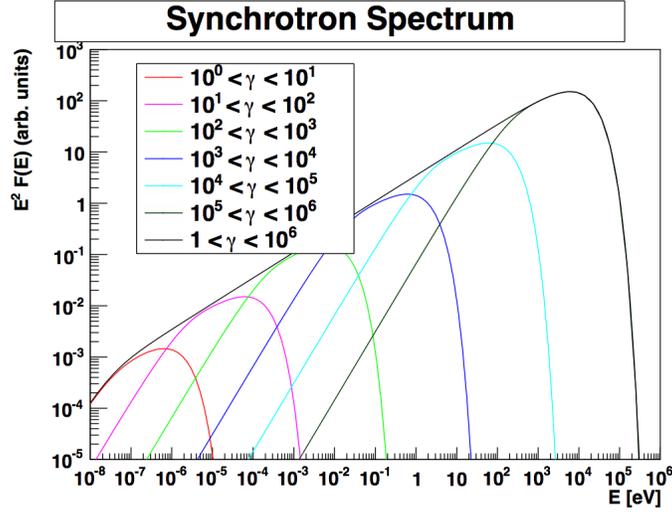


FIGURE 5.2 – Distributions spectrales superposées dues au rayonnement synchrotron d'électrons à différentes énergies, distribués selon une loi de puissance d'indice 2. Figure tirée de [71].

dans un milieu empli d'une énergie magnétique $U_B = B^2/2\mu_0$, moyennée sur les angles s'écrit

$$-\left.\frac{dE_e}{dt}\right|_{\text{sync}} = \frac{4}{3}\sigma_{\text{T}}c\beta_e^2\gamma_e^2U_B. \quad (5.6)$$

L'énergie perdue par les électrons est émise sous la forme de photons avec une énergie caractéristique maximale de

$$E_\gamma = 0.67 \text{ eV} \left(\frac{E_e}{1 \text{ TeV}}\right)^2 \left(\frac{B}{1 \text{ nT}}\right). \quad (5.7)$$

Pour une population d'électrons dont la distribution en énergie suit une loi de puissance $N(E_e)dE_e \propto E_e^{-\alpha_e}dE_e$, la distribution spectrale de photons émis résulte alors de la superposition des spectres d'émission des électrons à différentes énergies comme illustré sur la Fig. 5.2, et suit une loi en $dN/dE_\gamma \propto E_\gamma^{(1+\alpha_e)/2}$. Aux plus hautes énergies le rayonnement synchrotron est limité par l'énergie maximale atteinte par les électrons, régie par l'Eq. 5.7, ainsi que par le temps caractéristique de refroidissement des électrons qui est inversement proportionnel à leur énergie $\left(\tau = \left(\frac{dE_e}{dt} \frac{1}{E_e}\right)^{-1} = \frac{3m_e^2c^4}{4\sigma_{\text{T}}U_BE}\right)$.

Aux plus basses énergies, dans le domaine radio, la région d'émission devient opaque à son propre rayonnement de par le phénomène de *synchrotron self absorption*.

La seconde composante de la SED d'un blazar est elle maximale dans le domaine γ , du MeV au TeV selon les objets. L'origine de cette composante de haute énergie reste dis-

cutée, elle peut s'expliquer à la fois par des scénarios leptoniques et hadroniques. Les spectres en rayons γ de très haute énergie correspondent à l'extrémité haute de cette deuxième composante. Dans le cas d'un scénario leptonique c'est le processus de diffusion Compton inverse qui est mis en jeu pour expliquer l'émission de haute énergie. Ce processus requiert la présence de photons cibles qui peuvent être diffusés à de très hautes énergies par les leptons relativistes. Un champ de photons cibles disponible peut être externe au jet (fond diffus cosmologique, rayonnement thermique du disque d'accrétion ou de la galaxie hôte), mais peut également être interne au jet. C'est le cas dans le cadre du modèle Synchrotron Auto-Compton (SSC) où le champ de photons cibles est le résultat du rayonnement synchrotron produit par la même population d'électrons impliquée dans le processus Compton-inverse [72–75]. Ce modèle permet de rendre compte avec succès des observations de nombreux AGNs.

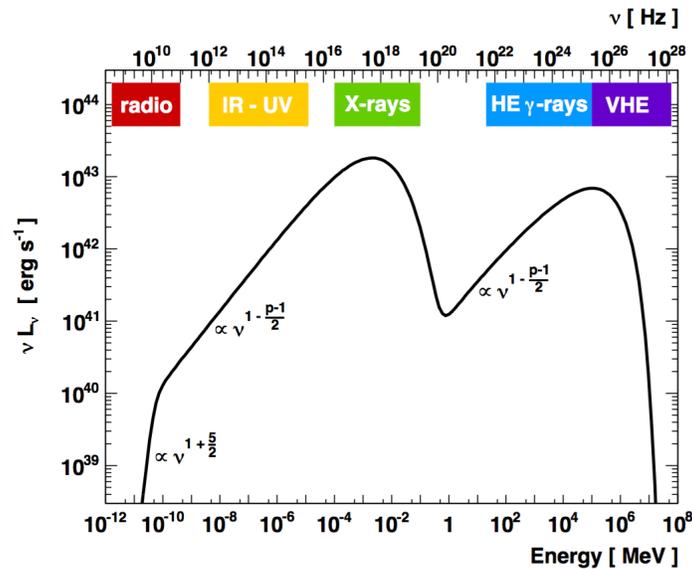


FIGURE 5.3 – SED typique obtenue à partir d'un modèle SSC représentée ici en puissance (νL_ν) sur tout le spectre électromagnétique. La composante de plus basse énergie maximale dans le domaine X provient de l'émission synchrotron d'une population d'électrons suivant une loi de puissance d'indice $p = 2$. La seconde composante provient de l'émission Compton-inverse sur ces mêmes photons synchrotron. Figure tirée de [76].

Les blazars émettant de façon prédominante au TeV sont ceux dont le pic d'émission synchrotron est haut (dans le régime des rayons X). Les photons cibles sont alors très énergétiques et le processus Compton inverse pourrait se trouver en régime Klein-Nishina, et ne permettrait pas d'expliquer l'émission à très haute énergie. Cependant le flux d'électrons se déplace à une vitesse relativiste dans le jet. Dans le référentiel du flux émis, le pic synchrotron se trouve ainsi à une énergie plus faible que celle qui est

observée. L'émission Compton-inverse dans le régime Thomson est donc appropriée pour décrire le rayonnement γ de très haute énergie dans le cadre du modèle SSC. Un photon de 1 TeV peut ainsi être produit par l'interaction entre un photon synchrotron de 10 keV et un électron de 5 GeV environ ($E_\gamma = \gamma_e^2 \epsilon$).

La distribution spectrale de photons émis à très haute énergie par diffusion Compton inverse reflète la distribution spectrale de la population de leptons avec un comportement similaire au spectre d'émission synchrotron, comme précédemment évoqué au Chap. 1. Pour un modèle SSC simple ne considérant qu'une seule zone d'émission dans le jet, et avec une population d'électrons suivant une loi de puissance, alors le rapport entre la luminosité Compton inverse et la luminosité synchrotron est égal au rapport entre la densité d'énergie des photons synchrotron et la densité d'énergie magnétique :

$$\frac{L_{\text{IC}}}{L_{\text{sync}}} = \frac{U_{\text{sync}}}{U_B}, \quad (5.8)$$

puisque la perte d'énergie moyenne transmise par le processus Compton inverse s'écrit

$$-\left. \frac{dE_e}{dt} \right|_{\text{IC}} = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta_e^2 \gamma_e^2 U_{\text{sync}}. \quad (5.9)$$

La densité d'énergie de photons cibles U_{sync} est directement proportionnelle à la luminosité synchrotron $U_{\text{sync}} = L_{\text{sync}}/4\pi r^2 c$ avec r la taille caractéristique de la zone d'émission. Les luminosités entre les deux composantes de la SED d'un blazar décrit par un modèle SSC sont donc reliées par l'expression :

$$L_{\text{IC}} = \frac{2L_{\text{sync}}^2}{B^2 r^2 c} \propto L_{\text{sync}}^2. \quad (5.10)$$

Dans le cadre de ce scénario, une variation de la luminosité synchrotron, lors d'une éruption par exemple, doit alors se traduire par une variation quadratique de la luminosité de la seconde composante spectrale.

Des scénarios hadroniques existent également pour expliquer la deuxième composante d'émission des blazars, où des protons sont accélérés à très haute énergie. L'émission de photons intervient alors à travers la production de pions, comme évoqué au Chap. 1. Dans le cas d'un scénario hadronique la puissance magnétique de jet qui est requise est plus importante que pour l'accélération de leptons. De plus, il est plus difficile pour un modèle hadronique de rendre compte de la variabilité rapide des blazars. Des scénarios mixtes, dits lepto-hadroniques peuvent également rendre compte des observations de façon satisfaisante, voir par exemple [77].

En dépit de la diversité associée à la modélisation précise des spectres intrinsèques des blazars à très hautes énergies, les modèles prédisent généralement une caractéristique

commune qui est que ces spectres suivent une loi de puissance avec parfois une certaine courbure ou une coupure exponentielle *i.e.* des formes lisses et concaves. C'est cette caractéristique générique qui sera exploitée lors de la caractérisation de la transparence de l'univers aux rayons γ de très haute énergie.

Parmi les blazars, une distinction importante est faite entre les objets présentant des lignes d'émission dans leur spectre observé en lumière visible (appelés FSRQs pour *Flat Spectrum Radio Quasar*) et ceux dont le spectre visible est exempt de toute ligne d'émission (appelés BL-Lacs par référence à l'objet archétypal BL Lacertae). Ces différences témoignent de l'environnement local du blazar ; pour les objets de type FSRQ un environnement relativement dense entourant le blazar peut affecter l'émission non thermique observée. L'émission à très haute énergie pourrait dans ce cas être atténuée dans le voisinage immédiat du blazar par des processus d'absorption similaires à ceux qui seront décrits dans la section suivante 5.3. Pour les objets de type BL-Lac (qui sont la majorité des blazars détectés au TeV) l'environnement local du blazar est pauvre et n'affecte pas le flux émis. Le spectre observé en rayons γ est uniquement affecté par le milieu extragalactique. Ces objets sont donc les blazars privilégiés pour des études visant caractériser la transparence de l'univers aux rayons γ .

5.3 Propagation des rayons γ au TeV : interaction avec des photons de fond

Les blazars au TeV détectés par les télescopes Cherenkov sont situés à plusieurs centaines de Mpc. Sur de telles distances des interactions avec les fonds diffus qui emplissent le milieu extragalactique peuvent affecter significativement le flux des rayons γ qui s'y propagent. L'origine des champs de photons diffus dans l'univers est brièvement introduite avant de se focaliser sur la gamme responsable de l'atténuation des rayons γ de très haute énergie et de détailler la perte de transparence de l'univers à ces rayons γ qui en découle.

5.3.1 Champs de photons diffus dans l'univers

Le milieu extragalactique n'est pas vide, il est baigné dans divers champs de photons qui sont des traceurs fondamentaux de l'histoire de l'univers. Le plus intense est le fond cosmologique micro-onde (ou CMB), découvert fortuitement en 1964 par Penzias et Wilson [78]. Sa distribution en énergie suit un spectre du corps noir dont la température observée est de 2.725 K, comme illustré sur la Fig. 5.4. Il représente près de 95% de l'intensité intégrée totale du spectre du fond électromagnétique de l'univers. Le CMB témoigne du découplage primordial entre matière et lumière à l'époque de la recombinaison ($z=1100$). Il est l'image de la surface de dernière diffusion des photons dans l'univers

primordial. Le CMB est une observable majeure de la cosmologie moderne, il est très largement étudié, notamment pour ses fines fluctuations de température et pour sa polarisation.

A la différence du CMB les autres champs photoniques d'arrière plan sont les traceurs de l'histoire de la production de photons dans l'univers après la recombinaison, depuis la réionisation ($z \sim 10$) jusqu'aux galaxies proches. Ils sont dus à toutes les sources résolues et non résolues, ainsi qu'à des composantes purement diffuses. Ces fonds électromagnétiques de l'univers s'étendent sur plus de 20 ordres de grandeur en énergie, depuis le domaine radio jusqu'au domaine γ , comme illustré sur la Fig. 5.4. Pour une revue détaillée de ces fonds de photons dans l'univers voir par exemple [79–81].

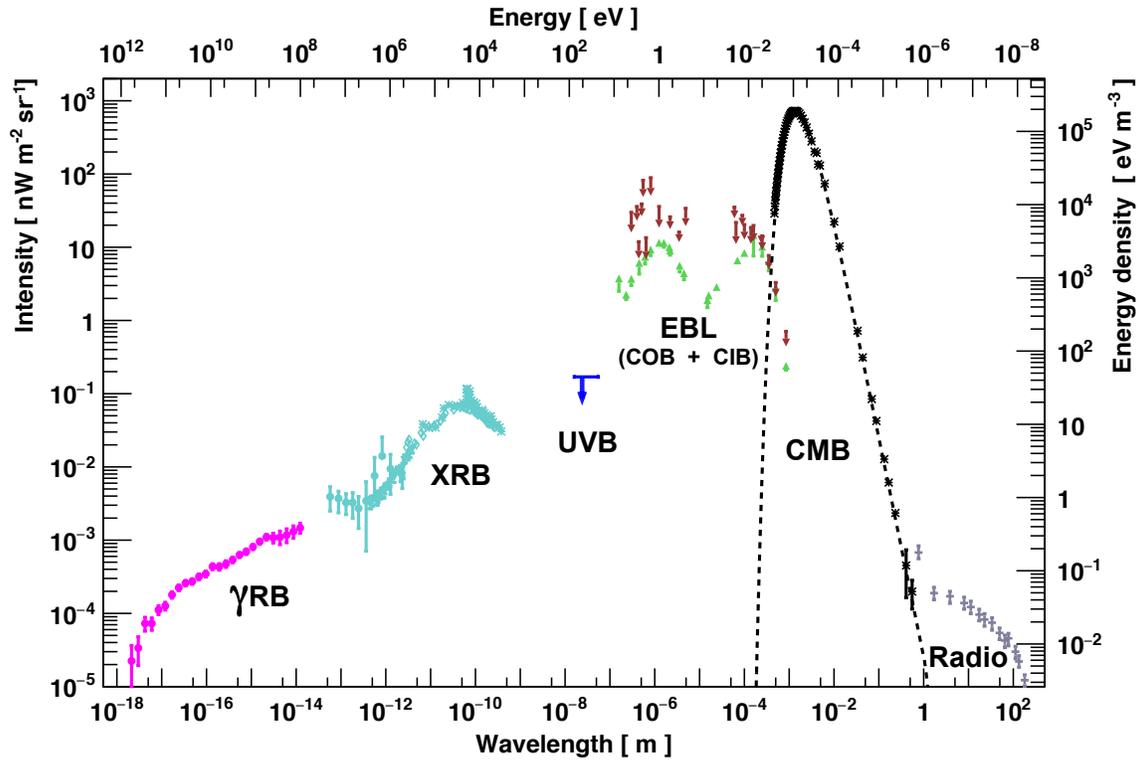


FIGURE 5.4 – Distribution spectrale des fonds de photons dans l'univers local, représentée en intensité (λI_λ), et en densité d'énergie équivalente ($\epsilon^2 \frac{dn}{d\epsilon} = \frac{4\pi}{c} \lambda I_\lambda$). Les mesures représentées sont extraites de [82] pour le fond $\gamma > 100$ MeV, de [83–85] pour le fond X et γ de basse énergie, et la limite sur le fond ultraviolet est extraite de [86]. Les différentes mesures du fond optique et infrarouge sont extraites de [87,88] et détaillées dans le tableau 5.1. Pour le CMB les mesures extraites de [89] et [90] sont représentées, ainsi que le spectre du corps noir à 2.7 K, en ligne pointillée. Pour le fond radio les mesures sont extraites de [79].

La présence de photons baignant chaque recoin de l'univers peut être un facteur limitant la propagation des particules de haute énergie sur des distances cosmologiques puisque ces photons ambiants sont un matériau cible susceptible de provoquer une interaction. En effet, l'énergie disponible dans le référentiel de centre de masse entre une particule incidente et un photon de fond peut dépasser le seuil de production de particules secondaires. Pour une particule quelconque de masse m_X et énergie E_X rencontrant un photon de fond d'énergie ϵ avec un angle relatif θ , l'énergie disponible pour la réaction dans le référentiel de centre de masse s'écrit :

$$\sqrt{s} = \sqrt{m_X^2 c^4 + 2\epsilon E_X \left(1 - \cos \theta \sqrt{1 - m_X^2 c^4 / E_X^2}\right)}. \quad (5.11)$$

En plus de ce critère cinématique qui impose les énergies minimales mises en jeu, la probabilité de réalisation d'une interaction dépend de la section efficace du processus en question et de la densité de photons cibles. Sur ce dernier point c'est le CMB qui est très largement dominant avec de l'ordre de 400 photons dans chaque cm^3 de l'univers actuelⁱⁱⁱ. Par exemple, pour les protons dont l'énergie atteint 10^{20} eV le CMB permet la production résonante de pions responsable de la coupure GZK dans le spectre des rayons cosmiques [91, 92] à travers le processus

$$p^+ + \gamma_{\text{fond}} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \begin{cases} p^+ + \pi_0 \\ n + \pi^+ \end{cases}. \quad (5.12)$$

Pour la propagation d'un rayon γ d'énergie E_γ , l'Eq. 5.11 devient

$$\sqrt{s} = \sqrt{2\epsilon E_\gamma \times (1 - \cos \theta)}. \quad (5.13)$$

Deux photons libres peuvent interagir et produire une paire électron-positron [93] :

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (5.14)$$

Pour cette réaction, l'énergie de centre de masse 5.13 doit dépasser $2m_e c^2 = 1.22$ MeV. Pour une collision frontale ($\theta = \pi$) cette condition de seuil s'écrit

$$\epsilon E_\gamma = (5.11 \times 10^5 \text{ eV})^2, \text{ soit } E_\gamma = \frac{2.6 \times 10^{11}}{\epsilon} \text{ eV}. \quad (5.15)$$

Pour les photons du CMB –dont l'énergie est de l'ordre de 10^{-3} eV– le seuil de production d'une paire e^+e^- n'est atteint que pour des rayons γ de plusieurs centaines de TeV, *i.e.* au-delà de l'énergie des rayons γ détectés à l'heure actuelle. En revanche le fond

iii. Pour un rayonnement de corps noir à 2.7 K l'énergie d'un photon au maximum de la densité d'énergie est donnée par la loi de Wien, soit environ $2.82 \times kT \simeq 6.6 \cdot 10^{-4}$ eV, et la densité spectrale d'énergie est donnée par la loi de Stefan-Boltzmann soit $4\sigma T^4/c \simeq 0.26$ eV cm^{-3} .

optique et infrarouge rend possible la création de paires pour des rayons γ de 100 GeV à quelques dizaines de TeV tels que ceux observés par les imageurs Tchérenkov actuels. La densité de photons appartenant à ce fond optique et infrarouge est en effet suffisante pour limiter la transparence de l'univers aux photons de très hautes énergies [94,95].

5.3.2 Fond de lumière extragalactique (EBL)

Dans le contexte relatif à la propagation des photons γ de très haute énergie les fonds optique et infrarouge sont regroupés sous le terme de fond de lumière extragalactique ou EBL pour *Extragalactic Background Light*. L'EBL est le champ de photons de fond de l'univers le plus intense après le CMB, il représente environ 5% de l'intensité intégrée totale du spectre du fond électromagnétique de l'univers. Cette lumière de fond est issue de la lumière stellaire des galaxies et de sa ré-émission en infrarouge par le milieu inter-stellaire. Cette lumière est intégrée sur l'histoire de l'univers post-recombinaison, c'est en quelque sorte une émission fossile de la formation des galaxies. La distribution spectrale de l'EBL local (à $z = 0$) est ainsi un traceur unique de la formation et de l'évolution des galaxies^{iv}. L'EBL garde également les traces des premières sources de lumière à l'époque de la réionisation, comme potentiellement des étoiles massives primordiales de faible métallicité appelées étoiles de population III.

La distribution spectrale en énergie (SED) de l'EBL a une structure supposée bimodale : un premier pic en optique et infrarouge proche peut être attribué à la lumière stellaire décalée vers le rouge et un autre pic en infrarouge lointain peut être attribué à la ré-émission de la lumière stellaire par différentes composantes de poussière.

Dans la suite l'EBL sera considéré comme un fond isotrope. Pour une discussion relative aux effets potentiels des fluctuations spatiales de l'EBL voir la discussion en 6.5.

Mesures et limites

Une mesure directe de la SED de l'EBL est très difficile de par les émissions proches d'avant plan de notre système solaire (lumière zodiacale) et de notre galaxie (lumière diffuse galactique) qui sont très largement dominantes devant l'EBL [96,97]. Les mesures directes sont ainsi prises comme des limites supérieures potentiellement contaminées par la lumière d'avant plan [98].

Des limites inférieures strictes peuvent être obtenues en intégrant la lumière émise par des galaxies résolues. Ces limites obtenues par le comptage de galaxies à différentes longueurs d'onde convergent en principe vers l'intensité totale de l'EBL. La profondeur du comptage est limitée par la résolution angulaire des instruments par rapport à la densité surfacique des galaxies, qui apparaissent noyées dans un fond diffus. Cette approche ne permet pas de résoudre des composantes réellement diffuses.

iv. Cette information est cependant dégénérée puisque l'émission est intégrée en redshift

Une liste représentative des différentes mesures existantes de l'EBL est donnée dans le tableau 5.1.

Modèles

L'intensité de l'EBL local (à un redshift $z = 0$) est une mesure intégrée des processus radiatifs optiques et infrarouges sur l'histoire de l'univers. Dans un univers dépourvu de poussière la distribution spectrale de l'EBL correspond donc à l'émission thermique des étoiles des galaxies, et dans une moindre mesure aux processus non-thermiques qui peuvent se dérouler dans les sites astrophysiques d'accélération de particules. En présence de poussière l'énergie est redistribuée par des processus d'absorption et de réémission. La distribution spectrale résultante dépend alors de nombreux facteurs tels la composition et la taille des particules de poussière, ainsi que de l'évolution de leur abondance et de leurs propriétés au cours du temps. A partir de ces constatations de base, différentes approches sont utilisées pour modéliser la distribution spectrale de l'EBL et son évolution en redshift.

- Des modèles dits de *backward evolution* dans lesquels les émissions des populations actuelles de galaxies sont extrapolées vers des redshifts plus lointains, voir *e.g.* les modèles de Stecker et al. 2006 [119] ou Franceschini et al. (2008) [120]. Pour une approche où les paramètres d'évolution sont inférés depuis des observations à différents redshifts le modèle de Dominguez et al. (2011) [121]. Pour une approche basée sur les limites inférieures strictes voir le modèle de Kneiske & Dole (2010) [122].
- Des modèles dits de *forward evolution* dans lesquels des conditions initiales sont spécifiées et les processus de formation des galaxies et leurs émissions sont modélisées en suivant la flèche du temps, *e.g.* le modèle de Gilmore et al. (2012) [123] pour une approche semi-analytique complète depuis des conditions cosmologiques initiales, ou *e.g.* le modèle de Finke et al. (2010) [124] pour une approche simplifiée basée sur les taux de formation stellaires inférés depuis les observations et différentes composantes de poussières.

Les modèles les plus récents sont essentiellement en accord mutuel sur la partie optique et infrarouge proche de la SED de l'EBL, comme illustré sur la Fig. 5.5. Des différences significatives sont cependant à noter concernant la "vallée" en infrarouge moyen (3 - 50 μm), et la remontée vers le pic en infrarouge lointain ($> 50 \mu\text{m}$).

5.3.3 Opacité de l'univers aux rayons γ de très haute énergie

Si l'EBL est d'un grand intérêt pour la cosmologie post-recombinaison, c'est également une observable importante pour l'astronomie γ de très haute énergie puisque ce fond rend possible la création de paires e^+e^- au dessus du seuil de réaction. Le flux intrinsèque

5.3. Propagation des rayons γ au TeV : interaction avec des photons de fond

λ (μm)	Limite inférieure ($\text{nW m}^{-2} \text{sr}^{-1}$)	Limite supérieure ($\text{nW m}^{-2} \text{sr}^{-1}$)	Instrument	Référence
0.159	3.75 ± 1.25	-	HST/WFPC2	[99]
0.23	2.25 ± 0.32	-	Galex	[100]
0.3	3.7 ± 0.7	-	HST+Subaru	[101]
0.3	-	18 ± 12	HST/WFPC2	[102]
0.4	-	36 ± 10	méthode <i>dark cloud</i>	[103]
0.44	-	7.9 ± 4	Pioneer 10/11	[104]
0.45	6.1 ± 1.8	-	HST+Subaru	[101]
0.515	-	30 ± 9	Observations au sol	[105]
0.55	-	55 ± 27	HST/WFPC2	[102]
0.61	7.4 ± 1.5	-	HST+Subaru	[101]
0.64	-	7.7 ± 5.8	Pioneer 10/11	[104]
0.81	9.3 ± 1.6	-	HST+Subaru	[101]
0.815	-	57 ± 32	HST/WFPC2	[102]
1.25	11.3 ± 1.3	-	HST+Subaru	[101]
1.25	-	21 ± 15	COBE/DIRBE	[106]
1.6	11.5 ± 1.5	-	Subaru	[107]
2.12	10.0 ± 0.8	-	Subaru	[107]
2.2	9.0 ± 1.2	-	HST+Subaru	[101]
2.2	-	20 ± 6	COBE/DIRBE	[106]
3.5	-	13.3 ± 2.8	COBE/DIRBE	[106]
3.6	5.6 ± 1.0	-	Spitzer/IRAC	[108]
4.5	4.4 ± 0.8	-	Spitzer/IRAC	[108]
4.9	-	22 ± 12	COBE/DIRBE	[109]
15	1.9 ± 0.4	-	Akari	[110]
16	2.2 ± 0.2	-	Spitzer	[111]
24	$2.86^{+0.19}_{-0.16}$	-	Spitzer/MIPS	[112]
60	-	28.1 ± 7.2	COBE/DIRBE	[113]
65	-	12.5 ± 9.3	Akari	[114]
70	$6.6^{+0.7}_{-0.6}$	-	Spitzer/MIPS	[112]
100	8.35 ± 0.95	-	Herschel/PACS	[115]
90	-	22.3 ± 5.0	Akari	[114]
140	-	12.6 ± 6.0	COBE/FIRAS	[116]
160	$14.6^{+7.1}_{-2.9}$	-	Spitzer/MIPS	[112]
160	-	13.7 ± 6.1	COBE/FIRAS	[116]
240	-	10.9 ± 4.3	COBE/FIRAS	[116]
250	$10.13^{+2.6}_{-2.3}$	-	Herschel/SPIRE	[117]
250	-	10.3 ± 4.0	COBE/FIRAS	[116]
350	$6.46^{+1.74}_{-1.57}$	-	Herschel/SPIRE	[117]
350	-	5.6 ± 2.1	COBE/FIRAS	[116]
500	$2.8^{+0.93}_{-0.81}$	-	Herschel/SPIRE	[117]
500	-	2.4 ± 0.9	COBE/FIRAS	[116]
850	0.24 ± 0.03	-	SCUBA	[118]
850	-	0.5 ± 0.21	COBE/FIRAS	[116]

TABLE 5.1 – Mesures existantes de la SED de l’EBL local dans la gamme représentée sur les Fig. 5.4 et 5.5. Les mesures directes sont considérées comme des limites supérieures et les mesures par comptage de galaxies sont considérées comme des limites inférieures. Ces limites (dont la liste est non-exhaustive) sont extraites de [87] et [88].

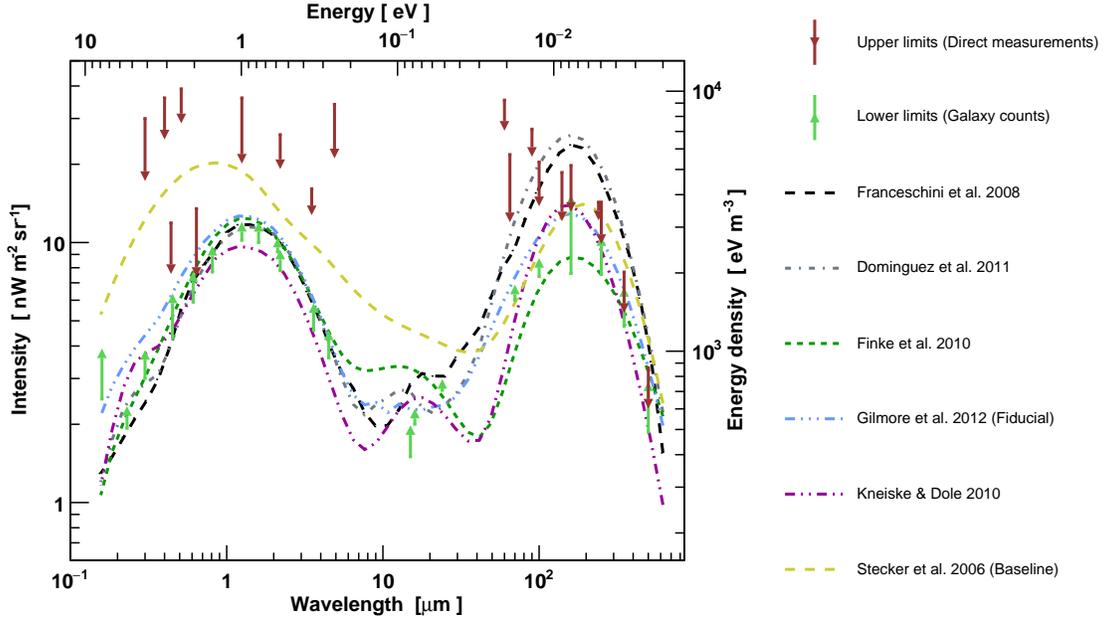


FIGURE 5.5 – Distribution spectrale de l'EBL local. Les limites du tableau 5.1 sont représentées ainsi que les modèles évoqués dans le texte.

$\Phi_{int}(E_\gamma)$ de rayons γ émis par une source à un redshift z_s est ainsi atténué par un facteur $e^{-\tau(E_\gamma, z_s)}$, suivant une loi d'absorption où l'effet de l'EBL est encodé dans la notion de profondeur optique $\tau(E_\gamma, z_s)$ [95, 125]. Le flux observé s'écrit alors

$$\Phi_{obs}(E_\gamma) = \Phi_{int}(E_\gamma) \times e^{-\tau(E_\gamma, z_s)}. \quad (5.16)$$

La profondeur optique dépend notamment de la densité volumique $n_{EBL}(\epsilon, z)$ de photons d'EBL d'énergie propre ϵ qui emplit le milieu extragalactique à un certain redshift z . Elle consiste en une intégrale sur z , ϵ et θ , l'angle entre les impulsions des photons :

$$\tau(E_\gamma, z_s) = \int_0^{z_s} dz \frac{dl}{dz} \int_0^2 d\mu \frac{\mu}{2} \int_{\epsilon_{seuil}}^\infty d\epsilon \frac{dn_{EBL}}{d\epsilon}(\epsilon, z) \sigma_{\gamma\gamma}[\beta(E_\gamma(1+z), \epsilon, \mu)], \quad (5.17)$$

où $\mu = 1 - \cos(\theta)$, et l'énergie de seuil $\epsilon_{seuil}(E_\gamma, z) = \frac{2m_e^2 c^4}{E_\gamma \mu (1+z)}$ qui se déduit de l'Eq. 5.13.

La section efficace de production de paires (dite de Breit-Wheeler) [93] s'écrit

$$\sigma_{\gamma\gamma}(\beta) = \frac{3\sigma_T}{16} (1 - \beta^2) \left[(3 - \beta^4) \ln\left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta}\right) - 2\beta(2 - \beta^2) \right], \quad (5.18)$$

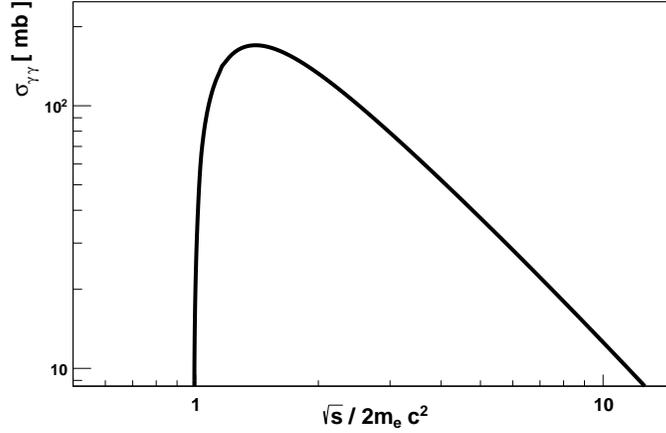


FIGURE 5.6 – Section efficace de la réaction $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ (Eq. 5.18) en fonction de l'énergie disponible dans le référentiel de centre de masse normalisée à l'énergie de seuil.

où βc est la vitesse des électrons sortants dans le référentiel de centre de masse ($\beta = \sqrt{1 - (2m_e c^2)^2/s}$) et σ_T est la section efficace de Thomson. La section efficace de création de paires est piquée proche du seuil de la réaction, avec un maximum à environ $1.4 \times \sqrt{s}/2m_e c^2$, voir Fig. 5.6. De par les décalages vers le rouge des photons γ au cours de leur propagation ($E_\gamma(z) = E_{\gamma,0} \times (1+z)$) et des photons d'EBL évoluant dans l'univers en expansion ($\epsilon(z) = \epsilon_0 \times (1+z)$), l'énergie minimale $\epsilon_{0,\min}$ (ou respectivement la longueur d'onde maximale $\lambda_{0,\max}$) en EBL local à laquelle un rayon γ d'énergie observée E_γ en provenance d'une source à un redshift z_s peut être sensible est donnée par la relation

$$\epsilon_{0,\min} = \frac{\hbar c}{\lambda_{0,\max}} = \frac{2m_e^2 c^4}{E_\gamma \mu (1+z_s)^2}. \quad (5.19)$$

L'élément de distance dans l'Eq. 5.17 est fonction de la métrique de l'univers. Pour une cosmologie Λ CDM de constante de Hubble H_0 et de paramètres de densité de matière et d'énergie noire Ω_M et Ω_Λ il s'écrit

$$\frac{dl}{dz} = c \left(H_0 (1+z) \sqrt{\Omega_M (1+z)^3 + \Omega_\Lambda} \right)^{-1}. \quad (5.20)$$

Les valeurs $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.3$ et $\Omega_\Lambda = 0.7$ sont utilisées dans la suite, sauf mention contraire. Ces valeurs sont en adéquation avec les résultats obtenus par Planck à partir du CMB [126] ainsi qu'avec les résultats obtenus à partir de données plus locales, comme par exemple [127]. Le paramètre le plus influent est ici la constante de Hubble puisque l'expression de τ est proportionnelle $1/H_0$. L'influence du choix précis

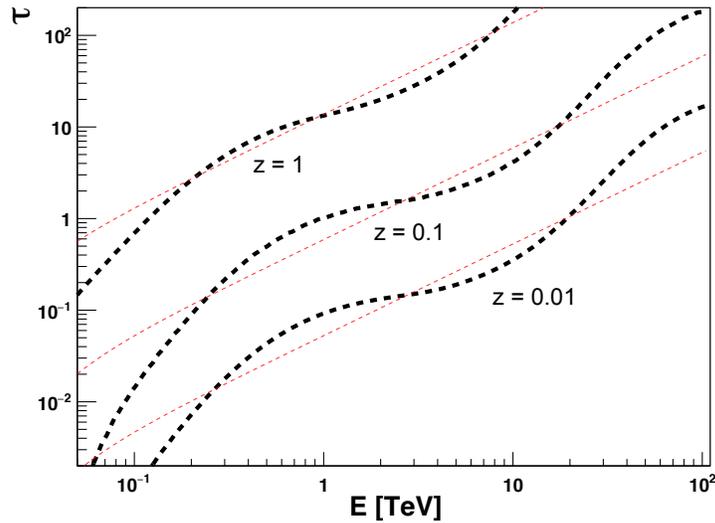


FIGURE 5.7 – Évolution de la profondeur optique τ (Eq. 5.17) en fonction de l'énergie des rayons γ , pour les redshifts de 0.01, 0.1 et 1. Les lignes pointillées noires correspondent aux profondeurs optiques calculés à partir de la SED du modèle de Franceschini et al. (2008) [120]. Les fines lignes pointillées rouges correspondent aux profondeurs optiques calculées à partir d'une modélisation simpliste de l'EBL consistant en une distribution d'intensité constante de $5 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, sans évolution propre.

des paramètres cosmologiques sur le calcul de la profondeur optique est faible comparé à la sensibilité accessible aux données à très haute énergie actuelles, comme cela sera brièvement discuté dans le chapitre suivant.

Des courbes de profondeur optique calculées à partir du modèle de Franceschini et al. (2008) [120] (ligne pointillée noire sur la Fig. 5.5 sont illustrées sur la Fig. 5.7 pour trois redshifts représentatifs. Les courbes d'atténuation correspondant aux profondeurs optiques de la Fig. 5.7 sont représentées sur la Fig. 5.8. Si l'atténuation causée par l'EBL pour des sources situées à quelques dizaines de Mpc ($z = 0.01$ correspond à environ à 45 Mpc) ne se fait sentir qu'au-delà de 10 TeV, pour des sources à quelques Gpc ($z = 1$ correspond à environ à 3.3 Gpc) cette atténuation est déjà significative à 100 GeV. La condition $\tau = 1$, correspondant à une atténuation d'environ 63%, peut également être utilisée pour définir un "horizon" observationnel similaire à la notion de libre parcours moyen [128]. Pour des revues détaillées concernant l'opacité de l'univers causée par l'EBL voir par exemple [87, 129].

L'atténuation en flux causée par l'EBL laisse une empreinte particulière sur le spectre observé $\Phi_{obs}(E_\gamma)$ d'une source γ extragalactique. Ce spectre observé est la convolution du spectre intrinsèque de la source $\Phi_{int}(E_\gamma)$ avec l'effet d'absorption sur l'EBL (Eq. 6.5).

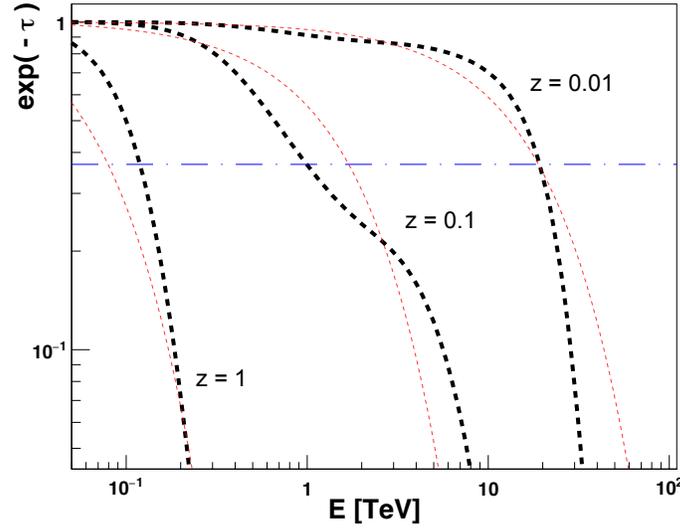


FIGURE 5.8 – Équivalent de la Fig. 5.7 pour l'atténuation $e^{-\tau}$. Les lignes pointillées noires correspondent à la SED d'EBL du modèle de Franceschini et al. (2008) [120]. Les fines lignes pointillées rouges correspondent à la distribution d'intensité constante de $5 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. La ligne horizontale bleue représente la condition $\tau = 1$.

Si cet effet d'opacité de l'univers aux rayons γ de très haute énergie limite l'étude des sources extragalactiques, il permet l'utilisation des rayons γ pour contraindre l'EBL indépendamment des mesures conventionnelles précédemment évoquées. La dépendance particulière du motif d'atténuation en énergie et en redshift permet ainsi en principe d'identifier la signature de l'EBL dans les spectres en énergie des blazars observés à très hautes énergies sous certaines hypothèses concernant leur spectre intrinsèque. De plus, la profondeur optique et le motif d'atténuation sont sensibles à la forme de la SED de l'EBL, comme illustré par la comparaison avec une SED constante sur les figures 5.7 et 5.8 : la distribution bimodale supposée de l'EBL engendre ainsi une modulation spectrale spécifique. Ces propriétés particulières relatives à l'opacité de l'univers aux rayons γ ont été utilisées pour réaliser au cours de cette thèse la première mesure de la SED de l'EBL avec H.E.S.S. indépendamment de toute contrainte pré-existante et des modèles astrophysiques de l'EBL.

Chapitre 6

Mesure du fond de lumière extragalactique avec H.E.S.S.

Sommaire

6.1	Mesure indépendante de l'EBL	96
6.1.1	Volonté d'une approche modèle-indépendante	96
6.1.2	Ingrédients de la mesure	97
6.2	Echantillon de données	100
6.2.1	Sélection et réduction des données	100
6.2.2	Blazars considérés	101
6.3	Méthodes d'ajustement de l'EBL	103
6.3.1	Balayage de l'espace des configurations avec des splines	104
6.3.2	Ajustement des niveaux d'EBL en bandes d'énergie	108
6.4	Résultats	113
6.4.1	Niveaux d'EBL individuels	115
6.4.2	Niveaux combinés	116
6.5	Incertitudes systématiques	119
6.6	Discussion	121
6.6.1	Distribution spectrale en énergie de l'EBL	121
6.6.2	Profondeurs optiques et horizon	124
6.7	Développements annexes	125
6.7.1	Découpage inégal en longueur d'onde	125
6.7.2	Approche globale	126

Si les comptages de galaxies et les mesures directes permettent d'avoir une idée du niveau en intensité de l'EBL, des incertitudes persistent quant à sa distribution spectrale

en énergie et à son évolution en redshift. L'astronomie γ extragalactique de très haute énergie peut être utilisée pour contraindre la SED de l'EBL de façon complètement orthogonale aux mesures usuelles. Au-delà de l'intérêt pour l'étude de l'EBL *per se* et de ses liens avec la cosmologie, cette approche permet de contraindre tout phénomène, exotique ou non, qui affecterait significativement la propagation des rayons γ de très haute énergie sur des distances cosmologiques. Certains de ces aspects seront notamment détaillés plus loin dans les chapitres 7 et 8.

Dans le présent chapitre le travail réalisé au cours de cette thèse concernant l'analyse de données de H.E.S.S. et le développement d'une méthode de mesure de l'EBL à partir de ces données est présenté. Cette première véritable mesure indépendante de la SED de l'EBL avec H.E.S.S. permet une caractérisation générique de la transparence de l'univers aux rayons γ de très haute énergie avec le moins d'*a-priori* possible.

6.1 Mesure indépendante de l'EBL

6.1.1 Volonté d'une approche modèle-indépendante

L'idée d'utiliser les rayons γ pour contraindre l'EBL n'est pas nouvelle. Dès 1967 R. Gould en évoquait la possibilité future [95]. De telles études ne sont réellement devenues possibles que dans les années 2000 grâce aux développements de l'astronomie γ au sol avec la détection de plusieurs sources extragalactiques et la mesure de leur spectre en énergie. Avec H.E.S.S. une première étude de ce genre a été réalisée en 2006. Cette étude s'est basée sur l'hypothèse d'une limite inférieure théorique sur l'indice de la loi de puissance du spectre intrinsèque des sources, d'une valeur de 1.5, hypothèse basée sur la considération de paramètres "raisonnables" pour des modèles d'émission [130]. Des limites supérieures sur le niveau global de l'EBL ont alors été obtenues en calculant le niveau d'EBL nécessaire pour redresser l'indice du spectre observé jusqu'à atteindre cette limite présumée. En utilisant les deux blazars H 2356-309 ($z = 0.165$) et 1ES 1101-232 ($z = 0.186$) H.E.S.S. a révélé un univers plus transparent que ce qui était attendu à partir des mesures directes d'alors [131, 132]. Ces limites supérieures obtenues avec H.E.S.S. se trouvent proches des limites inférieures obtenues par comptage de galaxies. Les modèles d'EBL ont été ré-évalués à la baisse afin d'être compatibles avec cette limiteⁱ. Cette première étude a été suivie par une détermination modèle-dépendante de l'EBL en ajustant les profondeurs optiques d'un modèle choisi aux spectres d'un échantillon de spectres de blazars [133]. Avec cette approche la SED de l'EBL est figée à la forme du modèle dont seule la normalisation est libre. Cette normalisation est ajustée conjointement aux spectres intrinsèques des sources suivant des formes lisses et concaves. Le test statistique obtenu équivaut à une détection à 8.8σ de l'absorption causée par l'EBL par

i. Un exemple d'une telle ré-évaluation est visible sur la Fig. 5.5 où l'on voit la différence entre le modèle [119] datant de 2006 et les modèles plus récents.

rapport au cas sans absorption, avec un facteur de normalisation relatif au modèle de Franceschini et al. (2008) [120] de $1.27^{+0.18}_{-0.15}$ (stat) ± 0.25 (sys). Dans la suite cette étude sera dénommée HESS2013.

D'autres contraintes sur l'EBL par l'effet d'absorption des rayons γ ont été réalisées par les collaborations MAGIC et VERITAS *e.g.* [134, 135] ainsi qu'avec les données du satellite *Fermi*-LAT détectant des rayons γ de haute énergie, pour des redshifts plus lointains [136].

L'analyse présentée dans ce chapitre suit une approche différente, dont le but est de déterminer la forme de la SED de l'EBL en plus de sa normalisation absolue *i.e.* une véritable mesure de la SED de l'EBL avec H.E.S.S. Cette approche est motivée par le fait que l'empreinte laissée par l'EBL contient une dépendance particulière en énergie et en redshift qui doit permettre de traduire le motif d'atténuation observé en termes de niveaux d'EBL résolus en énergie.

Plusieurs approches modèle-indépendantes à la détermination de l'EBL ont vu le jour dans les années 2010 (*e.g.* [88, 137–139]) tirant parti de l'accumulation des spectres publiés par différentes expériences. L'utilisation exclusive des données de H.E.S.S. donne la possibilité de manier les incertitudes systématiques de façon homogène. Le travail effectué dans cette thèse est la première approche modèle-indépendante à la détermination de l'EBL réalisée de façon interne à une collaboration expérimentale.

Le but d'une telle étude est non seulement de mesurer la SED de l'EBL avec H.E.S.S. indépendamment de tout modèle, mais aussi de caractériser la transparence de l'univers aux rayons γ de façon générique, avec le moins d'hypothèses possibles. Ce dernier aspect est particulièrement pertinent dans le cadre des études des processus de second-ordre (exotiques ou non) qui peuvent affecter la propagation des rayons γ sur des distances extragalactiques comme par exemple l'existence de particules de type axion (*e.g.* [140, 141]), la brisure de l'invariance de Lorentz (*e.g.* [142, 143]), le lentillage gravitationnel (*e.g.* [144]), ou les cascades de particules secondaires dans les champs magnétiques extragalactiques (*e.g.* [145, 146]). Les aspects concernant la brisure de l'invariance de Lorentz à l'échelle de Planck seront notamment présentés en détail au Chap. 7 et les aspects relatifs aux cascades électromagnétiques dans les champs magnétiques au Chap. 8.

6.1.2 Ingrédients de la mesure

Spectres déconvolués de blazars

Les éléments de base de toute étude de l'EBL par absorption γ sont des spectres en énergie de sources extragalactiques. Ces sources doivent être situées à des distances

cosmologiques suffisantes pour leur observation dans un régime d'atténuation non négligeable. Pour une identification optimale du motif d'atténuation ces sources doivent être détectées avec une grande significativité pour mesurer un spectre de qualité, sur une gamme en énergie la plus large possible. Les données utilisées seront présentées dans la section 6.2.

Afin de pouvoir réaliser un ajustement spectral du motif d'atténuation de l'EBL des points de spectres doivent être obtenus indépendamment de toute forme prédéfinie. C'est la méthode de déconvolution spectrale présentée au Chap. 4 qui est ainsi utilisée pour cette étude. La matrice de covariance obtenue lors de la déconvolution permet la prise en compte des corrélations entre les points lors de l'ajustement.

Hypothèses sur les spectres intrinsèques

Une complication majeure à la détermination de l'EBL par absorption γ vient de l'incertitude relative aux spectres intrinsèques des sources et de la dégénérescence possible qu'il y a entre courbure intrinsèque et atténuation sur l'EBL. Les blazars ne sont effectivement pas des chandelles standards dont la luminosité et le spectre d'émission γ seraient prédéterminés. En revanche, l'émission d'origine non-thermique de ces objets présente des caractéristiques régulières typiques qui peuvent être exploitées. Comme introduit au Chap. 1, le spectre en loi de puissance est une conséquence fondamentale des mécanismes d'accélération des particules chargées sous-jacents à l'émission des rayons γ . Des corrections à ces mécanismes peuvent faire apparaître une courbure logarithmique ou une coupure exponentielle. Il apparaît alors raisonnable de considérer les spectres intrinsèques comme des fonctions de type loi de puissance régulières en énergie *i.e.* sans changements de signe de la dérivée seconde. Afin d'éviter d'attribuer l'intégralité de la courbure observée à l'EBL, une courbure intrinsèque doit être autorisée. C'est cette hypothèse qui sera faite lors des ajustements réalisés ci-après en considérant des paraboles logarithmiques intrinsèques dont les paramètres spectraux (normalisation du flux, indice de la loi de puissance, et indice de courbure) sont des paramètres libres de l'ajustement.

La dégénérescence vis-à-vis des spectres intrinsèques reste le facteur limitant de toute étude EBL basée sur l'atténuation des rayons γ . En effet, malgré des modèles d'émission aboutis permettant de rendre compte des observations multi-longueur d'onde des blazars une part d'incertitude restera toujours présente sur l'allure exacte des spectres émis à très haute énergie. La simple extrapolation du spectre observé à plus basse énergie n'est en aucun cas certaine de correspondre à la réalité. Il est ainsi particulièrement important de chercher à contraindre l'EBL avec le moins d'*a priori* possible, en ne se basant que sur le motif d'atténuation attendu à très haute énergie.

Paramétrisation de la SED de l'EBL

Une détermination “modèle-indépendante” de l'EBL doit être basée sur une paramétrisation des degrés de liberté liés à l'EBL et doit permettre de quantifier l'adéquation entre la paramétrisation testée et les mesures expérimentales.

Comme illustré au Chap. 5 sur les figures 5.7 et 5.8, les profondeurs optiques et motifs d'atténuations sont essentiellement dépendants du niveau et de la forme de la densité d'énergie de l'EBL local $\epsilon_0^2 \frac{dn}{d\epsilon_0}$ (équivalent à une intensité lumineuse de $\frac{4\pi}{c} \lambda_0 I_{\lambda_0}$), où $\epsilon_0 = \epsilon / (1 + z)$ est l'énergie des photons EBL à $z = 0$. Cette densité d'énergie doit donc être paramétrisée de façon à pouvoir être confrontée aux motifs d'atténuation dans les spectres de blazars.

En plus de la densité d'énergie locale, l'atténuation dépend également, dans une moindre mesure, de l'évolution propre de l'EBL en redshift. En effet, en plus des effets inhérents à l'expansion de l'univers affectant l'énergie et le volume physique, la densité d'énergie comobile de l'EBL a une évolution propre en redshift. Cette évolution est prise en compte en introduisant une fonction d'évolution $f_{\text{evol}}(\epsilon_0, z)$ découplée de la densité d'énergie locale

$$d\epsilon \frac{dn_{\text{EBL}}}{d\epsilon}(\epsilon, z) = d\epsilon_0 \frac{dn_{\text{EBL}}}{d\epsilon_0}(\epsilon_0, 0) \times f_{\text{evol}}(\epsilon_0, z), \quad (6.1)$$

La fonction d'évolution $f_{\text{evol}}(\epsilon_0, z)$ n'est pas prise comme un paramètre libre de la mesure étant donné sa faible influence. Cette fonction d'évolution doit tenir compte à la fois de l'évolution de la densité de photons avec la variation du volume physique en redshift (suivant un comportement en $(1 + z)^3$) ainsi que l'évolution propre de la densité comobile causée par la production et la redistribution de photons à différents redshifts. Cette évolution propre de l'EBL n'est pas mesurable en l'état et reste peu connue. Elle peut être modélisée comme une correction à l'expansion cosmologique libre $(1 + z)^3 \rightarrow (1 + z)^{3 - i_{\text{evol}}}$ où l'indice i_{evol} est choisi afin de reproduire au mieux les résultats prédits par les modèles phénoménologiques avec typiquement $i_{\text{evol}} = 1.2 - 1.7$ selon le modèle choisi [88, 138]. Cette modélisation simple considère une évolution globale (uniforme) en énergie de la SED spectrale de l'EBL. Alternativement cette fonction d'évolution peut être directement extraite d'un modèle en prenant le rapport entre la SED prédite à un redshift donné et la SED locale, pour différentes énergies. C'est cette hypothèse qui est retenue dans la suite, en extrayant l'évolution propre du modèle de Franceschini et al. (2008) [120]. L'histogramme bidimensionnel correspondant à cette fonction d'évolution est illustré sur la Fig. 6.1.

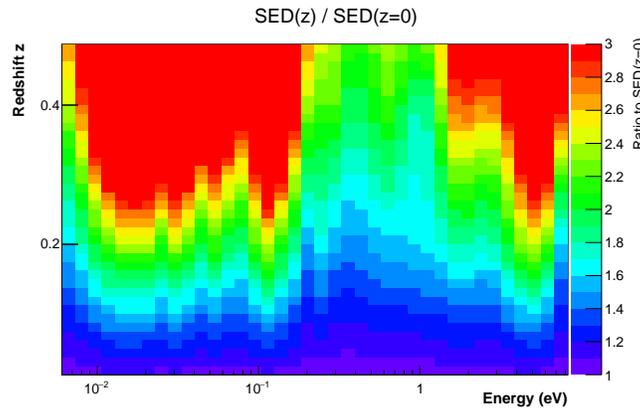


FIGURE 6.1 – Rapport entre la SED du modèle d’EBL de Franceschini et al. (2008) et sa SED locale, sur une gamme en redshift $[0, 0.5]$. L’effet principal est l’accroissement de la densité d’énergie avec le redshift, effet associé à l’expansion de l’univers. Cette évolution n’est cependant pas uniforme en énergie de par l’évolution propre de l’EBL.

L’effet de cet ingrédient modèle-dépendant sur l’évolution propre de l’EBL reste très faible pour les blazars observés à très haute énergie dont les redshifts sont faibles ou modérés ($z \ll 1$), voir la discussion associée à la section 6.5.

Une autre hypothèse sous-jacente de la mesure est que la paramétrisation de l’EBL s’applique pour tout blazar indépendamment de sa position dans le ciel, *i.e.* l’EBL est considéré comme un fond isotrope sans fluctuations spatiales significatives. Si de faibles anisotropies de l’EBL peuvent être observées par certaines mesures directes ([147]), l’utilisation de l’hypothèse d’isotropie de l’EBL dans le cadre de la propagation des rayons γ est confortée par des études où la traversée par des rayons γ de zones de densités variables en photons d’EBL est considérée. Même lors de la traversée successive de plusieurs zones sous-denses ou sur-denses de taille réaliste, la profondeur optique ne varie au plus que de quelques pour-cents [148, 149].

6.2 Echantillon de données

6.2.1 Sélection et réduction des données

Les données utilisées proviennent de blazars dont le redshift est connu, observés par H.E.S.S. depuis ses débuts (cette analyse est donc une analyse de type H.E.S.S.-I uniquement, de façon à traiter un échantillon homogène). Seuls des blazars appartenant à la classe des BL Lacs sont utilisés : leur émission à très haute énergie n’est ainsi pas affectée par l’environnement local du blazar. Les différents jeux de données et leurs caractéristiques principales sont listés dans le tableau 6.1.

Les blazars peuvent montrer des signes d’une variabilité spectrale corrélée à leur niveau en flux, ce qui peut être une source de biais en terme de détermination de l’EBL. Afin d’éviter cet effet les données prises sur des sources dont la variabilité spectrale est avérée sont subdivisées en groupes selon la valeur de leur flux intégré, et rangées dans des bins logarithmiques en flux. Cette approche est identique à celle utilisée dans l’étude HESS2013. Ces sous-jeux de données, identifiés par un numéro, sont ordonnés par flux croissant. Les données choisies satisfont à des critères de qualité standard prenant par exemple en compte les conditions météorologiques au cours des observations, ou des résultats de calibration tels le nombre de pixels non opérationnels. La chaîne de reconstruction et d’analyse *Model* est utilisée, en adoptant les coupures de type *Loose* [48] correspondant à un critère 40 photo-électrons minimum par image. Les spectres sont déconvolués avec la méthode présentée au Chap. 4 en utilisant un seuil correspondant à 15% de la surface effective maximale. Une significativité minimale de 2σ est requise pour qu’un point soit créé. L’extrémité haute de la gamme en énergie couverte par chaque spectre reflète ainsi la queue de distribution en significativité.

Une vérification croisée des résultats d’analyse et des spectres obtenus est effectuée en utilisant la chaîne de reconstruction et d’analyse ImPACT, menant à des résultats compatibles. De plus, une compatibilité parfaite est observée entre les spectres déconvolués obtenus et les points résiduels des spectres dérivés par la méthode de *forward folding* de l’analyse *Model*.

6.2.2 Blazars considérés

Mrk 421 ($z = 0.031$ [150, 151]) est la première source extragalactique détectée à très haute énergie [152]. Ce blazar variable est observé par H.E.S.S. à grand angle zénithal ($\gtrsim 60^\circ$) de par sa latitude élevée [153]. Par conséquent, le seuil en énergie est particulièrement élevé ($\gtrsim 1$ TeV) à cause de la forte absorption atmosphérique, mais la surface effective de détection est élevée aux plus hautes énergies, permettant la mesure d’un spectre s’étendant au-delà de 10 TeVⁱⁱ. En plus des données prises en 2004 sur Mrk 421, des données prises durant l’épisode éruptif de 2010 sont considérées [154]. Mrk 501 ($z = 0.034$ [151]) est la seconde source extragalactique découverte à très haute énergie [155], elle est également observée par H.E.S.S. à très grand angle zénithal ($\gtrsim 60^\circ$). Les observations prises durant l’éruption de 2014 sont ici considérées. Ces sources à faible redshift dont le spectre s’étend au-delà de 10 TeV sont essentielles afin de sonder l’EBL en infrarouge lointain. Pour PKS 2005-489 ($z = 0.071$, [156]) les données utilisées sont identiques à HESS2013, et détaillées dans [157] et [158]. Le blazar 1ES 1312-423 ($z = 0.105$ [159]) est une source peu lumineuse située dans le même champ de vue que la radio-galaxie Centaurus A, et qui bénéficie ainsi des nombreuses observations de H.E.S.S. dans ce champ de vue [160]. Le blazar PKS 2155-304 ($z = 0.116$, [161]) est une source emblématique souvent observée avec H.E.S.S. Les données prises durant

ii. Les spécificités des observations à grand angle zénithal seront notamment détaillées dans le Chap. 7.

Spectre	Temps d'observation (heures)	σ	z	$E_{\min} - E_{\max}$ (TeV)
Mrk 421 (1)	4.9	89.6	0.031	1.41 – 14.9
Mrk 421 (2)	3.8	122	0.031	1.22 – 15.9
Mrk 421 (3)	2.9	123	0.031	1.19 – 19.5
Mrk 421 (2010, 1)	3.3	96.2	0.031	1.6 – 16.5
Mrk 421 (2010, 2)	1.6	46.0	0.031	1.5 – 15.2
Mrk 501	1.8	66.7	0.034	1.9 – 19.5
PKS 2005–489 (1)	71.2	28.8	0.071	0.29 – 1.6
PKS 2005–489 (2)	18.7	29.2	0.071	0.29 – 3.0
1ES 1312–423	174.9	5.6	0.105	0.24 – 3.0
PKS 2155–304 (1)	7.4	94.8	0.116	0.24 – 4.6
PKS 2155–304 (2)	6.1	119	0.116	0.24 – 1.98
PKS 2155–304 (3)	5.5	187	0.116	0.24 – 3.7
PKS 2155–304 (4)	2.6	135	0.116	0.24 – 2.44
PKS 2155–304 (5)	3.5	227	0.116	0.24 – 4.6
PKS 2155–304 (6)	1.3	172	0.116	0.29 – 4.6
PKS 2155–304 (7)	1.3	200	0.116	0.29 – 3.6
PKS 2155–304 (2008)	25.4	111	0.116	0.19 – 3.7
1ES 0229+200	57.7	11.6	0.14	0.4 – 2.8
H 2356–309	92.6	19.6	0.165	0.19 – 1.98
1ES 1101–232	58.2	16.8	0.186	0.19 – 1.98
1ES 0347–121	33.9	14.1	0.188	0.19 – 6.9
1ES 0414+009	73.7	9.6	0.287	0.19 – 0.69

TABLE 6.1 – Informations relatives aux jeux de données utilisés, incluant le temps d'observation, la significativité de détection σ , le redshift de la source z , ainsi que la gamme en énergie couverte par chaque spectre déconvolué.

l'éruption exceptionnelle de 2006 sont utilisées, ainsi que les observations prises durant l'état bas de 2008. Ces jeux de données dont la statistique est exceptionnellement haute permettent d'obtenir des spectres d'excellente qualité, essentiels pour une identification claire du motif d'atténuation sur l'EBL. Pour 1ES 0229+200 ($z = 0.14$ [162]), H 2356-309 ($z = 0.165$ [163]), 1ES 1101-232 ($z = 0.186$ [164]) et 1ES 0347-121 ($z = 0.188$ [165]) les données utilisées sont identiques à celles utilisées dans HESS2013. Le blazar distant 1ES 0414+009 ($z = 0.287$) est également pris en compte, avec des données prises par H.E.S.S. s'étalant sur une période allant de 2005 à 2009 [166]. Les caractéristiques de l'échantillon sont résumées dans le tableau 6.1.

Les spectres déconvolués de cet échantillon de données totalisent 256 points spectraux.

La couverture de cet échantillon en énergie et en redshift est illustrée sur la Fig. 6.2. Tous les spectres utilisés sont regroupés dans l'annexe A.

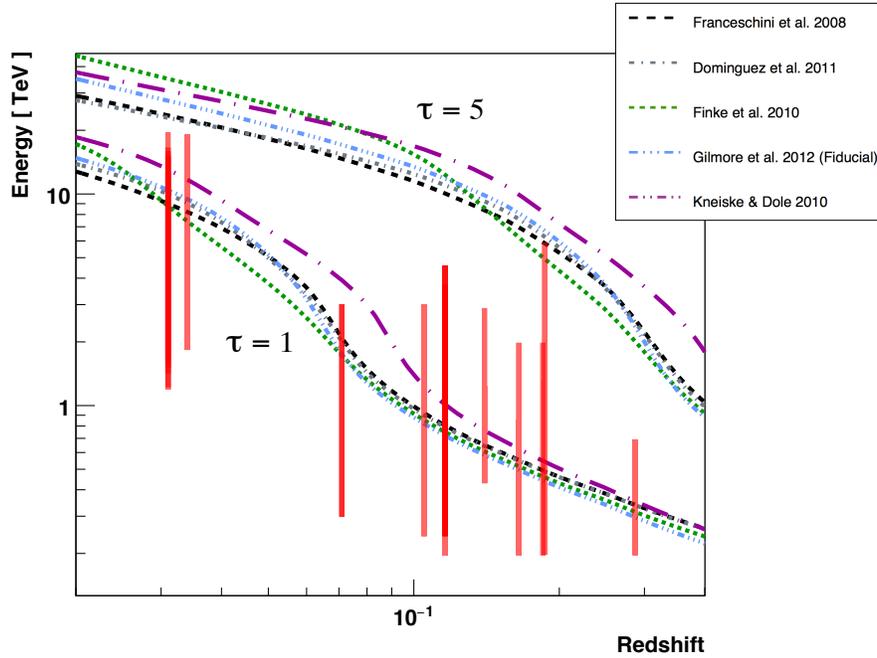


FIGURE 6.2 – Couverture en énergie des spectres de la table 6.1 (lignes verticales rouges), en fonction du redshift. Les horizons attendus à partir des modèles d'EBL représentatifs sont représentés pour les conditions $\tau = 1$ et $\tau = 5$.

6.3 Méthodes d'ajustement de l'EBL

Dans cette section le développement des méthodes de paramétrisation et d'ajustement de la SED de l'EBL réalisé au cours de cette thèse est présenté. L'objectif de ces méthodes est de permettre l'identification du motif d'atténuation de l'EBL dans les spectres déconvolués de blazars et de transcrire cette atténuation observée en terme de SED de l'EBL.

La première méthode qui a été développée est basée sur l'ajustement à une multitude de formes d'EBL afin de déterminer quelles sont les formes ajustent le mieux les données. Si les résultats préliminaires obtenus ont montré la possibilité d'accéder à la forme de la SED de l'EBL avec les données de H.E.S.S., les limitations propres à cette approche ont conduit au développement d'une méthode plus robuste permettant de résoudre la densité d'énergie d'EBL dans différentes bandes spectrales.

6.3.1 Balayage de l'espace des configurations avec des splines

Le principe de la première approche suivie pour déterminer la SED de l'EBL de façon modèle-indépendante est de tester une multitude de formes de SED d'EBL local et de comparer l'ajustement donné par le motif d'atténuation associé à chacune de ces formes aux spectres de blazars mesurés avec H.E.S.S. Pour générer des formes d'EBL de façon générique des splines cubiques sont créés à partir de nœuds séparés de façon logarithmique en énergie et intensité, de façon à couvrir l'espace des configurations possibles pour la SED de l'EBL. Cette approche est inspirée des travaux de [138,167] où des splines sont utilisées pour obtenir une limite supérieure sur l'EBL.

Décomposition du calcul de la profondeur optique

Pour une spline donnée, le calcul de la profondeur optique associée peut être décomposé linéairement. En effet, une spline cubique est une fonction définie par morceaux avec des polynômes de degrés trois. Une paramétrisation de la SED de l'EBL local par une spline cubique construite sur N nœuds s'écrit

$$\epsilon_0^2 \frac{dn_{\text{EBL}}}{d\epsilon_0} = \sum_{i=0}^{N-1} \sum_{k=0}^3 a_{i,k} \epsilon_0^k. \quad (6.2)$$

Les $(N \times 4)$ coefficients $a_{i,k}$ d'une telle spline cubique encodent ses variations en intensité d'EBL entre les différents nœuds de la grille $\{i\}$ placés à des énergies $\{\epsilon_i\}$. La profondeur optique peut ainsi être décomposée linéairement

$$\tau(E_\gamma, z_s) = \sum_{i=0}^{N-1} \sum_{k=0}^3 a_{i,k} t_{i,k}(E_\gamma, z_s), \quad (6.3)$$

avec

$$t_{i,k}(E_\gamma, z_s) = \int_0^{z_s} dz \frac{dl}{dz} \int_0^2 d\mu \frac{\mu}{2} \int_{\epsilon_i}^{\epsilon_{i+1}} d\epsilon_0 \epsilon_0^{k-2} f_{\text{evol}}(\epsilon_0, z) \sigma_{\gamma\gamma}[\beta(E_\gamma(1+z), \epsilon_0(1+z), \mu)]. \quad (6.4)$$

Ces profondeurs optiques monomiales par intervalle peuvent être calculées à l'avance pour être ensuite appelées lors de l'ajustement.

Le nombre de possibilités de splines différentes augmente de manière exponentielle avec le nombre de nœuds considérés. Pour une grille symétrique de $N \times N$ nœuds le nombre de possibilités pour une spline dont les nœuds voisins doivent appartenir à des colonnes successives de la grille est de N^N . Afin d'éviter une explosion combinatoire du nombre de splines tout en gardant une couverture de l'espace des configurations la plus dense possible certaines restrictions doivent être appliquées, par exemple en limitant la couverture en intensité des nœuds de la grille. Plusieurs grilles différentes peuvent

également être utilisées de façon décalée en énergie et/ou en intensité, comme illustré sur la Fig. 6.3. Ceci permet dans une certaine mesure de se libérer des contraintes de formes imposées par le passage des splines au travers du réseau de nœuds choisi. Les splines doivent couvrir une gamme en longueur d'onde adaptée à la gamme en énergie des spectres à très haute énergie, suivant les relations 5.18 et 5.19.

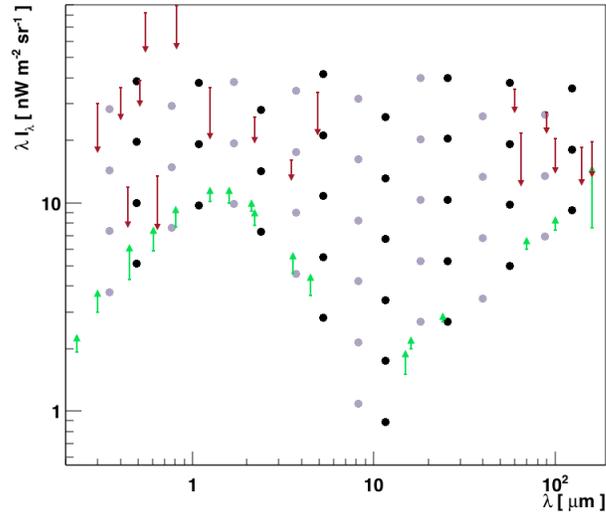


FIGURE 6.3 – Exemple de grilles utilisées pour la construction des splines, ici représentées en longueur d'onde. Les points noirs et gris représentent les nœuds de grilles différentes décalées en longueur d'onde et en intensité. Les grilles représentées suivent les limites inférieures obtenues par comptages de galaxies et ne sont pas étendues en deçà. Ces deux grilles réunies sous-tendent 116640 splines. Leur couverture en longueur d'onde garantit une sensibilité à l'absorption γ dans la gamme ~ 200 GeV - 20 TeV.

Ajustements

Chaque spectre est ajusté en utilisant l'atténuation calculée à partir de chaque spline j construite à partir des nœuds d'une grille avec l'expression 6.5 :

$$\Phi_{obs}(E_\gamma) = \Phi_{int}(E_\gamma) \times e^{-\tau_j(E_\gamma, z_s)}, \quad (6.5)$$

où la profondeur optique associée à la spline testée τ_j est calculée en utilisant la décomposition de l'Eq. 6.3.

Les spectres intrinsèques sont paramétrisés avec les formes les plus naturelles qui peuvent être attendues de processus d'émission non-thermiques, *i.e.* des lois de puissances ainsi que des paraboles logarithmiques. Le choix d'une forme peut être fonction de la probabilité associée à l'ajustement. Ces fonctions étant imbriquées (la parabole logarithmique devient une loi de puissance lorsque son indice de courbure tend vers 0) l'ajustement avec la parabole logarithmique généralise la loi de puissance.

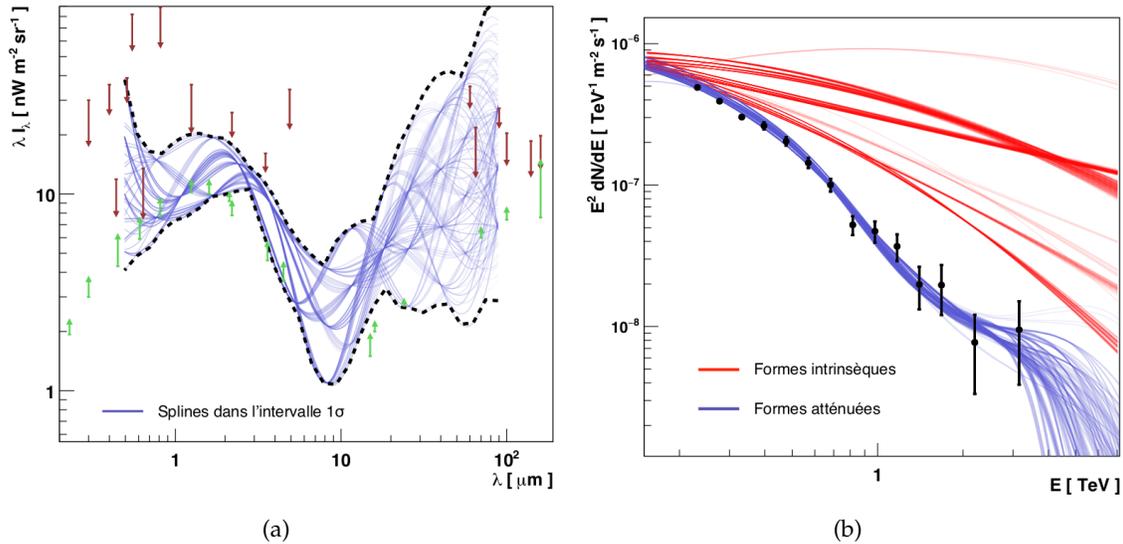


FIGURE 6.4 – Exemple de résultat individuel avec la méthode des splines pour un spectre du blazar PKS 2155-204, en utilisant les grilles de la Fig. 6.3. 6.4(a) : Toutes les splines dans l'intervalle à 1σ sont représentées en bleu. Les contours de l'enveloppe créée par ces splines sont représentés par les lignes tiretées noires. La représentation des splines est limitée au domaine d'intersection des deux grilles. L'évasement progressif de l'enveloppe aux extrémités traduit la perte de sensibilité progressive vis-à-vis de la gamme en énergie couverte par le spectre considéré. A noter également que les "ventres" des splines entre les nœuds élargissent la couverture en intensité au-delà de la position des nœuds sur la grille. 6.4(b) : Spectre dont l'ajustement est réalisé par une parabole logarithmique atténuée avec l'EBL paramétrisé par les splines de la grille. Les spectres ajustés atténués avec toutes les splines dans l'intervalle à 1σ sont représentés en bleu. Les lignes rouges représentent les parabolles logarithmiques intrinsèques associées, sans prendre en compte les erreurs sur les paramètres spectraux ajustés.

Selon la forme et la normalisation de chaque spline, la qualité de l'ajustement peut différer significativement. L'ajustement ne contient pas explicitement de paramètres libres liés à l'EBL, ces paramètres sont dissimulés dans la définition des splines sur la grille. L'ajustement est réalisé en considérant l'estimateur des moindres carrés χ^2 de l'Eq. 4.7. Après le balayage de toutes les splines construites sur une grille, la spline avec laquelle l'estimateur des moindres carrés est minimum χ_{\min}^2 est considérée comme la forme optimale de SED d'EBL. Le contour créé par l'ensemble des splines dont l'ajustement spectral satisfait à la condition $\chi_i^2 \leq \chi_{\min}^2 + 1$ forme alors une enveloppe qui est considérée comme l'incertitude statistique à $1\text{-}\sigma$ autour de la valeur mesurée. Un exemple d'une telle enveloppe est montré sur la Fig. 6.4(a).

Les paramètres spectraux intrinsèques qui sont ajustés peuvent différer significativement pour des splines dans une enveloppe. Cet effet est illustré sur la Fig. 6.4(b) où plusieurs "familles" de parabolles logarithmiques intrinsèques correspondent à des

spectres observés similaires. Ceci est un exemple de dégénérescence irréductible entre spectres intrinsèques et SED d'EBL.

Les enveloppes sont considérées comme entourant la mesure réelle. Pour combiner l'effet de l'ajustement de plusieurs spectres et bénéficier de l'effet collectif de l'EBL, les résultats individuels sont combinés comme des mesures indépendantes d'une même quantité. Pour ce faire les enveloppes sont découpées en fines bandes spectrales et la valeur centrale est prise comme une mesure du niveau d'intensité d'EBL dans cette bande. Cette méthode permet également d'obtenir une enveloppe finale qui n'est pas figée par la position des nœuds des splines.

Résultats et limitations

Des résultats préliminaires obtenus avec la méthode des splines en utilisant les sources PKS 2005–489, PKS 2155–304, 1ES 0229+200, H 2356–309, 1ES 1101–232 et 1ES 0347–121 ont été présentés à la conférence *International Cosmic Ray Conference* 2015 [168]. La bande de confiance issue de la combinaison des différentes enveloppes de splines est représentée sur la Fig. 6.5. Cette bande prend également en compte les erreurs systématiques estimées par l'exclusion relative des différents spectres lors de la combinaison.

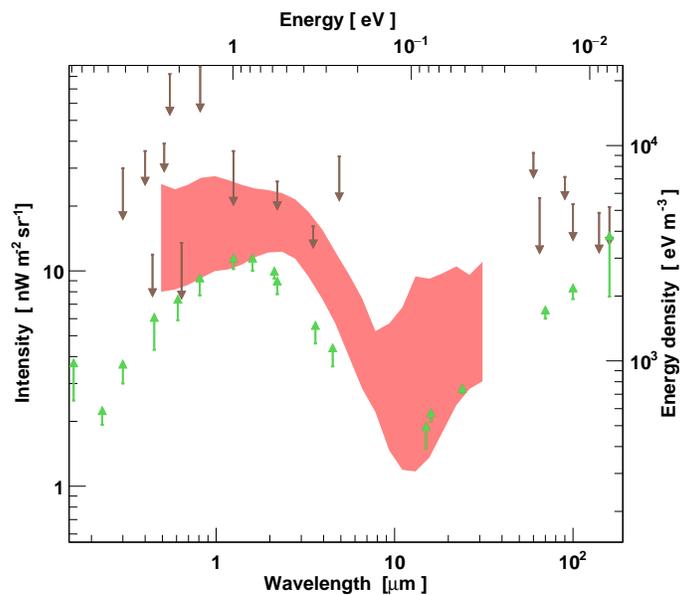


FIGURE 6.5 – Résultat préliminaire obtenu à partir des grilles de la Fig. 6.3 avec les spectres des six blazars, présenté à la conférence ICRC 2015 [168]. La bande représentée englobe les incertitudes systématiques. Pour plus de détails sur ce résultat voir [168].

La méthode utilisant des splines construites à partir d'une grille est sensible à la position et à l'espacement des nœuds sur la grille, à moins d'utiliser un maillage très fin. De par l'explosion combinatoire du nombre de splines avec l'augmentation du nombre de nœuds cette méthode est peu flexible et requiert une grande puissance de calcul ; une couverture fine de l'espace des configurations sans restriction d'intensité est difficilement réalisable. Un maillage fin induit également des splines avec des sous structures fines (*e.g.* des sinuosités entre nœuds voisins) auxquelles les données γ ne sont pas sensibles. En plus de ces limitations d'ordre pratique cette méthode n'est pas totalement satisfaisante sur plusieurs points. Il n'y a pas à proprement parler d'ajustement des paramètres reliés à l'EBL, mais les tests successifs d'une multitude de paramétrisations. De plus, la largeur de l'enveloppe des splines dans l'intervalle $\chi_{\min}^2 + 1$ peut ne pas toujours être un estimateur fiable de l'incertitude statistique, par exemple lorsque toutes les splines en question se croisent en un nœud.

Si cette méthode montre que la forme de la SED de l'EBL est accessible en utilisant uniquement les spectres γ à très haute énergie mesurés par H.E.S.S., ses limitations ont conduit au développement d'une méthode plus robuste et plus proche d'une mesure directe.

6.3.2 Ajustement des niveaux d'EBL en bandes d'énergie

Remplacer l'espacement discret entre les nœuds d'une grille par des niveaux continuellement ajustables dans différentes bandes spectrales est une solution qui permet d'introduire les degrés de libertés reliés à l'EBL comme de véritables paramètres libres dans l'ajustement.

Cette méthode est à la fois plus directe, robuste et plus audacieuse puisqu'ici aucune restriction en intensité n'est imposée par des nœuds. La confrontation avec des formes d'EBL en conflit avec les limites inférieures est alors possible, ce qui est particulièrement intéressant dans l'étude des processus de propagation du second ordre, dont certains seront étudiés dans la partie 3. Dans ce formalisme, la SED de l'EBL local est décomposée en bandes spectrales contiguës de bornes $[\epsilon_i, \epsilon_{i+1}]$ et de contenu $\rho_i \geq 0$.

$$\epsilon_0^2 \frac{dn_{\text{EBL}}}{d\epsilon_0} = \sum_i w_i(\epsilon_0) \rho_i, \text{ où } w_i(\epsilon_0) = \begin{cases} 1 & \text{si } \epsilon_0 \in [\epsilon_i, \epsilon_{i+1}] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} . \quad (6.6)$$

Cette paramétrisation de la SED de l'EBL est injectée dans le calcul de la profondeur optique (Eq. 5.17) qui peut être décomposée linéairement avec les paramètres $\{\rho_i\}$ de façon analogue à la décomposition de l'Eq 6.3. Ce jeu de paramètres correspondant aux niveaux d'intensité en EBL peuvent alors être ajustés aux spectres mesurés par H.E.S.S.

La SED d'EBL local est ainsi divisée en quatre bandes en énergie (ou longueur d'onde) de largeurs logarithmiques égales. Ce choix simple s'avère être optimal en termes de

sensibilité. Un nombre de bandes plus élevé n'améliore pas significativement la qualité des ajustements et provoque un accroissement des erreurs sur les niveaux ajustés. Ces niveaux étant des paramètres libres de l'ajustement, leur nombre est également limité par le nombre de paramètres libres, et doit rester inférieur au nombre de points de chaque spectre moins le nombre de paramètres spectraux intrinsèques (du moins dans le cas d'un ajustement spectral individuel).

Comme pour la couverture en énergie de la grille avec la méthode des splines, les bandes doivent couvrir l'intégralité de la gamme de sensibilité des spectres γ . La borne de basse énergie (haute longueur d'onde) correspond au seuil de création de paires avec les points de spectres de plus haute énergie de l'échantillon de données suivant l'Eq. 5.19. La borne de haute énergie (basse longueur d'onde) est choisie afin de se situer plus loin que le pic de la section efficace de création pour les points spectraux de plus basse énergie de l'échantillon, puis ajusté *a posteriori* comme l'énergie limite en deçà de laquelle la sensibilité dans cette bande est perdue.

Hypothèse nulle

Les niveaux en intensité de l'EBL vont être ajustés afin de minimiser tout motif ne pouvant pas être pris en compte par la paramétrisation du spectre intrinsèque. Les niveaux sont libres d'être nuls, cette méthode permet donc une comparaison directe avec l'hypothèse d'absence de l'EBL.

Si tous les spectres de l'échantillon sont ajustés par des lois de puissance en l'absence d'EBL $\Phi_{\text{PWL}}(E_\gamma) = \Phi_0(E_\gamma/E_0)^{-\alpha}$ l'estimateur de la qualité de l'ajustement est de $\sum_j \chi_{j,\text{PWL}}^2 = 1476.5$ pour $256 - (2 \times 22) = 212$ degrés de liberté (le nombre de points totalisé par les 22 spectres moins les paramètres spectraux ajustés). Les résidus de l'ajustement montrent une importante dispersion avec une modulation visible comme illustré sur la Fig. 6.6(a). Ce résultat démontre l'insuffisance de cette paramétrisation. La considération de paraboles logarithmiques $\Phi_{\text{LP}}(E_\gamma) = \Phi_0(E_\gamma/E_0)^{-\alpha-\beta \log(E_\gamma/E_0)}$ permet d'introduire la possibilité d'une courbure spectrale, avec β le paramètre de courbure. La qualité de l'ajustement est alors significativement améliorée puisque $\sum_j \chi_{j,\text{LP}}^2 = 284.8$, pour $256 - (3 \times 22) = 190$ degrés de liberté. Cependant, une modulation dans la distribution des résidus à l'ajustement peut toujours être observée, de façon plus ou moins marquée selon les cas. Un exemple représentatif est montré sur la Fig. 6.6(c) pour la distribution à l'ajustement log-parabolique du spectre associé au jeu de données PKS 2155-304 (5).

Cette même observation peut être faite en utilisant d'autres formes spectrales lisses, tant que des irrégularités intrinsèques ne sont pas considérées. Les propriétés de ces modulations et leur dépendance en énergie et en redshift sont cruciales à cette étude visant à mesurer la SED de l'EBL. En effet, ces modulations –non prises en compte par des formes spectrales lisses– peuvent être traduites en termes de détection de l'EBL et de mesure de

son intensité dans différentes bandes spectrales.

Ajustement joint

Pour chaque spectre correspondant aux jeux de données du tableau 6.1 un ajustement simultané des niveaux d'EBL et des paramètres spectraux est réalisé. Les spectres intrinsèques sont décrits par des paraboles logarithmiques, ce qui inclut naturellement les lois de puissance. Ce choix permet d'éviter d'attribuer l'intégralité de la courbure observée à l'atténuation EBL.

Une autre hypothèse implicite est que ces spectres intrinsèques sont non-convexes puisque seules des valeurs positives de α et β sont considérées. Ces considérations simples permettent une détermination de l'EBL qui ne dépend pas d'hypothèses spécifiques quant au mécanismes d'accélération sous-jacents.

La matrice de covariance C_T déterminée lors de la procédure de déconvolution est utilisée, de façon à prendre en compte les corrélations entre les points spectraux dans la minimisation de χ^2 . La fonction minimisée est

$$\chi^2 = (\vec{\Phi}_{\text{test}} - \vec{\Phi}_{\text{obs}})^T C_T^{-1} (\vec{\Phi}_{\text{test}} - \vec{\Phi}_{\text{obs}}), \quad (6.7)$$

où $\vec{\Phi}_{\text{obs}}$ est le vecteur des points spectraux, et $\vec{\Phi}_{\text{test}}$ correspond aux fonctions testées qui ont pour paramètres libres les quatre niveaux EBL $\{\rho_i\}$ et les paramètres spectraux intrinsèques (Φ_0, α, β) :

$$\Phi_{\text{test}}(E_\gamma, z_s) = \Phi_{\text{int}}(E_\gamma, \Phi_0, \alpha, \beta) \times e^{-\tau(E_\gamma, z_s, \{\rho_i\})}, \quad (6.8)$$

soit un ajustement à sept paramètres libres. La profondeur optique $\tau(E_\gamma, z_s, \{\rho_i\})$ résulte de l'injection de l'équation 6.6 dans 7.10.

Les niveaux d'EBL sont ici des paramètres indépendants au cours de l'ajustement de chaque spectre et seront ensuite combinés comme des paramètres communs, comme présenté dans la sous-section 6.4.2. Cette approche permet une identification claire de la sensibilité de chaque spectre à la mesure de l'EBL et de sa contribution relative au résultat global dans chaque bande de longueur d'onde. Pour une discussion concernant une approche alternative où les niveaux d'EBL sont globaux et donc identiques pour tous les spectres, se référer à la sous-section 6.7.2.

Les ajustements sont réalisés en utilisant les procédures de minimisation de la suite TMinuit du logiciel ROOTⁱⁱⁱ. Une attention particulière a été portée à la bonne convergence de chaque ajustement : la minimisation consiste en l'utilisation successive des méthodes MIGRAD et HESSE. MIGRAD consiste en un algorithme puissant de recherche linéaire à direction de descente. HESSE utilise ensuite la matrice des dérivées secondes

iii. <https://root.cern.ch/doc/master/classTMinuit.html>

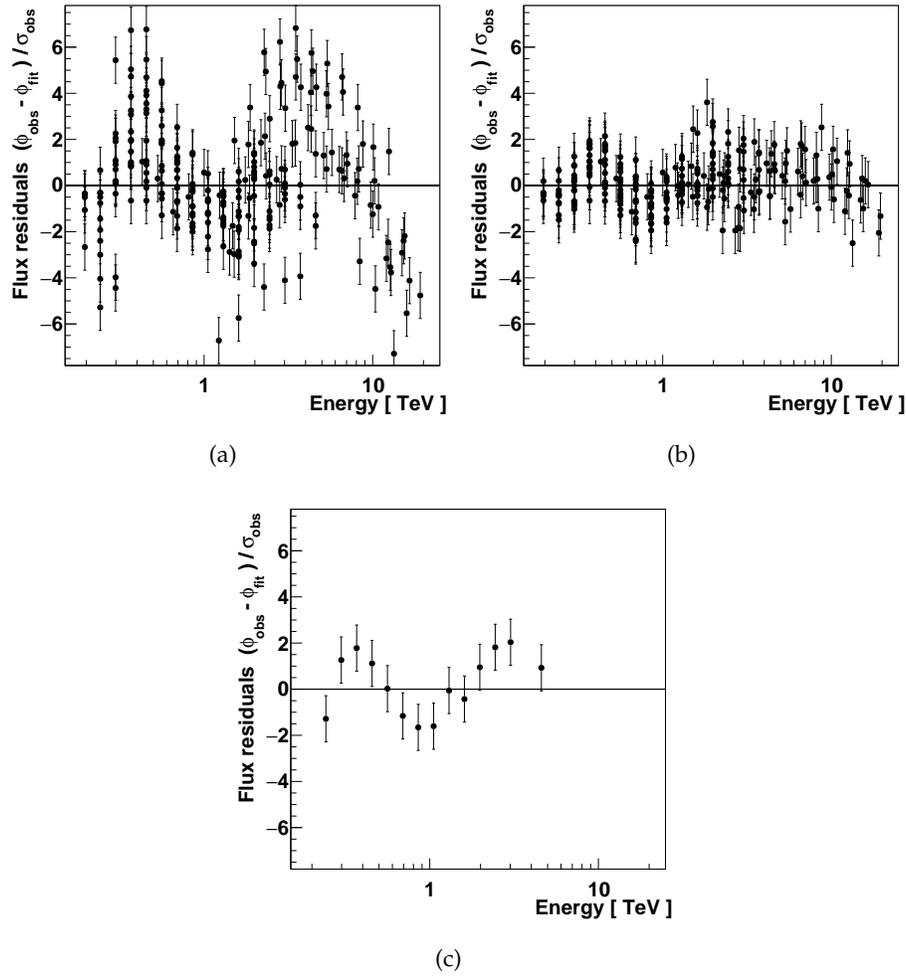


FIGURE 6.6 – Résidus des ajustements spectraux sans EBL, en fonction de l'énergie. 6.6(a) : Résidus de tout l'échantillon de spectres pour l'ajustement à des lois de puissance $\sum_j \chi_j^2 = 1476.5$. 6.6(b) Résidus de tout l'échantillon de spectres pour l'ajustement à des paraboles logarithmiques $\sum_j \chi_j^2 = 284.8$. 6.6(c) : Résidus de l'ajustement du spectre du jeu de données PKS 2155–304 (5) à une parabole logarithmique.

afin de vérifier la convexité de l'espace des paramètres autour du minimum trouvé et de permettre une estimation correcte des erreurs. La distance estimée au minimum requise doit être inférieure à 10^{-4} , et la matrice des dérivées secondes est vérifiée être définie-positives. Ces précautions permettent de s'assurer de la qualité de l'ajustement et de la fiabilité des erreurs estimées sur les paramètres ajustés.

Vérification de l'ajustement par méthode MCMC

Une vérification croisée de l'ajustement est possible avec une méthode de type Monte-Carlo par chaînes de Markov (MCMC). L'algorithme de Metropolis-Hastings [169, 170] a ainsi été implémenté. Cet algorithme consiste en une exploration de l'espace des paramètres par une marche aléatoire guidée par la qualité de l'ajustement.

Pour un paramètre libre p , une valeur initiale p_0 est choisie. Cette valeur est incrémentée d'une fraction aléatoire d'un pas Δ_p dont la valeur doit être adaptée au paramètre ajusté. A une itération i l'incrément aléatoire s'écrit alors :

$$p^{(i+1)} = p_0^{(i)} + (0.5 - \alpha)\Delta_p, \quad (6.9)$$

où α suit une loi de probabilité uniforme sur $[0, 1]$. Le rapport de vraisemblance entre l'ajustement avec la valeur incrémentée et la valeur initiale est examiné, en utilisant l'estimateur du χ^2 donné par l'Eq. 6.7. Si la condition

$$\exp \left[-\frac{1}{2} \left(\chi^2(p^{(i+1)}) - \chi^2(p_0^{(i)}) \right) \right] > \alpha, \quad (6.10)$$

est satisfaite, alors $p^{(i+1)}$ est pris comme la valeur de départ à l'incrément suivante $p_0^{(i+1)}$. Si ce n'est pas le cas alors $p_0^{(i)}$ reste la valeur de départ pour l'itération suivante, et ce jusqu'à ce que la condition 6.10 soit satisfaite à une itération ultérieure. Cette équation guide la marche aléatoire vers le $\chi^2(p)$ minimal. Pour un ajustement multidimensionnel les équations précédentes s'appliquent indépendamment pour chaque paramètre libre. De cette façon l'espace des paramètres est échantillonné au fil des itérations avec une finesse qui est fonction du "relief" associé à l'estimateur de χ^2 , comme illustré sur la Fig. 6.7 (gauche) pour un exemple d'ajustement à un seul paramètre libre.

Après un temps d'errance (dit de *burn-in*) la marche aléatoire doit trouver le minimum global et en explorer les contours suffisamment longtemps pour permettre une estimation fiable de l'erreur sur le paramètre ajusté à partir de la distribution des valeurs explorées, comme illustré sur la Fig. 6.7 (droite).

Si la méthode d'ajustement par MCMC permet une approche totalement indépendante des algorithmes de minimisations directement disponibles avec ROOT, son application à l'ajustement joint à sept paramètres (Eq. 6.8) requiert un temps de calcul très supérieur.

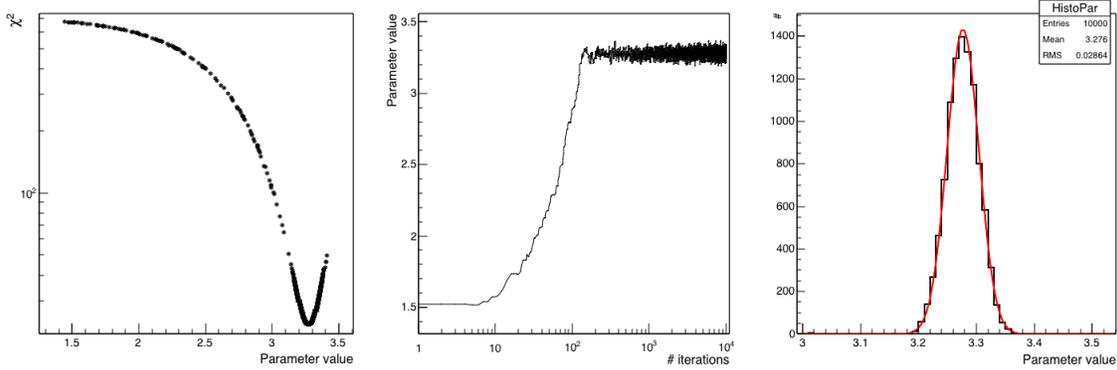


FIGURE 6.7 – Fonctionnement de la méthode MCMC pour un exemple d'ajustement à un seul paramètre libre. A gauche le profil de χ^2 sondé par la marche aléatoire. Au centre l'évolution de la valeur du paramètre ajusté en fonction du nombre d'itérations. Le temps de burn-in est d'environ 200 itérations avant d'atteindre le minimum global. A droite l'histogramme des valeurs explorées, hors burn-in. Son ajustement par une gaussienne permet de déduire la valeur et l'erreur sur le paramètre ajusté.

En effet un grand nombre de marcheurs aléatoires doivent être déployés en parallèle pendant un grand nombre d'itérations ($> 10^6$) pour permettre un échantillonnage suffisant de l'espace des sept paramètres ajustés. Cette vérification croisée a démontré la convergence des deux méthodes d'ajustement vers un même minimum ainsi que la compatibilité des valeurs des paramètres ajustés de leurs erreurs, mais n'a pas été utilisée de façon systématique.

6.4 Résultats

Après le fit joint de tous les spectres la valeur de l'estimateur $\sum_j \chi_{j,LP+EBL}^2$ est de 179.38. En appliquant le théorème de Wilks [171], l'ajout des quatre degrés de liberté supplémentaires communs que sont les niveaux d'EBL correspond à une amélioration par rapport à l'hypothèse d'une significativité de

$$\sqrt{2} \operatorname{erfc}^{-1} \times \operatorname{Prob}_4 \left(\sum_j \chi_{j,LP+EBL}^2 - \sum_j \chi_{j,LP}^2 \right) \simeq 9.6 \sigma, \quad (6.11)$$

où $\operatorname{Prob}_n(\Delta\chi^2)$ représente la probabilité associée à une certaine valeur $\Delta\chi^2$ suivant une distribution de χ^2 à n degrés de liberté.

Il est à noter que le comptage des degrés de libertés liés à l'EBL n'est pas trivial : puisque les quatre niveaux d'EBL sont indépendants lors de l'ajustement de chaque

spectre, il serait formellement possible de considérer $4 \times 22 = 88$ degrés de libertés indépendants. Cependant, l'hypothèse qui est faite dans la suite est que ces quatre niveaux sont universels, *i.e.* ils s'appliquent identiquement à tous les spectres, et sont ainsi combinés. C'est pourquoi seuls quatre degrés de libertés indépendants sont ici considérés. Même dans le cas où les niveaux d'EBL seraient considérés indépendants lors de l'ajustement de chaque spectre, leur nombre effectif doit prendre en compte les nombreux niveaux sous-contraints compatibles avec un niveau d'EBL nul (n'influençant donc pas la qualité du fit), comme illustré plus loin sur la Fig. 6.9.

La Fig. 6.8(a) montre les résidus de l'ajustement de tous les spectres considérés à des paraboles logarithmiques intrinsèques atténuées par les quatre niveaux d'EBL. La modulation présente dans la Fig. 6.6(b) est réduite, ce qui montre que l'ajout de degrés de liberté liés à l'EBL permet un ajustement significativement meilleur aux données. La Fig. 6.8(b) montre également cet effet pour le spectre du jeu de données PKS 2155-304 (5), à comparer avec la Fig. 6.6(c).

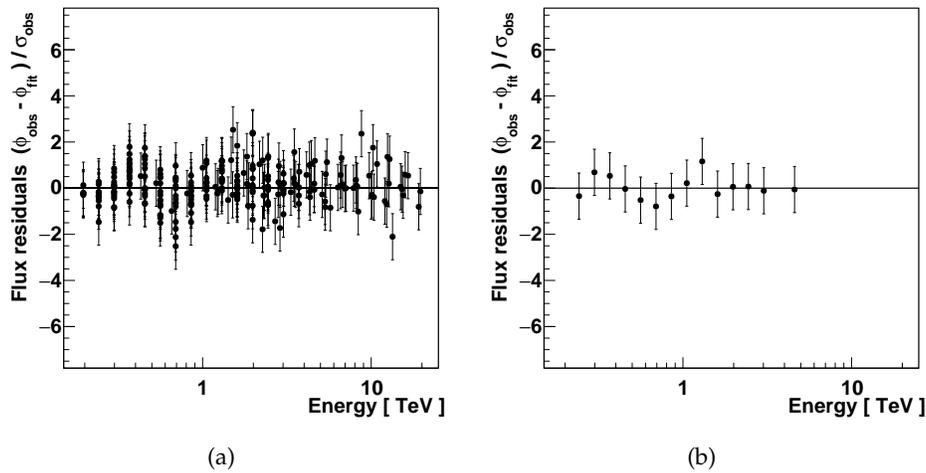


FIGURE 6.8 – 6.8(a) : Résidus de l'ajustement de tous les spectres considérés à des paraboles logarithmiques intrinsèques atténuées par les quatre niveaux d'EBL $\sum_j \chi_j^2 = 179.38$. 6.8(b). Exemple de résidus pour le spectre PKS 2155-304 (5).

Les estimateurs de qualité de l'ajustement de chaque spectre par l'Eq. 6.8 sont donnés dans le tableau 6.2. Les ajustements ne sont pas améliorés par l'utilisation de formes intrinsèques plus complexes, comme la considération de coupures exponentielles. Des qualités d'ajustement médiocres peuvent résulter d'irrégularités spectrales fines qui ne peuvent pas être prises en compte par la paramétrisation de l'Eq. 6.8. La matrice de covariance peut également contribuer à réduire la qualité de l'ajustement de par les

termes additionnels (non-diagonaux) dans 6.7.

Spectre	$\chi^2_{j,LP+EBL}/\text{ndf}$
Mrk 421 (1)	5.17/5
Mrk 421 (2)	17.3/6
Mrk 421 (3)	8.83/6
Mrk 421 (2010, 1)	16.37/5
Mrk 421 (2010, 2)	6.19/5
Mrk 501	14.18/5
PKS 2005–489 (1)	13.3/2
PKS 2005–489 (2)	3.17/5
1ES 1312–423	2.63/2
PKS 2155–304 (1)	9.1/6
PKS 2155–304 (2)	6.71/4
PKS 2155–304 (3)	11.76/7
PKS 2155–304 (4)	10.3/5
PKS 2155–304 (5)	3.23/7
PKS 2155–304 (6)	4.37/7
PKS 2155–304 (7)	12.29/6
PKS 2155–304 (2008)	19.9/7
1ES 0229+200	2.07/1
H 2356–309	6.21/3
1ES 1101–232	1.9/5
1ES 0347–121	1.4/3
1ES 0414+009	3.2/1 ^{iv}

TABLE 6.2 – *Qualités des ajustements des différents spectres.*

6.4.1 Niveaux d’EBL individuels

Les niveaux d’EBL ajustés individuellement reflètent la sensibilité relative des différents spectres ajustés, comme illustré sur la Fig. 6.9. Par exemple, l’ajustement joint des spectres de grande qualité du blazar PKS 2155-304, permet une sensibilité optimale dans la bande spectrale s’étendant de $1.1 \mu\text{m}$ à $4.94 \mu\text{m}$ de par leur gamme en énergie typique de 200 GeV à quelques TeV. L’ajustement des spectres correspondant aux sources Mrk 421 et Mrk 501, leur spectre s’étendant au delà de 10 TeV permet une sensibilité aux niveaux d’EBL à plus grandes longueurs d’onde. Lorsque la gamme couverte par un spectre ne permet pas de contraindre l’intensité d’EBL dans une certaine bande alors l’incertitude correspondant au niveau ajusté est grande. Ce comportement démontre la capacité de cette méthode à sonder l’EBL dans la gamme appropriée selon les spécificités du spectre considéré (redshift de la source, précision sur les points spectraux, gamme

iv. Pour 1ES 0414+009 le spectre intrinsèque est restreint à une loi de puissance de par le nombre de degrés de liberté insuffisant (spectre à 9 points).

couverte en énergie). Si une modulation spectrale n'est pas clairement identifiée, un spectre à l'indice doux ou à forte courbure intrinsèque compatible avec des niveaux nuls d'EBL peut être préféré par rapport à un spectre moins intrinsèquement courbé avec des niveaux d'EBL non-nuls. Cet effet ne serait pas présent si la courbure intrinsèque était interdite. La méthode empêche donc l'interprétation d'une courbure lisse en terme d'EBL : la signature de l'EBL –si effectivement présente dans le spectre– doit être le fait d'un motif plus complexe. Les formes intrinsèques ajustées sont représentées dans l'annexe A.

6.4.2 Niveaux combinés

Les résultats individuels sont combinés afin d'obtenir une mesure collective de l'EBL. Cette approche bénéficie de l'ensemble de l'échantillon de spectres de sources à des redshifts variés. En effet, l'EBL doit avoir un effet cohérent sur tous les spectres. Le niveau d'EBL combiné dans une bande est obtenu comme la moyenne pondérée des résultats individuels obtenus pour chaque jeu de données $\{j\}$:

$$\langle \rho_i \rangle = \frac{\sum_j \rho_{i,j} / \sigma_{\rho_{i,j}}^2}{\sum_j \sigma_{\rho_{i,j}}^{-2}}. \quad (6.12)$$

L'erreur sur un niveau combiné tient compte à la fois des erreurs individuelles et de la dispersion des valeurs individuelles autour de la valeur combinée :

$$\sigma_{\langle \rho_i \rangle} = \sqrt{\frac{1}{\sum_j \sigma_{\rho_{i,j}}^{-2}} \frac{1}{(n-1)} \sum_j \frac{(\rho_{i,j} - \langle \rho_i \rangle)^2}{\sigma_{\rho_{i,j}}^2}}. \quad (6.13)$$

Les valeurs individuelles dans une même bande doivent en principe être mutuellement compatibles puisque l'EBL est considéré comme un fond isotrope. Des anisotropies potentielles de l'EBL sont estimées être négligeables vis-à-vis de la sensibilité de cette méthode de mesure [148]. La dispersion des valeurs individuelles peut refléter des systématiques et limitations de la méthode, comme par exemple l'ajustement de motifs dans les spectres pouvant ne pas être liés à l'EBL et non pris en compte par la paramétrisation des spectres intrinsèques. Cependant, aucun biais n'est introduit, la méthode est appliquée aveuglément à tous les spectres. L'équation 6.13 garantit que des déviations significatives à la valeur combinée dégradent la précision de la mesure combinée. Parmi les 88 valeurs individuelles de la Fig. 6.9, peu dévient significativement de la valeur combinée, comme illustré sur la Fig. 6.10.

Les niveaux d'EBL combinés dans chaque bande sont résumés dans le tableau 6.3, et représentés sur la Fig. 6.11.

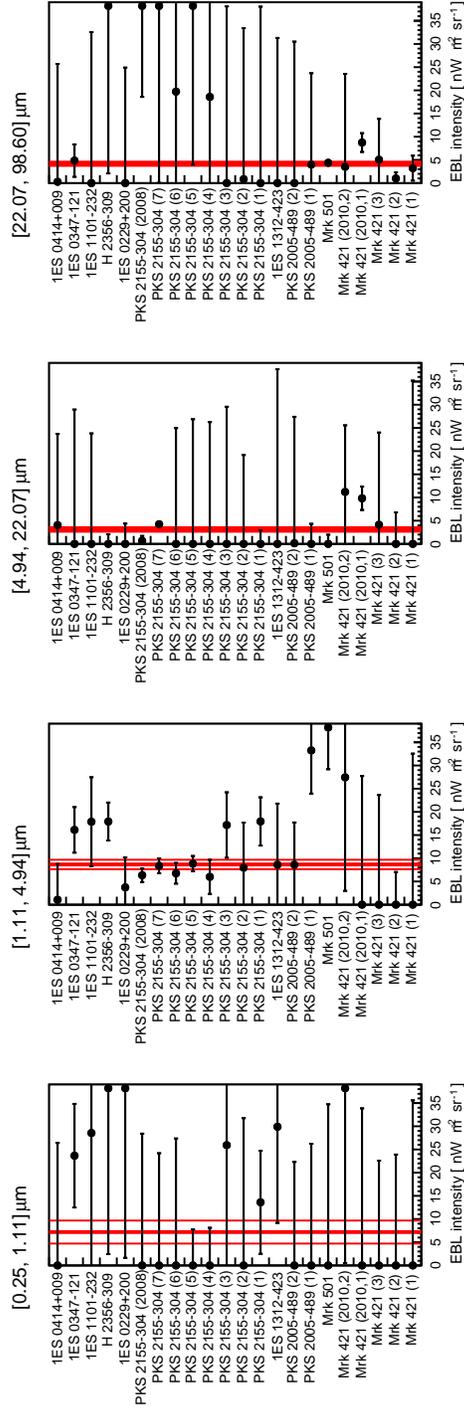


FIGURE 6.9 – Niveaux d'EBL ajustés individuellement pour chaque spectre de l'échantillon. Les lignes pleines rouges représentent les valeurs combinées et leurs incertitudes statistiques. La grande variété des incertitudes sur les niveaux individuels s'explique par les sensibilités différentes que peuvent traduire les différents spectres : un spectre peut permettre une mesure fine dans une certaine bande en longueur d'onde tout en étant très peu contraint dans une autre bande. Ces variations de sensibilité proviennent de la gamme en énergie couverte par le spectre, du redshift de la source, ainsi que la qualité (statistique) du spectre. Un spectre particulière sensible dans une bande peut dominer la valeur combinée.

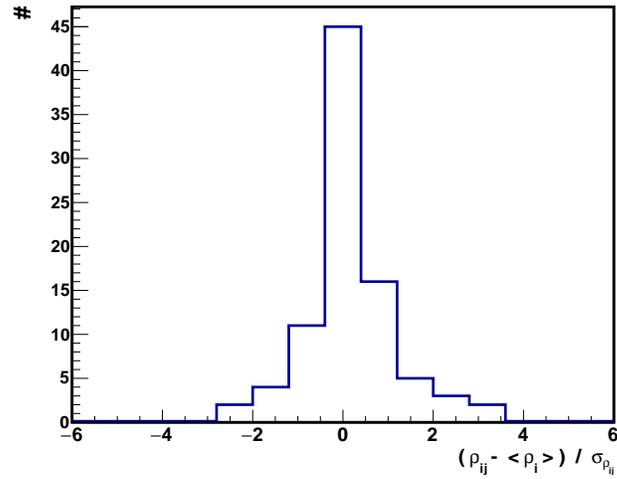


FIGURE 6.10 – Histogramme des déviations relatives des valeurs individuelles vis-à-vis des valeurs combinées dans les quatre bandes spectrales en EBL.

λ	λ_{\min}	λ_{\max}	ρ	ρ_{\min} (sys)	ρ_{\max} (sys)
0.52	0.25	1.11	7.19	4.71 (2.10)	9.67 (14.5)
2.33	1.11	4.94	8.82	7.7 (6.68)	9.94 (11.80)
10.44	4.94	22.07	3.10	2.62 (1.16)	3.59 (4.17)
46.6	22.07	98.60	4.56	4.04 (2.55)	5.07 (6.30)

TABLE 6.3 – Niveaux d'EBL combinés, en intensité lumineuse ($nWm^{-2}sr^{-1}$) dans les différentes bandes en longueur d'onde considérées (μm) [172]. Les incertitudes systématiques sont estimées dans la Sec. 6.5

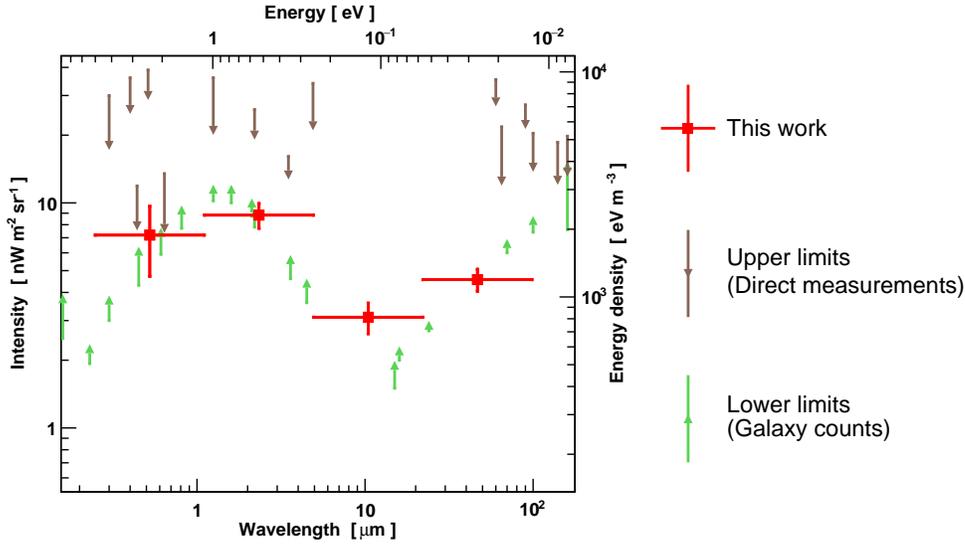


FIGURE 6.11 – Distribution spectrale mesurée. Les niveaux obtenus sont représentés par les points rouges. Les lignes horizontales représentent la largeur de bande sur laquelle le niveau mesuré s’applique. Les lignes verticales pleines représentent les incertitudes statistiques à $1\text{-}\sigma$. Les limites inférieures et supérieures représentées sont celles du tableau 6.3.

6.5 Incertitudes systématiques

En plus de la dispersion des niveaux individuels précédemment mentionnée, d’autres sources d’incertitudes systématiques sont ici examinées.

Les incertitudes systématiques liées à l’hypothèse d’évolution de l’EBL en redshift sont estimées en considérant une paramétrisation différente de la fonction d’évolution précédemment introduite, voir Eq. 6.1. Cette paramétrisation alternative (utilisée par exemple dans [88, 138]) consiste en une correction à la simple dilution de la densité de photons vis-à-vis de l’expansion cosmologique : $(1+z)^3 \rightarrow (1+z)^{3-i_{evol}}$, où la valeur de l’indice i_{evol} est choisie de façon à reproduire la fonction d’évolution des modèles récents. En choisissant la valeur $i_{evol} = 1.2$ les niveaux d’EBL ajustés varient faiblement, avec des variations de moins de 5% par rapport à la fonction d’évolution extraite du modèle de Franceschini et al. (2008) [120]. Ces variations sont contenues dans les erreurs statistiques et révèlent la faible influence de l’évolution de l’EBL pour cette étude où les sources se situent à des redshifts proches, n’excédant pas $z = 0.287$.

Une autre source d’incertitudes systématiques examinée concerne l’échelle en énergie des spectres en rayons γ . En effet des incertitudes sur l’échelle absolue en énergie peuvent provenir de variations de la quantité de lumière Tcherenkov reçue, qui peuvent par exemple être causées par des fluctuations de la transparence atmosphérique non

prises en compte dans les simulations, ou des différences entre la réflectivité réelle des miroirs et leur réflectivité simulée. Afin d'estimer l'effet que de telles incertitudes peuvent induire sur la mesure de l'EBL, un décalage systématique de $\pm 15\%$ est considéré pour l'échelle en énergie des spectres des blazars utilisés. Cette valeur de 15% est une estimation très conservatrice de l'incertitude sur l'échelle absolue en énergie avec H.E.S.S. Ce décalage est appliqué à tous les spectres, puis l'intégralité de la procédure est reproduite. La gamme en longueur d'onde d'EBL est décalée de la même façon ($\mp 15\%$) pour que la possibilité soit laissée aux différents niveaux d'EBL de provoquer des motifs identiques dans les spectres. Les variations observées sur les niveaux d'EBL sont de l'ordre de 10%, symétriques vis-à-vis de la valeur centrale, et cette incertitude est globale sur toute la gamme en longueur d'onde, avec des qualités d'ajustements similaires à celles du cas moyen. Lorsque les spectres γ sont décalés plus haut (respectivement plus bas) en énergie les niveaux ajustés en EBL tendent à être plus bas (respectivement plus haut) puisque si le même motif d'atténuation est ajusté alors que le spectre est à une énergie supérieure (respectivement inférieure) cela demande une opacité moindre (respectivement plus haute). Cet effet est illustré sur la Fig. 6.12(a).

Si la gamme en longueur d'onde d'EBL n'est pas décalée de façon à accompagner le décalage en énergie des spectres en rayons γ , alors les niveaux d'EBL ne peuvent plus induire des motifs identiques dans les spectres. Ceci équivaut à examiner un décalage des bandes en longueur d'onde d'EBL, ce qui permet d'évaluer, dans une certaine mesure, l'impact du choix des délimitations des bandes en longueur d'onde. De par la différence des motifs qui peuvent être induits dans les spectres, les paramètres spectraux ajustés peuvent être significativement différents, ainsi que les niveaux d'EBL ajustés, ce qui reflète encore une fois le niveau de dégénérescence entre spectres intrinsèques et niveaux d'EBL. L'effet combiné des effets systématiques concernant les décalages en échelle d'énergie γ non compensés par le décalage en longueur d'onde d'EBL, ainsi que les changements dans les paramètres spectraux ajustés, donne lieu à des variations significatives de 10% à 70% du niveau d'EBL central et une variation significative de la qualité de l'ajustement (dégradation). Ces variations dépendent fortement de la bande d'EBL considérée et ne sont pas symétriques en intensité. De cette façon, une estimation conservatrice des incertitudes systématiques dépendant de la longueur d'onde est obtenue. Dans ce cas, puisque le motif d'atténuation peut être différent il n'y a pas de comportement prédéfini des niveaux d'EBL. Lorsque les spectres γ sont décalés plus haut en énergie l'identification du motif d'atténuation apparaît plus difficile pour plusieurs ajustements, avec des niveaux d'EBL ajustés inférieurs aux niveaux moyens. Cet effet est illustré sur la Fig. 6.12(b). Il est à noter également que dans cette configuration la borne cinématique donnée par l'Eq. 5.19 n'est plus respectée précisément, et une certaine indétermination existe à la borne haute en longueur d'onde.

L'influence de la largeur des bandes en longueur d'onde et de leur nombre est

également étudiée. En plus des changements qui peuvent naturellement être causés par les variations de la SED de l'EBL sur la largeur d'une bande, les niveaux intégrés peuvent fluctuer de par les différents motifs d'atténuation qui sont possibles avec des bandes différentes en largeur et en nombre. Le nombre de bandes est limité par le nombre de degrés de liberté disponible pour l'ajustement joint de chaque spectre. L'utilisation de bandes plus fines et plus nombreuses n'est ainsi possible que pour des spectres dont le nombre de points est suffisant (supérieur à la somme du nombre de bandes et des paramètres spectraux). L'utilisation de deux bandes d'une largeur deux fois supérieure et de huit bandes d'une largeur deux fois inférieure est représentée sur la Fig. 6.12(c). Les variations observées ne sont pas uniforme en longueur d'onde, parfois négligeables elle peuvent atteindre 40% de la valeur centrale de la bande initiale sous-jacente. Pour les bandes fines les incertitudes systématiques sont prises en considérant la valeur moyenne des écarts sur la bande plus large afin de ne pas imputer ces systématiques aux variations naturelles de l'EBL.

L'incertitude systématique totale sur chaque niveau d'EBL est prise à partir de l'enveloppe des plus grandes variations associées aux différentes sources d'incertitudes systématiques potentielles examinée, qui sont montrées sur la Fig. 6.12. Ces incertitudes sont indiquées dans la table 6.3 et représentées sur la Fig. 6.13 par des lignes avec tirets. Le comportement de ces erreurs montre la relative indétermination concernant les bandes $0.25 - 1.11 \mu\text{m}$ et $4.94 - 22.07 \mu\text{m}$, mais aussi le signal robuste et moins sujet aux incertitudes systématiques dans les bandes $0.25 - 1.11 \mu\text{m}$ et $22.07 - 98.6 \mu\text{m}$.

6.6 Discussion

6.6.1 Distribution spectrale en énergie de l'EBL

La forme et la normalisation de l'EBL sont accessibles en utilisant uniquement les spectres de blazars à très haute énergie obtenus avec H.E.S.S., sans autre *a priori* que les spectres intrinsèques suivent des formes lisses. Même si les niveaux d'EBL sont libres de couvrir une large gamme d'intensité, les niveaux ajustés ne sont pas en conflit avec les limites inférieures strictes obtenues par comptage de galaxies. Ce résultat est très intéressant car les deux méthodes (absorption γ et comptages de galaxies) sont totalement indépendantes. Cette compatibilité respectée avec les limites inférieures est importante et ne suggère pas d'anomalie de la transparence de l'univers aux rayons γ de très haute énergie, comme parfois suggéré par certaines études se basant sur des données publiées, comme par exemple [173].

Les résultats obtenus sont globalement en accord avec les modèles d'EBL les plus récents, et sont compatibles avec d'autres contraintes obtenues par absorption γ , comme illustré sur la Fig. 6.13. Ces résultats sont notamment compatibles avec l'ajustement du modèle de Franceschini et al. (2008) [120] réalisé dans HESS2013 malgré le fait que le traitement

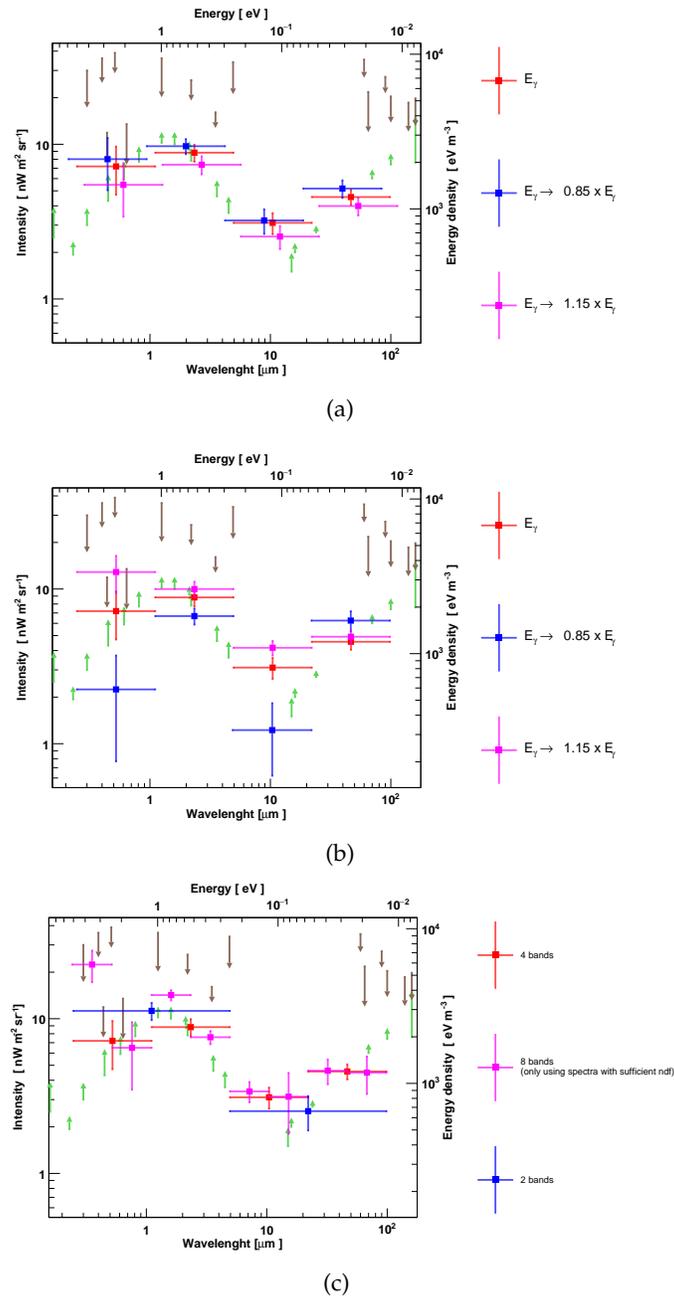


FIGURE 6.12 – Représentation des incertitudes systématiques principales sur la mesure de la SED de l’EBL (voir texte). 6.12(a) : influence d’un décalage de $\pm 15\%$ sur l’échelle en énergie γ , accompagné par un décalage équivalent en longueur d’onde d’EBL. 6.12(b) : influence d’un décalage de $\pm 15\%$ sur l’échelle en énergie γ non accompagné d’un décalage en longueur d’onde d’EBL. 6.12(c) : influence de l’utilisation de bandes en longueur d’onde d’une largeur deux fois supérieure et deux fois inférieure (pour les spectres dont le nombre de degrés de liberté est suffisant).

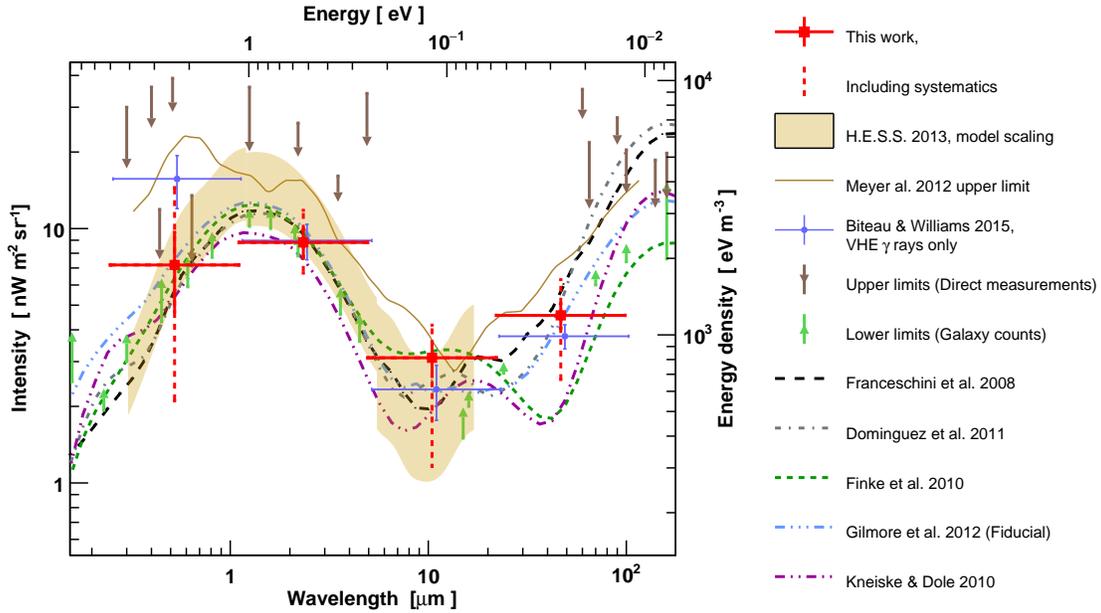


FIGURE 6.13 – Niveaux d’EBL obtenus (points rouges) comparés à diverses contraintes, mesures et modèles [172]. Les modèles d’EBL [120–124] utilisés tout au long de ce chapitre sont représentés. La limite supérieure modèle-indépendante utilisant des données à très haute et haute énergie [138] est représentée par une fine ligne continue brune. La mesure modèle-indépendante [88] obtenue par l’utilisation de spectres publiés à très haute énergie est représentée par les points bleus.

appliqué aux données soit très différent. Dans HESS2013 aucun calcul de profondeur optique n’était réalisé, les profondeurs optiques utilisées étaient directement extraites du modèle choisi. La gamme en longueur d’onde sondée par HESS2013 était restreinte afin de correspondre à la valeur moyenne de la section efficace de production de paire e^+e^- , en négligeant sa largeur. Dans la présente étude cette gamme en longueur d’onde est étendue plus loin en infrarouge puisque les profondeurs optiques doivent être calculées sur toute le régime autorisé par la cinématique de la réaction avec les rayons γ les plus énergétiques de l’échantillon, comme précédemment décrit dans le Chap. 5.

Concernant les autres contraintes existantes sur l’EBL mais non représentées sur la Fig. 6.13 : les niveaux d’EBL obtenus, proches des limites inférieures dans la gamme optique, sont également en adéquation avec les résultats obtenus avec les rayons γ de haute énergie observés avec le satellite *Fermi*-LAT [136], sondant l’EBL à plus haut redshifts et à des longueurs d’onde plus courtes. Ces résultats sont également compatibles avec les limites supérieures obtenues suite à la détection du blazar distant PKS 1441+25 à $z = 0.94$ par les collaborations VERITAS [134] et MAGIC [174]. Ces résultats sont également en accord avec l’ajustement de modèle présenté dans [135], ainsi qu’avec les résultats de procédures empiriques à la détermination de la SED de l’EBL [175, 176].

Si une conclusion majeure de cette étude est de montrer que les spectres de blazars à très haute énergie obtenus avec H.E.S.S. contiennent suffisamment d'information pour pouvoir déterminer la forme et la normalisation de l'EBL, il est important de noter que la sensibilité d'une telle approche reste limitée de par la faible résolution en longueur d'onde qui peut être atteinte ainsi que de par les incertitudes systématiques qui se rapportent aux niveaux d'EBL obtenus. Ces aspects montrent qu'une spectroscopie fine de la SED de l'EBL (comme par exemple la résolution de sous-structures fines, par exemple causées par différentes composantes de poussières) reste hors de portée en utilisant uniquement les données actuelles à très haute énergie.

6.6.2 Profondeurs optiques et horizon

Les résultats en termes de SED d'EBL peuvent naturellement être traduits en termes de profondeurs optiques et d'horizon observationnel des rayons γ . L'horizon correspondant à $\tau = 1$ est une représentation standard des effets de la transparence limitée de l'univers aux rayons γ , il permet d'illustrer la distance d'atténuation typique pour des rayons γ à une certaine énergie observée. L'horizon $\tau = 1$ correspondant à la SED d'EBL obtenue précédemment est représenté sur la Fig. 6.14. Les courbes d'horizon associées aux modèles d'EBL récents précédemment mentionnés sont également représentées.

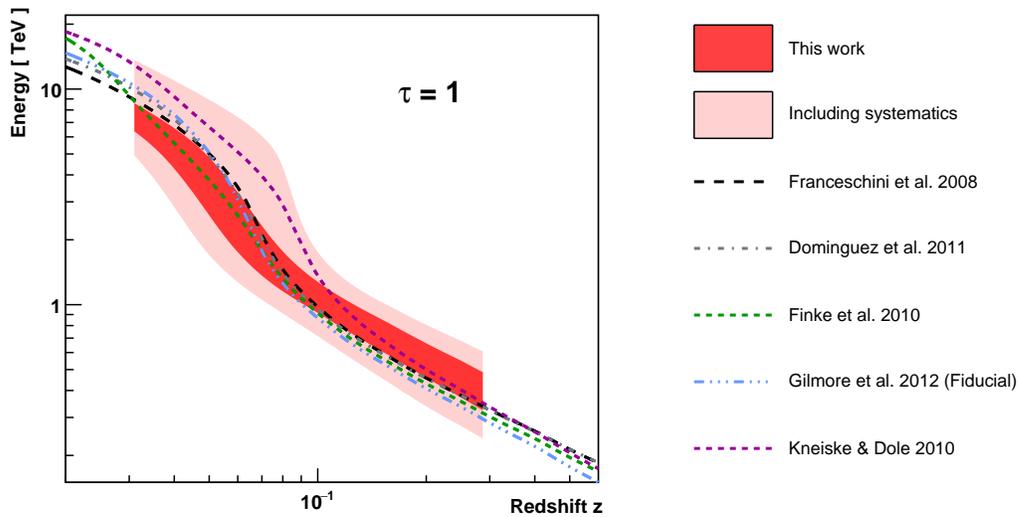


FIGURE 6.14 – Condition d'horizon $\tau = 1$ représentée dans la gamme en redshift couverte par l'échantillon de blazars utilisé, et comparaison avec les divers modèles [120–124]. Cette condition est calculée en injectant les niveaux d'EBL obtenus dans l'Eq. 7.10.

Ce résultat en terme d’horizon est naturellement compatible avec les horizons prédits par les modèles d’EBL récents. Ici également la sensibilité limitée du résultat apparaît, puisque la considération des incertitudes systématiques élargit significativement le contour de l’horizon. Si la réduction des incertitudes peut être aisée en considérant des données complémentaires et des hypothèses supplémentaires (par exemple en extrapolant les données du satellite *Fermi-LAT* à plus basses énergies, où en restreignant les variations le domaine des variations des niveaux d’EBL à l’espace entre les limites inférieures et supérieures), il est important d’insister ici de nouveau sur le caractère entièrement indépendant de cette approche qui n’est basée sur rien d’autre que les données de H.E.S.S. Ces résultats font l’objet d’une publication H.E.S.S. acceptée pour publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics* [172]^v.

6.7 Développements annexes

6.7.1 Découpage inégal en longueur d’onde

Les résultats présentés précédemment ont été obtenus en considérant une SED de l’EBL divisée en quatre bandes de même largeur logarithmique en longueur d’onde. Des configurations avec un découpage inégal ont été testées, pour un même nombre maximal de bandes totales (de quatre), du fait du nombre limité de degrés de libertés dans les ajustements individuels. Cette approche avait pour but initial de tester l’influence du choix des bandes sur le résultat et de voir si certaines configuration de “binning” en longueur d’onde peuvent permettre un meilleur ajustement. Un découpage progressif par deux de l’étendue couverte en longueur d’onde a été effectué. Des exemples de résultats obtenus ainsi sont représentés sur la Fig. 6.15.

En plus des différences qui peuvent être provoquées par les variations sous-jacentes de la SED de l’EBL sur une bande, des différences peuvent être observées de par les différents motifs d’atténuation qui sont possibles avec des bandes différentes de différentes largeurs. En particulier, des variations significatives peuvent apparaître pour certains spectres avec différentes configurations de découpage en longueur d’onde. Selon la configuration les ajustements peuvent être meilleurs pour certains spectres et moins bons pour d’autres, mais aucune configuration spécifique n’émerge comme étant préférée par l’ensemble des spectres considérés, ce qui n’apporte pas de justification particulière à cette approche. De plus les déviations des niveaux d’EBL individuels apparaissent plus importantes que dans le cas de bandes égales. Certains niveaux combinés sont même parfois principalement influencés par une déviation particulièrement importante.

v. Les résultats qui seront publiés peuvent très légèrement différer de ceux présentés dans ce document suite à la prise en compte de remarques mineures au cours du processus de revue.

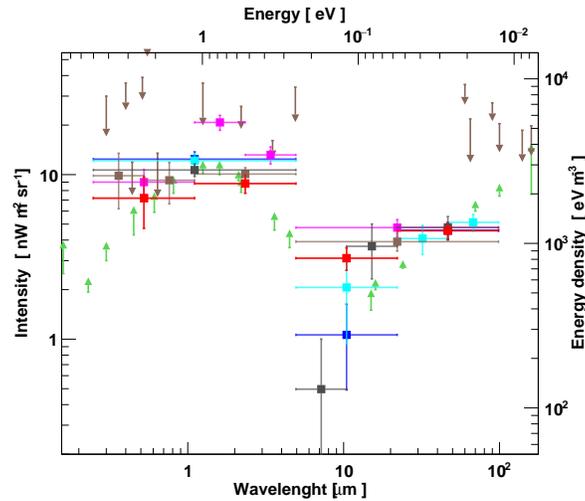


FIGURE 6.15 – Comparaison entre différents niveaux d’EBL obtenus pour quatre bandes de largeurs inégales en longueur d’onde, basé sur la division par deux des bandes parentes. Les résultats obtenus précédemment pour quatre bandes égales sont représentés en rouge (incertitudes statistiques uniquement).

6.7.2 Approche globale

Tous les résultats présentés précédemment sont obtenus en laissant libres les niveaux d’EBL lors de l’ajustement de chacun des spectres considérés, puis en combinant ces niveaux d’EBL individuels dans un deuxième temps. Cette approche permet d’appréhender clairement la contribution de chaque spectre à la mesure de la SED de l’EBL, comme précédemment illustré sur la Fig. 6.9. Une approche alternative peut être envisagée en réalisant un seul et unique ajustement global où les niveaux d’EBL sont des paramètres communs à tous les spectres considérés. Si cette approche est opaque vis-à-vis des contributions individuelles des différents spectres, elle permet en revanche une gestion plus directe de l’effet collectif de l’EBL sur tous les spectres utilisés sans nécessiter une combinaison “manuelle” des niveaux d’EBL individuels.

En pratique cet ajustement global est plus complexe puisque le nombre de paramètres dans l’ajustement est égal au nombre de paramètres spectraux intrinsèques multiplié par le nombre de spectres considérés, additionné au nombre de niveaux d’EBL à ajuster. En reprenant la configuration précédemment utilisée avec quatre niveaux d’EBL, il y a ainsi $(22 \times 3) + 4 = 70$ paramètres à ajuster simultanément, pour $256 - 70 = 186$ degrés de liberté. Cette approche permet également l’utilisation d’un plus grand nombre de niveaux d’EBL (d’une largeur plus fine), sans être limité par le faible nombre de points pour certains spectres puisque le nombre de degrés de liberté disponibles est grand dans cette ajustement global sur tous les spectres de l’échantillon à la fois. Des ajustements globaux considérant quatre à dix niveaux d’EBL ont ainsi été testés. Si la minimisation de l’estimateur du χ^2 global associé à ces ajustements à très grand nombre

de paramètres libres semblent converger, des avertissements indiquant une matrice des dérivées secondes non définie-positive laissent à penser que les résultats ainsi obtenus doivent être pris avec précaution. Cette convergence difficile peut s'interpréter comme le reflet du relief complexe associé au χ^2 global. Les niveaux d'EBL obtenus sont représentés sur la Fig. 6.16.

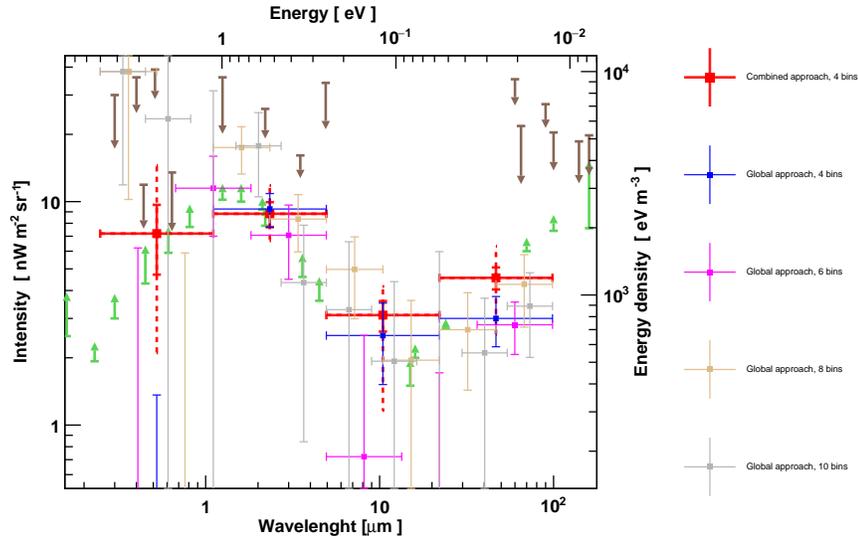


FIGURE 6.16 – Comparaison entre les niveaux d'EBL obtenus avec l'approche combinée présentée précédemment dans ce chapitre (en rouge, avec les incertitudes systématiques en pointillés) et avec l'approche globale à quatre bandes (en bleu), six bandes (en rose), huit bandes (en brun clair) et à dix bandes (en gris).

Les résultats obtenus avec cette approche globale sont en bon accord général avec ceux obtenus précédemment avec l'approche combinée. Aux plus basses longueurs d'onde (visible-UV) l'ajustement global apparaît très peu contraint, avec des niveaux d'EBL incertains. Les éléments de la matrice de covariance associés à ces niveaux proches de la borne inférieure en longueur d'onde sont d'ailleurs nuls, indiquant une estimation d'erreur peu fiable associée à ce niveau non-suffisamment contraint. En revanche le maximum en infrarouge proche, la descente vers une vallée en infrarouge moyen et le début d'une remontée en infrarouge lointain apparaissent très clairement quel que soit le nombre de bandes considérées.

Ici encore, il est indéniable que les spectre de blazars obtenus avec H.E.S.S. contiennent suffisamment d'information pour accéder à la SED de l'EBL, mais avec une précision relativement limitée. Les incertitudes systématiques précédemment estimées pour l'approche combinée apparaissent parfaitement justifiées.

Nombre de niveaux d'EBL	χ^2/ndf
4	225/186
6	221/184
8	201/182
10	193/180

TABLE 6.4 – *Qualité de l'ajustement global pour différent nombres de bandes en EBL sur la même gamme en longueur d'onde, correspondant aux résultats de la Fig. 6.16.*

L'augmentation du nombre de bandes en EBL permet une amélioration progressive de la qualité de l'ajustement global, comme illustré par le tableau 6.4. Cette amélioration s'explique par la possibilité d'induire des motifs plus fins sur les spectres γ , de par une paramétrisation plus proche des variations continues de la SED de l'EBL. L'accroissement important des barres d'erreurs sur les niveaux d'EBL avec le nombre de bandes montre cependant que des bandes plus nombreuses et plus fines ne permettent pas réellement une sensibilité à des sous-structures plus fines de la SED de l'EBL.

Troisième partie

Effets de propagation du second ordre

Préambule : au-delà de l'EBL

Si le processus de création de paires e^+e^- sur des photons de fond apparaît comme l'effet dominant affectant la propagation des rayons γ de très haute énergie sur des distances cosmologiques, d'autres processus peuvent être à l'œuvre, et pourraient avoir des conséquences observationnelles non négligeables sur la transparence de l'univers aux rayons γ . Les effets du second ordre à la propagation des rayons γ peuvent relever de processus de physique standard ou de processus spéculatifs exotiques. Les phénomènes appartenant à cette dernière catégorie, bien que requérant des modifications non-minimales du Modèle Standard de la physique des particules, suscitent l'intérêt de par leur capacité à altérer le motif d'atténuation des rayons γ sur l'EBL de façon spécifique. Si l'observation d'anomalies de la transparence attendue de l'univers pourrait donner lieu à des interprétations en termes de phénomènes exotiques, la non-observation de telles déviations permet de contraindre les modèles de physique exotique associés. Ces aspects ouvrent ainsi à une expérience comme H.E.S.S. tout un pan de physique fondamentale liée aux effets de propagation des rayons γ .

Parmi les aspects non-standard relatifs à des modifications de la transparence de l'univers aux rayons γ de très haute énergie, les particules de type axion peuvent être considérées : si elles existent, ces particules pseudo-scalaires ont la propriété de se coupler aux photons et une oscillation entre photons et axions est alors possible en présence d'un champ magnétique. Ces oscillations peuvent altérer le spectre observé de la source et induire par exemple des irrégularités spectrales [177]. Sous certaines hypothèses concernant les champs magnétiques dans l'environnement local des sources, des contraintes peuvent être mises sur les propriétés des particules de type axion telles leur masse et la force de leur couplage aux photons. Ces aspects relatifs aux particules de type axion ont été étudiés avec H.E.S.S. dans [59, 65] et ne seront pas développés ici. Un autre aspect de physique non-standard pouvant affecter la propagation des rayons γ dans l'univers tient en la possibilité de modification des seuils d'interaction par altération des lois physiques telles que nous les connaissons. De tels effets sont notamment prédits dans le cadre de certaines théories de gravité quantique où l'invariance de Lorentz est brisée à une échelle où la nature quantique de l'espace temps n'est plus négligeable, l'échelle de Planck. Si cette échelle paraît au premier abord totalement

inaccessible à tout dispositif expérimental, le processus de création de paires e^+e^- avec des rayons γ d'énergie supérieure à 10 TeV permet véritablement de sonder la physique à l'échelle de Planck. Une telle étude originale est présentée au Chap. 7 en tirant avantage de l'éruption exceptionnelle du blazar Mrk 501 observée par H.E.S.S. en juin 2014. C'est la première fois que ces effets de modifications de la transparence de l'univers sont utilisés de façon interne par la collaboration H.E.S.S. pour contraindre l'échelle de brisure de l'invariance de Lorentz.

Du côté des processus parfaitement standards jouant un rôle dans la propagation des rayons γ c'est le devenir des électrons et positrons créés lors de l'interaction d'un photon γ de très haute énergie avec un photon du fond de lumière extragalactique qui sera traité au Chap. 8. Ces électrons peuvent en effet induire une émission γ secondaire qui peut affecter les conclusions usuelles en terme d'EBL. Les propriétés spectrales, temporelles et spatiales de cette émission secondaire sont également un moyen unique de contraindre les champs magnétiques extragalactiques.

La force d'une détermination de la SED de l'EBL basée uniquement sur les données de H.E.S.S. qui a été présentée dans la partie précédente est de fournir une caractérisation de la transparence de l'univers aux rayons γ qui est indépendante de toutes autres contraintes préexistantes. Les niveaux d'EBL obtenus et l'horizon associé n'ont pas révélé de déviations significatives vis-à-vis des modèles phénoménologiques d'EBL les plus récents. En particulier, l'absence de conflit avec les limites inférieures strictes n'indique pas d'anomalie de transparence de l'univers aux rayons γ , pas d'excès de transparence vis-à-vis des limites inférieures sur l'EBL. En revanche, la précision limitée qui est obtenue laisse une marge d'erreur importante quant aux fluctuations fines du spectre de l'EBL et donc aux fluctuations fines de transparence qui y sont associées. Dans cette partie les effets de propagation du second ordre sont traités en utilisant les modèles d'EBL récents tout en rappelant les incertitudes sur l'EBL qui peuvent limiter ces résultats.

Chapitre 7

Sonder la physique à l'échelle de Planck avec Mrk 501

Sommaire

7.1	Violation de l'invariance de Lorentz (LIV)	134
7.1.1	Cadre phénoménologique	134
7.1.2	Modification de la transparence de l'univers aux rayons γ en présence de LIV	136
7.2	Observations de Mrk 501 lors de l'éruption de juin 2014	140
7.2.1	Mrk 501, une source idéale pour étudier la LIV	140
7.2.2	Alertes par FACT	141
7.2.3	Observations par H.E.S.S. à grand angle zénithal	141
7.3	Analyse de l'état éruptif	145
7.3.1	Spectre en énergie	146
7.3.2	Contraintes sur E_{LIV}	147
7.3.3	Analyse H.E.S.S.-II combinée	151

L'énergie de Planck E_{pl} et la longueur de Planck l_{pl} sont les échelles d'énergie et de longueur forgées à partir des constantes fondamentales c , \hbar , et G :

$$E_{pl} = \sqrt{\hbar c^5 / G} \simeq 1.2 \times 10^{28} \text{ eV}, \quad l_{pl} = \sqrt{\hbar G / c^3} \simeq 1.6 \times 10^{-35} \text{ m}. \quad (7.1)$$

La physique à l'échelle de Planck reste entourée de mystère puisqu'elle est inaccessible à des mesures expérimentales directes. A cette échelle les effets quantiques de l'interaction gravitationnelle ne sont plus négligeables, et doivent être décrits par une théorie quantique de la gravitation. Des théories de ce genre sont développées sur la base de leur consistance formelle mais restent hautement spéculatives en raison de l'absence de

vérifiabilité et de falsifiabilité expérimentale.

L'introduction de nouvelle physique à l'échelle de Planck peut néanmoins induire des effets observationnels non-négligeables à une échelle d'énergie beaucoup plus basse que l'échelle de Planck. Ces effets peuvent notamment affecter la propagation des photons de très haute énergie sur des distances extragalactiques de façon spécifique. Dans ce chapitre, le cadre phénoménologique menant à une modification de la transparence de l'univers causée par une brisure de l'invariance de Lorentz à une échelle proche de l'énergie de Planck est d'abord introduit, avant de détailler l'analyse spectrale du blazar Mrk 501 réalisée au cours de cette thèse à partir des données prises par H.E.S.S. à grand angle zénithal au cours d'une éruption exceptionnelle de ce blazar en juin 2014. Cette étude a pour la première fois permis d'utiliser les données de H.E.S.S. afin de sonder des aspects de physique à l'échelle de Planck dans le secteur des photons en considérant la transparence de l'univers aux rayons γ . Les limites obtenues sur l'échelle de brisure de la symétrie de Lorentz ont été présentées en conférence internationale [178] et font partie d'une publication en préparation relative aux observations par H.E.S.S. l'éruption de Mrk 501 en 2014.

7.1 Violation de l'invariance de Lorentz (LIV)

7.1.1 Cadre phénoménologique

La relativité restreinte est un pilier de la physique moderne, et la symétrie de Lorentz qui y est associée est vérifiée comme étant une symétrie exacte de la Nature, à la précision des instruments actuels. Cette symétrie découle de l'invariance d'échelle de l'espace-temps de Minkowski. Par conséquent, l'introduction d'une échelle de longueur fondamentale pourrait provoquer une brisure de cette symétrie [179]. Dans certaines approches au problème de la gravité quantique cette échelle de violation de l'invariance de Lorentz (LIV, pour *Lorentz Invariance Violation*) est supposée être de l'ordre de l'échelle de Planck. Si pendant longtemps l'échelle de Planck a été considérée comme totalement inaccessible expérimentalement, des possibilités de signatures à basse énergie ont commencé à être théorisées dans les années 1990, voir par exemple [180–182]. Des déviations à des effets standards ou des phénomènes qualitativement nouveaux pourraient alors être observables à une énergie bien plus basse que l'échelle de LIV. L'exploration de cette voie a mené au développement progressif d'une véritable phénoménologie associée à la LIV qui peut tirer partie d'observations en astrophysique et en physique des astroparticules.

Une approche générique à la LIV consiste en l'ajout d'un terme effectif supprimé par l'échelle de LIV dans la relation de dispersion des particules, de la forme

$$E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2 \left[1 \pm \left(\frac{pc}{\xi E_{Pl}} \right)^n \right], \quad (7.2)$$

où E , m , p sont respectivement l'énergie, la masse, et l'impulsion de la particule, ζ est un paramètre adimensionné reliant l'énergie de LIV à l'énergie de Planck (paramètre potentiellement dépendant de la nature de la particule considérée), et n est un entier correspondant à l'ordre de la correction dominante à la relation de dispersion (la possibilité minimale étant $n = 1$). L'apparition de termes effectifs de ce genre peut être dérivée à partir de l'introduction dans le Lagrangien du Modèle Standard de termes non-invariant de Lorentz mais satisfaisant aux conditions de jauge usuelles, voir par exemple [182]. L'utilisation de cette relation de dispersion modifiée sans aucune autre modification de la théorie peut ne pas être parfaitement valide dans un cadre théorique consistant, mais cette approche effective simple permet l'exploration d'une riche phénoménologie [183].

Le signe de la perturbation dans l'Eq. 7.2 peut –dans certains modèles– être fonction de l'hélicité de la particule considérée, mais peut également être un paramètre libre du modèle phénoménologique considéré. Dans la suite, c'est le cas "subluminal" (signe "–" dans 7.2) qui sera considéré, comme dans les autres études de ce genre [88, 143, 184, 185]. L'amplitude de la déviation de la relation 7.2 vis-à-vis de la relation de dispersion standard est proportionnelle à la puissance n de l'impulsion de la particule considérée. Les particules à très hautes énergies telles que celles observées par les expériences en physique des astroparticules sont donc idéales pour explorer ces potentiels effets de LIV. Pour une revue générale de la phénoménologie associée à la LIV dans le cadre des théories quantiques de la gravitation voir par exemple [179, 183].

Pour un photon, la relation de dispersion modifiée 7.2 devient

$$E_\gamma^2 = p_\gamma^2 \pm E_\gamma^2 \left(\frac{E_\gamma}{E_{\text{LIV}}} \right)^n, \quad (7.3)$$

où est introduit $E_{\text{LIV}} = \zeta_\gamma E_{\text{Pl}}$, l'échelle d'énergie de LIV pour les photons.

L'approche la plus couramment utilisée dans les études LIV utilisant les rayons γ est de rechercher des délais dans les temps d'arrivée des photons en fonction de leur énergie. En effet, une conséquence directe de la validité de l'Eq. 7.3 serait de causer une dépendance de la vitesse de propagation des photons selon leur énergie. Deux photons d'énergie différente ($E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}$) émis simultanément et se propageant sur une distance L pourraient alors acquérir un délai de propagation Δt par rapport au scénario standard préservant la symétrie de Lorentz :

$$\Delta t \sim \frac{|E_{\gamma_1}^n - E_{\gamma_2}^n|}{E_{\text{LIV}}^n} \frac{L}{c}. \quad (7.4)$$

Ce délai augmente ainsi avec la différence d'énergie des photons et avec la distance qu'ils parcourent. Le dispositif expérimental idéal pour tester cette hypothèse consisterait en une source lumineuse avec un spectre d'émission s'étendant jusqu'au régime γ de très haute énergie, placée le plus loin possible de l'observateur et soudainement allumée de

façon à comparer le temps d'arrivée des photons dans différentes bandes en énergie. Une telle situation est approximativement réalisée lors de l'observation de sursauts γ à des distances cosmologiques, ou lors d'éruptions d'AGN. Les progrès récents de l'astronomie γ ont permis des avancées significatives dans cette direction. Dans la gamme des hautes énergies (autour du GeV) les instruments à bord du télescope spatial *Fermi* (*Fermi Gamma-ray Space Telescope*) ont observé plusieurs centaines de sursauts γ depuis la mise en opération du satellite en 2008. Les sursauts γ intenses dont le redshift est connu peuvent être utilisés pour contraindre l'échelle de LIV. La meilleure contrainte existante à l'heure actuelle sur l'échelle de LIV a été obtenue à partir de l'analyse d'un sursaut γ observé en 2010 (GRB 090510) [186], avec une limite $E_{\text{LIV}} \gtrsim 7 \times E_{\text{Pl}}$ [187] pour le cas où les photons de plus haute énergie sont ralentis (signe $-$ dans l'Eq. 7.3) et pour $n = 1$. Cette configuration de référence est dite de LIV subluminale linéaire. Les analyses d'autres sursauts γ ont mené à des contraintes plus faibles, voir dans certains cas à la mesure de décalages temporels significatifs comme dans le cas du sursaut GRB 160509A avec $E_{\text{LIV}} \simeq 0.03 \times E_{\text{Pl}}$ [188]. L'apparente tension entre ces résultats peut s'expliquer en considérant des délais intrinsèques lors des processus d'émission à l'œuvre dans des sursauts γ . La possibilité de délais intrinsèques est une limitation importante de cette méthode [189].

Dans la gamme des très hautes énergies, l'observation par les imageurs Tcherenkov atmosphériques d'éruptions de blazars avec des variations en flux rapides et intenses permet également de contraindre l'échelle de LIV. L'éruption exceptionnelle du blazar PKS 2155-304 en 2006 a notamment permis à H.E.S.S. d'obtenir la contrainte $E_{\text{LIV}} \gtrsim 0.2 \times E_{\text{Pl}}$, à un niveau de confiance de 95% [190].

Une approche alternative à l'étude de la LIV avec les rayons γ tire parti du fait que la relation de dispersion modifiée par la LIV (Eq. 7.3) peut affecter la cinématique des interactions pour des particules suffisamment énergétiques, en modifiant l'énergie de seuil nécessaire à la réaction. Pour les rayons γ de très haute énergie la réaction de production de paires e^+e^- sur l'EBL peut donc être affectée et les propriétés de transparence de l'univers aux rayons peuvent ainsi être modifiées γ [143, 191].

7.1.2 Modification de la transparence de l'univers aux rayons γ en présence de LIV

Dans la suite, les effets de la LIV sur le processus de création de paires $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ sont dérivés en considérant que la LIV affecte uniquement les photons (comme dans [184, 185]) et pas les électrons, car les contraintes existantes sur l'échelle de LIV concernant les électrons sont extrêmement sévères (plusieurs ordres de grandeurs au dessus de l'échelle de Planck) de par l'observation du rayonnement synchrotron de haute énergie en provenance de la nébuleuse du Crabe [192]. Les résultats dérivés par la suite sont cependant aisément transposables au cas où les électrons sont affectés par la LIV de

la même manière que les photons en appliquant la transformation $E_{\text{LIV}}^n \rightarrow E_{\text{LIV}}^n / (1 - 2^{-n})$, comme détaillé dans l'annexe B.

Le terme effectif ajouté dans la relation de dispersion en présence de LIV (Eq. 2.4(c)) se propage dans l'énergie du centre de masse \sqrt{s} de la réaction et dans l'énergie de seuil ϵ_{seuil} . Ces quantités, dérivées précédemment au Chap. 5 (Eq. 5.13) sont alors également augmentées d'un terme effectif :

$$s \rightarrow s \pm \frac{E_\gamma^{n+2}}{E_{\text{LIV}}^n}, \text{ et } \epsilon_{\text{seuil}} \rightarrow \epsilon_{\text{seuil}} \mp \frac{1}{4} \frac{E_\gamma^{n+1}}{E_{\text{LIV}}^n} \quad (7.5)$$

Dans cette approche, l'expression modifiée de s est considérée comme une quantité invariante toujours applicable dans le cadre de la LIV (pour une justification détaillée de cette hypothèse, voir par exemple l'annexe A. de [185]).

Dans le cas subluminal, un terme effectif non-négligeable provoque une hausse de la valeur de l'énergie de seuil ϵ_{seuil} et peut ainsi prohiber la création d'une paire e^+e^- . Pour les rayons γ aux plus hautes énergies la transparence de l'univers serait alors accrueⁱ. Dans le scénario de LIV subluminal l'énergie de seuil pour un photon de basse énergie en collision frontale avec un rayon γ d'énergie E_γ s'écrit alors

$$\epsilon_{\text{seuil}} = \frac{m_e^2 c^4}{E_\gamma} + \frac{1}{4} \frac{E_\gamma^{n+1}}{E_{\text{LIV}}^n}. \quad (7.6)$$

En présence du terme LIV, la fonction $\epsilon_{\text{seuil}}(E_\gamma)$ n'a plus un comportement monotone comme dans le cas standard. Une énergie critique E_γ^* apparaît au point où l'énergie de seuil du photon cible ϵ_{seuil} est minimale :

$$\left. \frac{d\epsilon_{\text{seuil}}}{dE_\gamma} \right|_{E_\gamma^*} = 0, \quad (7.7)$$

ce qui correspond à

$$E_\gamma^* = \left(\frac{4m_e^2}{(n+1)} E_{\text{LIV}}^n \right)^{\frac{1}{(n+2)}}. \quad (7.8)$$

Cette énergie critique est l'énergie des rayons γ à partir de laquelle les effets LIV deviennent dominants sur le processus de création de paires e^+e^- avec l'EBL. Au dessus de cette énergie critique le seuil de l'interaction remonte irrémédiablement. Cet effet est

i. Alternativement, dans le scénario superluminal l'énergie de seuil est diminuée ce qui permet la production de paire en dessous du seuil standard, ce qui faciliterait notamment l'interaction avec les photons du CMB et provoquerait une diminution de la transparence de l'univers aux rayons γ .

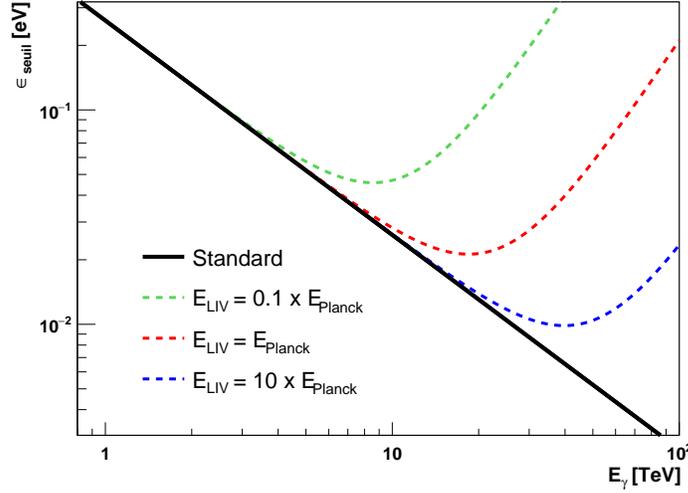


FIGURE 7.1 – Évolution de l'énergie du photon de basse énergie nécessaire au seuil de production de paires en fonction de l'énergie du rayon γ incident, dans le cas standard (ligne noire pleine) et pour des échelles de LIV différentes à 0.1, 1 et 10 fois l'énergie de Planck (lignes pointillées), dans le cas de perturbations linéaires.

illustré sur la Fig. 7.1. Pour une échelle de LIV à l'énergie de Planck la valeur de l'énergie critique dans le cas de perturbations linéaires est de

$$E_{\gamma}^* \Big|_{E_{LIV}^{n=1}=E_{Pl}} \simeq 18.5 \text{ TeV}. \quad (7.9)$$

Ce résultat est une illustration remarquable des subtiles déviations que de la nouvelle physique à l'échelle de Planck peut induire sur des phénomènes physiques à beaucoup plus basse énergie. Cet effet offre ainsi la possibilité de sonder la physique à l'échelle de Planck avec des rayons γ au delà de 10 TeV, à travers le processus d'absorption sur l'EBL ⁱⁱ.

Les équations modifiées en présence de LIV 7.5 et 7.6 se propagent dans l'expression de la profondeur optique d'absorption sur l'EBL τ présentée dans les chapitres précédents (voir l'Eq. 5.17 pour plus de détails). Pour rappel, la profondeur optique pour un rayon γ d'énergie observée E_{γ} en provenance d'une source située à un redshift z_s s'écrit :

$$\tau(E_{\gamma}, z_s) = \int_0^{z_s} dz \frac{dl}{dz} \int_0^2 d\mu \frac{\mu}{2} \int_{\epsilon_{\text{seuil}}}^{\infty} d\epsilon \frac{dn_{\text{EBL}}}{d\epsilon}(\epsilon, z) \sigma_{\gamma\gamma}[\beta(E_{\gamma}(1+z), \epsilon, \mu)]. \quad (7.10)$$

Les effets LIV interviennent dans la borne de l'intégrale en énergie d'EBL, ainsi que dans la section efficace de production de paires, où $\beta = \sqrt{1 - (2m_e c^2)^2/s}$. Les valeurs

ii. L'échelle de Planck reste en revanche inaccessible dans le cas particulier où les perturbations dominantes seraient quadratiques puisque $E_{\gamma}^* \Big|_{E_{LIV}^{(n=2)}=E_{Pl}} \sim 8 \times 10^4 \text{ TeV}$

de $\tau(E_\gamma, z_s)$ en présence de LIV commencent à dévier progressivement du cas standard lorsque E_γ approche de la valeur critique. Au delà de l'énergie critique les valeurs de profondeur optique chutent. Ce comportement de $\tau(E_\gamma, z_s)$ se traduit dans le motif d'atténuation $\exp(-\tau)$ par un excès de transparence à la signature particulière, comme illustré sur la Fig. 7.2. L'énergie où l'atténuation est maximale en présence de LIV correspond à l'énergie critique précédemment dérivée (Eq. 7.8).

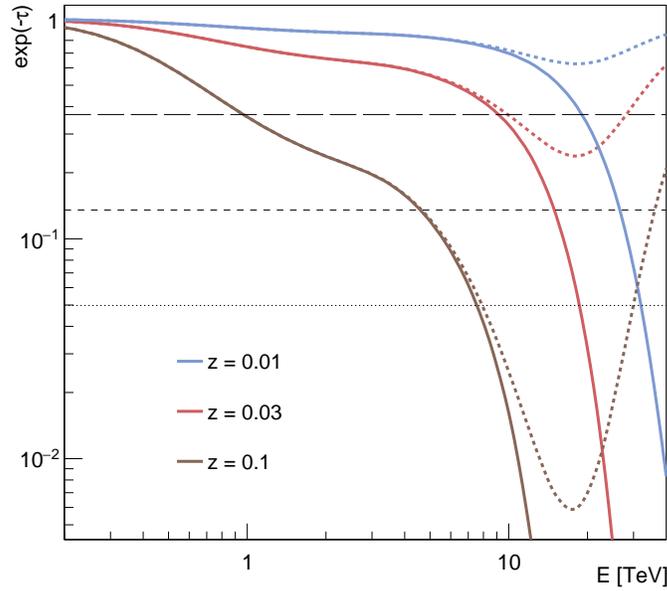


FIGURE 7.2 – Courbes d'atténuation calculées avec le modèle d'EBL de Franceschini et al. (2008) [120], dans le cas standard (ligne pleine) et en présence de LIV à l'échelle de Planck et avec $n = 1$ (lignes pointillées), pour trois redshifts différents. Les lignes horizontales représentent, de haut en bas, les conditions $\tau = 1, 2, 3$.

Pour que des déviations à la transparence attendue de l'univers soient susceptibles d'être observées/testées, une source de rayons γ doit pouvoir être détectée avec un spectre s'étendant suffisamment haut en énergie pour approcher, atteindre, ou même dépasser l'énergie critique correspondant à l'échelle de LIV supposée. Cette énergie critique doit également être située dans un régime suffisamment atténué pour que l'effet de l'EBL soit significatif. Cependant, il est préférable que les déviations attendues vis-à-vis de l'atténuation standard n'apparaissent pas non plus dans un régime trop atténué ($\tau \gg 1$) pour espérer détecter un flux de signal non-négligeable. Ainsi, pour une sensibilité à l'échelle de Planck, et en considérant les modèles d'EBL les plus récents, des sources de faible redshift ($z \lesssim 0.1$) sont privilégiées (cf. Fig. 7.2).

Il est donc en principe possible de sonder des aspects de physique à l'échelle de Planck

avec H.E.S.S. par l'analyse spectrale d'une source extragalactique proche, pourvu qu'une sensibilité suffisante soit atteinte afin de mesurer un spectre en énergie s'étendant significativement au-delà de 10 TeV. De telles conditions optimales se sont vues remplies lors de l'observation en juin 2014 d'une éruption exceptionnelle du blazar Mrk 501, observé par H.E.S.S. à grand angle zénithal.

7.2 Observations de Mrk 501 lors de l'éruption de juin 2014

7.2.1 Mrk 501, une source idéale pour étudier la LIV

Markarian 501 (abrégée Mrk 501 ou Mkn 501, et plus rarement nommée 4C 39.49 ou B2 1652+39) est une galaxie brillante, cataloguée par le physicien arménien B. Markarian en 1972 dans son recensement des galaxies à excès d'émission dans l'ultra-violet [193]. Cette source se situe à un redshift $z = 0.034$ ⁱⁱⁱ. Le noyau actif de Mrk 501 est, en 1996, la deuxième source extragalactique à être détectée dans le régime des rayons γ de très haute énergie [155]. C'est un blazar du type BL-Lac qui a été souvent observé par les imageurs Tcherenkov depuis sa découverte, il est notamment connu pour sa grande variabilité en flux lors d'épisodes d'intenses éruptions. Le redshift de Mrk 501 est particulièrement bien adapté pour espérer une sensibilité à l'échelle de Planck au travers des modifications à l'atténuation EBL puisque les déviations attendues apparaissent dans un régime d'atténuation significatif mais raisonnable, comme précédemment illustré sur la Fig. 7.2.

En 1997, Mrk 501 a été observé à très haute énergie avec un niveau de flux élevé (supérieur au flux en provenance de la nébuleuse du Crabe) pendant plusieurs mois consécutifs par les instruments Whipple, HEGRA et CAT [195–197]. Un maximum historique a été observé à la mi-avril 1997. Le spectre en énergie mesuré par HEGRA au cours de cette période s'étend jusqu'à environ 20 TeV [198]. Les photons ainsi détectés comptent parmi les photons extragalactiques les plus énergétiques jamais détectés. Ce spectre de l'éruption de 1997 a été l'objet de nombreuses interrogations puisque sa déabsorption par l'effet de l'EBL a semblé mener à un redressement inattendu aux plus hautes énergies [199]. Ce résultat a pu être interprété comme un excès de transparence de l'univers aux plus hautes énergies, et des hypothèses comme la présence de LIV ont été invoquées^{iv}. Ce résultat tient en fait à la fois de l'utilisation de modèles d'EBL aujourd'hui dépassés dans lesquels le niveau d'EBL était surestimé par rapport aux contraintes actuelles, ainsi qu'à une légère sous-estimation de H_0 (e.g. la valeur de $60 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ est utilisée dans [199]). De plus, une analyse spectrale tirant parti d'une reconstruction plus avancée avec une meilleure résolution en énergie a été publiée plus

iii. La valeur spectroscopique précise est de $z = 0.0338$ [194].

iv. En plus de la LIV, on peut mentionner l'hypothèse exotique (rapidement rejetée) de confusion des événements de plus haute énergie avec des condensats de Bose-Einstein de photons à plus basses énergies [200,201].

tardivement par la collaboration HEGRA [202], et a montré une suppression du flux légèrement plus accentuée en fin de spectre que dans la publication initiale, n'indiquant pas d'anomalie majeure de la transparence de l'univers aux rayons γ .

Le spectre publié de Mrk 501 durant l'éruption de 1997 a notamment permis les premières contraintes sur l'échelle de LIV approchant l'échelle de Planck [88,185]. Depuis 1997 Mrk 501 a été sujet à quelques autres épisodes de flux élevés, sans jamais égaler cet épisode éruptif historique. Un niveau de flux similaire a cependant pu être observé par H.E.S.S. au cours d'une nuit de juin 2014. La grande sensibilité de H.E.S.S. permet, à travers l'analyse de ces données, de confirmer et de pousser plus loin encore les contraintes sur la LIV par effet de transparence obtenues jusque là.

7.2.2 Alertes par FACT

Les observations par H.E.S.S. de l'éruption de Mrk 501 en 2014 ont été effectuées à la suite d'alertes envoyées par la collaboration FACT (pour *First G-APD Cherenkov Telescope*) qui opère un télescope Tcherenkov unique situé sur l'île de La Palma, dans l'archipel des Canaries, au voisinage des télescopes de la collaboration MAGIC. Ce télescope de dimension modeste (sa surface réfléchissante totalise 9.5 m²) est le premier imageur Tcherenkov dont la caméra est équipée de photo-multiplicateurs électroniques à silicium, et non pas de tubes photo-multiplicateurs à dynodes classiques. Cette particularité permet à FACT d'observer dans des conditions de bruit de fond de ciel intense sans risquer d'abîmer la caméra, notamment en présence de la lune, ce qui se traduit par un gain significatif en durée d'observation et une couverture temporelle plus continue. Ces caractéristiques font de FACT un instrument idéal pour le suivi des sources de rayons γ variables [203]. Du fait de sa modeste surface réfléchissante et de la reconstruction purement monoscopique la sensibilité de FACT reste limitée à des sources intenses comme Mrk 501 ou la nébuleuse du Crabe, et avec un seuil en énergie de ~ 1 TeV. Le suivi régulier de différentes sources permet d'alerter rapidement les autres instruments plus sensibles en cas de détection d'une hausse d'activité d'une source suivie.

Le suivi par FACT de Mrk 501 en juin 2014 a révélé une variabilité significative, comme illustré sur la Fig. 7.3. En particulier, les taux élevés d'événements observés par FACT au milieu du mois ont alerté H.E.S.S. et permis la prise d'observation d'une éruption exceptionnelle au cours de la nuit du 23 au 24 juin 2014 (MJD 56832).

7.2.3 Observations par H.E.S.S. à grand angle zénithal

Mrk 501 est une source située dans l'hémisphère céleste boréal (ascension droite : 16h 53m 52.2s, déclinaison : +39° 45m 37s). Depuis la latitude australe du site de H.E.S.S. (-23° 16m 18s) cette source ne peut ainsi être observée qu'à un angle zénithal élevé ($\theta_Z \gtrsim 60^\circ$). A la suite des alertes émises par FACT, quatre runs d'observations ont été pris avec les 5

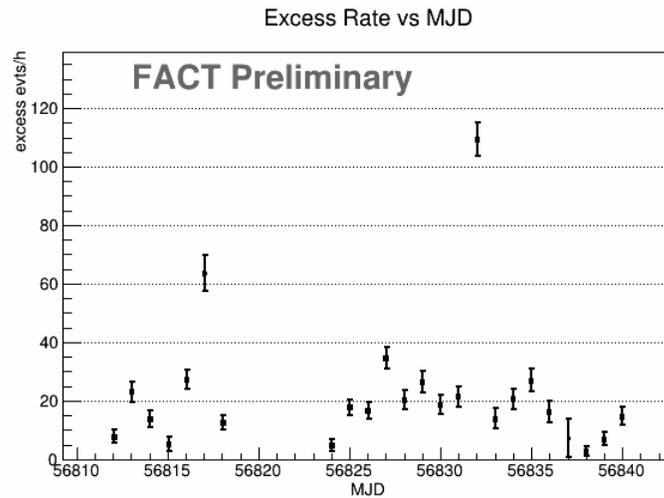


FIGURE 7.3 – Courbe de lumière obtenue avec FACT représentant l'évolution du taux brut d'évènements en fonction de la date en jour julien modifié (MJD) pour Mrk 501 au cours du mois de juin 2014. Chaque point est moyenné pour les observations au cours d'une nuit. Le niveau du flux exceptionnel observé à MJD 56832 est clairement visible. Un tel suivi de l'activité des sources régulièrement suivies par FACT est libre d'accès à l'adresse <http://www.fact-project.org/monitoring>.

télescopes de H.E.S.S. au cours de la nuit du 23 au 24 juin 2014, à un angle zénithal moyen de 63.8° . Les observations prises par imagerie Tcherenkov atmosphérique à de tels grands angles zénithaux présentent plusieurs caractéristiques notables.

Effets sur la surface effective de collection

Les gerbes atmosphériques observées à grand angle zénithal traversent une épaisseur d'atmosphère plus grande que des gerbes observées en direction du zénith ($\theta_Z \sim 0^\circ$). La lumière Tcherenkov émise par ces gerbes inclinées est diffusée et atténuée de façon plus importante que dans le cas vertical en raison des processus de diffusion répétés sur les différents composés atmosphériques (ozone, vapeur d'eau, aérosols etc.). La quantité de lumière reçue au sol est ainsi plus faible que pour une gerbe verticale initiée par une particule de même énergie. L'énergie en deçà de laquelle la surface effective de collection chute rapidement (et donc le seuil en énergie) augmente significativement avec l'angle zénithal. D'autre part, la surface géométrique couverte au sol par le bassin de lumière Tcherenkov augmente avec l'angle zénithal. En effet la distance entre l'observateur au sol et le cœur de la gerbe augmente proportionnellement à $1/\cos\theta_Z$, en première approximation^v. La surface géométrique couverte par la lumière Tcherenkov augmente ainsi en $1/\cos^2\theta_Z$. Cet effet est schématisé sur la Fig. 7.4. Le nombre de gerbes dont le bassin de lumière

v. L'effet de la courbure terrestre devient non négligeable pour des angles zénithaux extrêmes ($\theta_Z > 70^\circ$) [204]

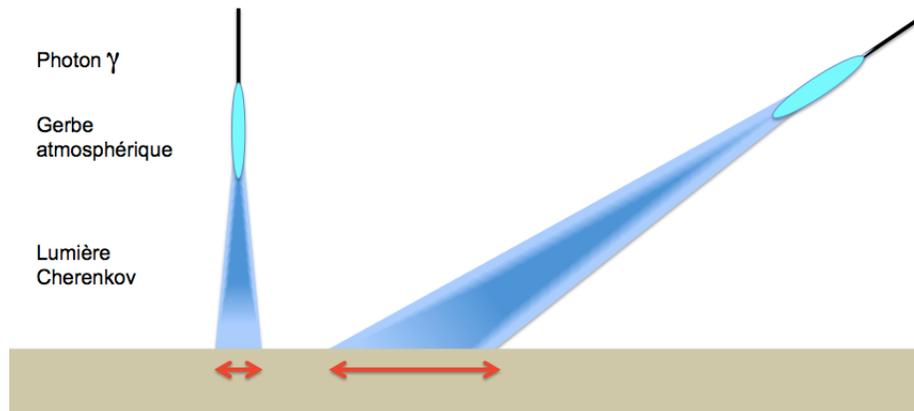


FIGURE 7.4 – Schéma illustrant le gain en surface géométrique au sol pour des observations à grand angle zénithal : la gerbe atmosphérique se développe plus haut dans l'atmosphère et l'inclinaison du cône de lumière Tcherenkov entraîne l'illumination d'une surface au sol plus importante. Un plus grand nombre de gerbes inclinées peut illuminer un détecteur au sol qui voit ainsi sa surface de collection augmenter avec l'angle zénithal.

Tcherenkov peut intersecter avec un détecteur au sol augmente ainsi avec l'inclinaison des gerbes. Pour des énergies suffisamment élevées la surface effective de collection du détecteur augmente donc avec l'angle zénithal.

Ces deux effets (accroissement du seuil, et augmentation de la surface effective) sont illustrés sur la Fig. 7.5. Si l'analyse des données prises à grand angle zénithal pâtit d'un seuil en énergie plus élevé (ici $\gtrsim 1$ TeV), une telle analyse bénéficie en revanche d'un gain significatif en surface de collection aux plus hautes énergies. Ce dernier point est particulièrement intéressant dans l'optique des études de LIV et de la quête d'une sensibilité à l'échelle de Planck, comme présenté précédemment à la section 7.1.2.

Autres effets

Les effets de l'absorption atmosphérique précédemment évoqués s'appliquent également au bruit de fond. Les gerbes hadroniques sont ainsi moins nombreuses à grand angle zénithal de par le spectre en loi de puissance des rayons cosmiques d'indice ~ 2.7 . Les observations à grand angle zénithal présentent donc des conditions de bruit de fond réduit, ce qui peut se révéler particulièrement intéressant en terme de rapport signal sur bruit lors de l'occurrence d'un signal fort comme dans le cas d'une éruption d'AGN.

Une autre particularité des observations à grand angle zénithal est que les gerbes les plus lointaines (dont la détection implique qu'elles sont très énergétiques) donnent lieu à des images quasi-parallèles dans les caméras, comme illustré sur Fig. 7.6(a) avec des évènements détectés lors de cette éruption. L'incertitude qui s'ensuit sur le paramètre d'impact de la gerbe peut entraîner un biais sur l'énergie reconstruite de la particule

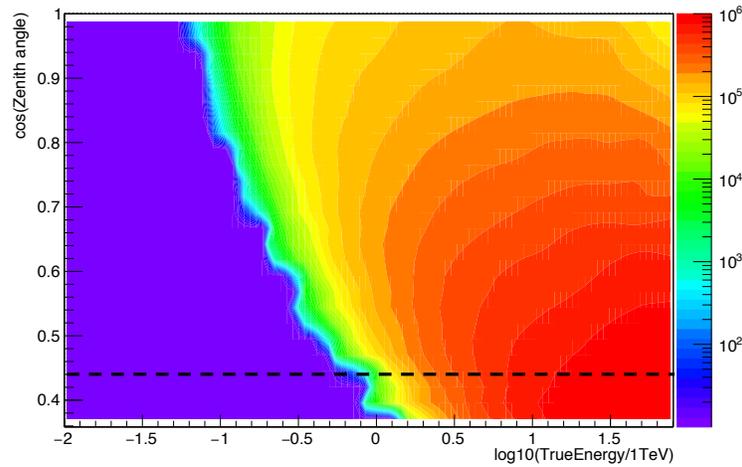


FIGURE 7.5 – Évolution de la surface effective de détection (en m^2) aux rayons γ de H.E.S.S. en fonction du cosinus de l'angle zénithal d'observation et de l'énergie vraie du photon incident. Pour les observations de l'éruption de Mrk 501 $\cos \theta_z \approx 0.44$ (valeur indiquée par une ligne pointillée noire). Cette figure est obtenue à partir de simulations, ici en supposant une efficacité optique relative de 100%.

incidente puisque la gerbe peut être reconstruite plus proche et moins énergétique qu'en réalité. Ce biais est pris en compte lors de l'analyse spectrale.

De plus, les gerbes distantes ont une image plus étendue dans la caméra et ont donc plus de risque d'être tronquées. Le plus faible champ de vue de CT5 peut ainsi être un facteur limitant la reconstruction des événements aux plus hautes énergies.

A grand angle zénithal les contraintes qui s'appliquent à la structure des télescopes sont particulièrement importantes et peuvent entraîner une dégradation de la PSF et de la direction pointée reconstruite. La qualité du pointé pour cette analyse de Mrk 501 a été vérifiée en utilisant l'approche développée dans le Chap. 3 et a montré une bonne précision de la direction pointée.

Une autre particularité propre aux observations à grand angle zénithal par un réseau de plusieurs télescopes tient en la potentielle obstruction du champ de vue d'un télescope par un autre. Pour H.E.S.S., c'est la présence imposante de CT5 au centre du réseau qui peut être le facteur limitant principal, selon l'azimut de pointé des différents télescopes. L'angle zénithal limite à partir duquel la structure de CT5 commence à intersecter l'axe optique d'un petit télescope pointant dans la même direction est de $\approx 69.7^\circ$, comme schématisé sur la Fig. 7.7. Une obstruction en bordure de champ de vue n'intervient ainsi que pour une direction pointée au delà 67° . La direction pointée de plus grand angle zénithal durant les observations de l'éruption de Mrk 501 est de 65° , échappant donc –de peu– à cet effet.

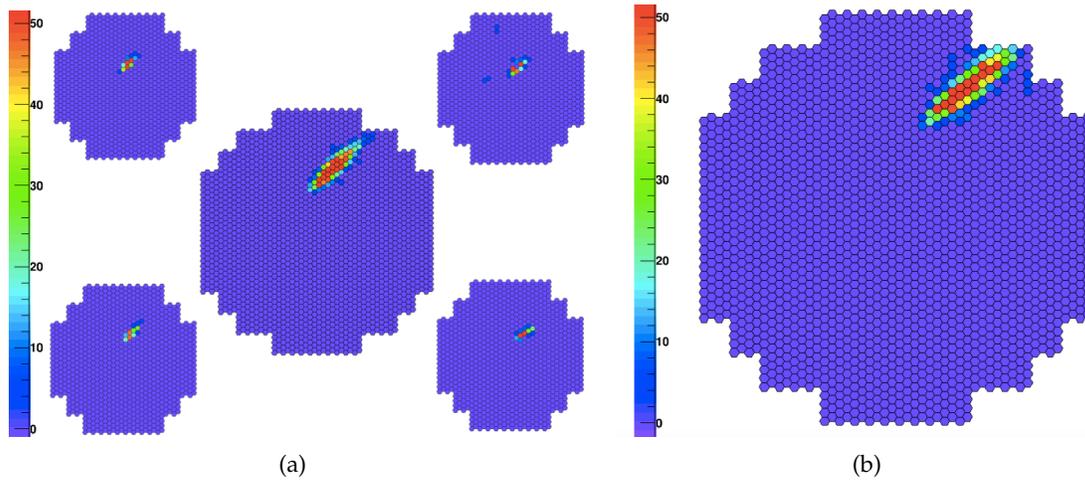


FIGURE 7.6 – Exemple d'évènements candidats γ en provenance de Mrk 501, enregistrés lors de l'éruption de 2014. 7.6(a) Évènement stéréoscopique à 5 télescopes, reconstruit à 15 TeV. 7.6(b) Évènement reconstruit à 21 TeV, en bordure du champ de vue de CT5. L'échelle de couleur représente le nombre de photo-électrons dans chaque pixel. Les caméras ne sont pas représentées à l'échelle.

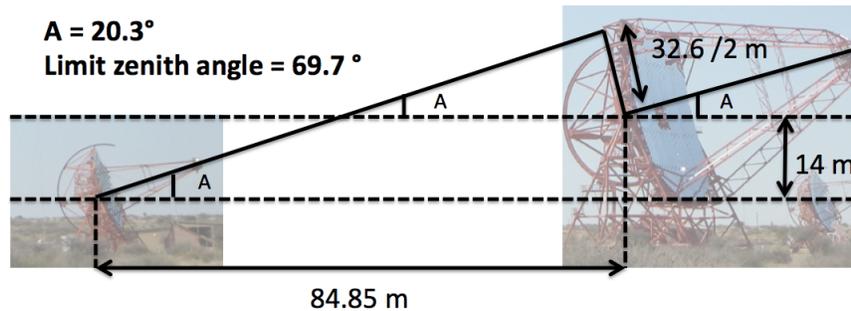


FIGURE 7.7 – Schéma illustrant l'estimation de l'angle zénithal limite à partir duquel la structure de CT5 se situe sur l'axe optique d'un des petits télescopes pointant dans la même direction.

7.3 Analyse de l'état éruptif

Quatre runs d'observations consécutifs ont été pris sur Mrk 501 au cours de la nuit de l'éruption avec les cinq télescopes du réseau, totalisant 1.8 heures de données. C'est l'analyse des données en utilisant une reconstruction de type H.E.S.S.-I qui est ici détaillée. En effet, l'analyse LIV est focalisée sur les plus hautes énergies, un régime où les données prises avec CT5 n'apportent pas d'améliorations significatives. Les résultats seront comparés avec ceux obtenus avec une reconstruction de type H.E.S.S.-II dans la sous-section 7.3.3. La chaîne de reconstruction et d'analyse *Model* (introduite au Chap. 2)

est utilisée, en adoptant les coupures de type *Loose*. Ce choix est notamment motivé par le faible bruit de fond attendu.

Concernant l'analyse H.E.S.S-I, plus de 1200 évènements γ sont reconstruits en provenance de la région ON de rayon $\sqrt{0.125}^\circ$, centrée sur la position de Mrk 501. Un rapport signal sur bruit supérieur à 30 est obtenu, résultant en une significativité de détection d'environ 67σ , en utilisant la formule de Li & Ma (Eq. 2.5).

7.3.1 Spectre en énergie

L'analyse spectrale présentée ici est obtenue en utilisant la méthode de *forward folding* discutée au Chap. 2, afin de se conformer au spectre initialement publié à la suite de la conférence ICRC 2015 [205]. L'utilisation de la méthode d'*unfolding* mène à des résultats en tous points similaires. Le spectre obtenu est également vérifié être compatible avec celui obtenu avec une chaîne indépendante de calibration, de reconstruction et d'analyse (HAP, Hillas).

La procédure de *forward folding* est effectuée en supposant une loi de puissance atténuée par l'effet de l'EBL en choisissant le modèle de de Franceschini et al. (2008) [120] (nommé ci-dessous Fr08) :

$$\Phi_{\text{obs}}(E_\gamma) = \Phi_0 \frac{E_\gamma^{-\alpha}}{E_0} \times \exp[-\tau_{\text{Fr08}}(E_\gamma, z = 0.034)]. \quad (7.11)$$

L'influence du choix de ce modèle d'EBL sur les résultats sera discutée plus bas. L'adéquation des données à la forme 7.11 est très bonne ($\chi^2/ndf = 8.5/8$), avec un indice spectral ajusté $\alpha = 2.16 \pm 0.06 \text{ stat} \pm 0.2 \text{ sys}$. L'utilisation de formes plus complexes telles que la parabole logarithmique ou la loi de puissance avec coupure exponentielle n'améliorent pas l'ajustement.

Le seuil correspondant à 15% de la surface de collection effective maximale se situe à environ 2 TeV. Le spectre obtenu s'étend au delà de 10 TeV, avec des points significatifs jusqu'à 20 TeV (Fig. 7.8). Au delà de 20 TeV la statistique chute très rapidement. Ce spectre est ainsi sensible à l'EBL dans l'infrarouge lointain (se référer à l'Eq. 5.19) et permet à l'évidence d'atteindre une sensibilité de l'ordre de l'échelle de Planck pour des perturbations LIV linéaires puisque qu'il s'étend au delà de l'énergie critique (Eq. 7.9), là où la courbe d'atténuation devrait s'infléchir en présence de LIV. Cet effet est illustré sur la Fig. 7.8.

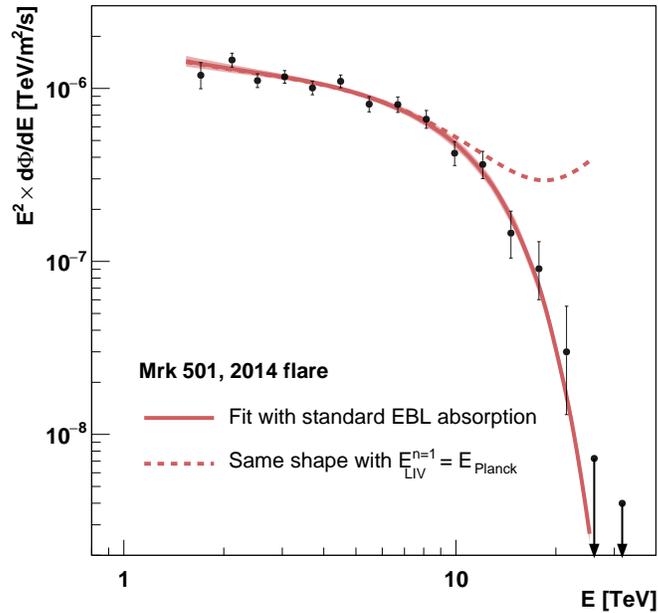


FIGURE 7.8 – Spectre en énergie de Mrk 501 durant l'éruption de juin 2014, obtenu à partir de la reconstruction H.E.S.S.-I et en utilisant la méthode de forward folding en supposant une simple loi de puissance absorbée sur l'EBL du modèle de Franceschini et al. (2008). Les points représentés ici sont donc les points résiduels à l'ajustement. La même forme intrinsèque en présence de LIV, avec des perturbations linéaires à l'énergie de Planck, est représentée par la ligne pointillée ([178]).

7.3.2 Contraintes sur E_{LIV}

L'analyse LIV utilisant le spectre de l'éruption de Mrk 501 est naturellement basée sur une hypothèse concernant l'EBL. La sensibilité attendue à des perturbations linéaires à l'échelle de Planck reste vraie quel que soit le modèle d'EBL considéré. Cependant, des différences notables existent dans les motifs d'atténuations des différents modèles, comme illustré sur la Fig. 7.9. Ces variations témoignent des incertitudes sur la SED de l'EBL dans l'infrarouge comme discuté dans la partie précédente. Ces variations sont d'ailleurs englobées par le résultat sur la mesure de l'EBL dérivé au Chap 6. Les motifs d'atténuation en présence de LIV sont obtenus en introduisant les équations 7.5 et 7.6 dans le calcul de la profondeur optique en utilisant la SED des différents modèles.

C'est le modèle de Franceschini et al. (2008) qui sera utilisé dans la suite. Ce choix est notamment motivé par l'ajustement de qualité obtenu avec l'Eq. 7.11. Ce modèle est celui pour lequel la profondeur optique est la plus importante dans la zone de 10 TeV à 20 TeV. Par conséquent, c'est également le modèle pour lequel les déviations causées par la LIV se situent dans le régime le plus atténué. Cet effet est clairement visible par la

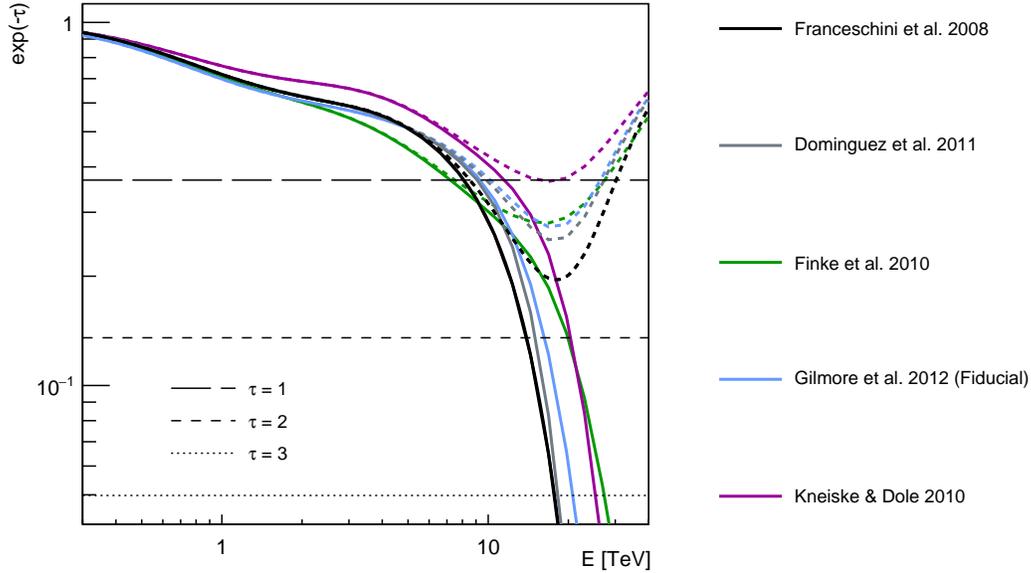


FIGURE 7.9 – Courbes d’atténuation en considérant le redshift de Mrk 501 ($z = 0.034$) pour différents modèles d’EBL récents, dans le cas standard (ligne pleine) et en présence de LIV à l’échelle de Planck et avec $n = 1$ (lignes pointillées).

comparaison de la hauteur des inflexions au niveau de l’énergie critique sur les motifs d’atténuation de la Fig. 7.9.

Le choix de ce modèle est donc conservatif dans le sens où les déviations LIV attendues sont les moins marquées ; les limites qui seront obtenues sur l’échelle de LIV ne peuvent être que moins contraignantes que celles obtenues avec d’autres modèles.

Afin de dériver des contraintes quantitatives sur l’échelle de Planck, la procédure d’ajustement spectral par maximum de vraisemblance de la méthode de *forward folding* est réalisée en utilisant les profondeurs optiques modifiées par la LIV. La forme spectrale considérée s’écrit alors :

$$\Phi_{\text{obs}}(E_{\gamma}) = \Phi_0 \frac{E_{\gamma}^{-\alpha}}{E_0} \times \exp[-\tau_{\text{Fr08}}(E_{\gamma}, z = 0.034, E_{\text{LIV}}^n)]. \quad (7.12)$$

L’ajustement des données à cette forme spectrale est réalisé pour différentes valeurs de E_{LIV}^n , échantillonnées logarithmiquement dans le domaine d’intérêt pour les modifications spectrales à très haute énergie, dans le cas de perturbations linéaires ($n = 1$) et quadratiques ($n = 2$). Les profils de variation de la qualité de l’ajustement en fonction de E_{LIV} sont représentés sur la Fig. 7.10 Les données ne montrant aucun signe de redressement au dessus de 10 TeV, la vraisemblance de l’ajustement \mathcal{L} est maximisée pour des

profondeurs optiques sans LIV. En effet, les valeurs de vraisemblance convergent vers un plateau pour $E_{\text{LIV}} \rightarrow \infty$. A la borne opposée, lorsque E_{LIV} est très basse, l'énergie critique se retrouve en début de spectre et l'indice spectral intrinsèque ajusté tend alors à s'aligner avec l'indice observé pour compenser l'effet LIV, ce qui explique l'aplatissement des profils à faible E_{LIV} visible sur les figures 7.10(a) et 7.10(b). La considération de formes spectrales intrinsèques courbées n'améliore pas la qualité de l'ajustement et peut également conduire à une dégénérescence avec l'effet LIV^{vi}.

Les profils obtenus permettent de dériver des limites inférieures d'exclusion sur l'échelle de LIV en considérant le rapport vraisemblance au cas standard, avec un niveau de confiance donné par $\sqrt{2 \log \frac{\mathcal{L}_{\text{LIV}}}{\mathcal{L}_{\text{Standard}}}}$. Ces limites sont regroupées dans le tableau 7.1, pour différents niveaux de confiance.

	2σ	3σ	5σ
n=1	2.8×10^{28} eV ($2.29 \times E_{\text{Pl}}$)	1.9×10^{28} eV ($1.6 \times E_{\text{Pl}}$)	1.04×10^{28} eV ($0.86 \times E_{\text{Pl}}$)
n=2	7.5×10^{20} eV	6.4×10^{20} eV	4.7×10^{20} eV

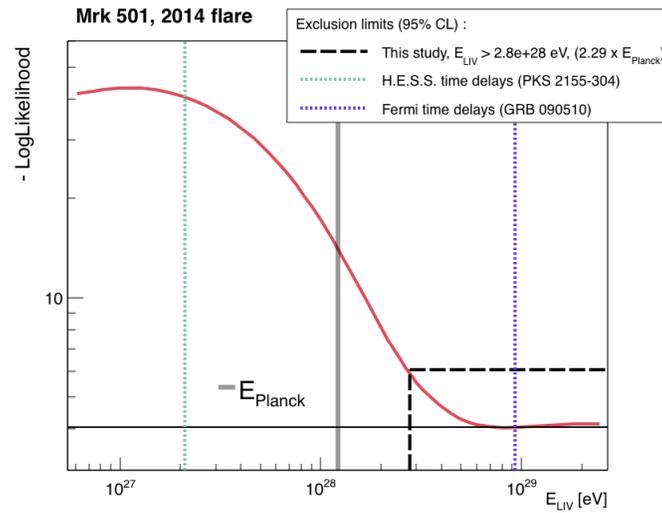
TABLE 7.1 – Limites d'exclusion obtenues sur $E_{\text{LIV}}^{n=1,2}$ à partir des profils de la Fig. 7.10 ([178]).

Dans le cas de perturbations linéaires, $E_{\text{LIV}}^{n=1} \gtrsim 2.3 \times E_{\text{Pl}}$ à un niveau de confiance de 95%. L'échelle de Planck est exclue avec un niveau de confiance de 4.5σ . Cette limite sévère est supérieure aux limites obtenues en utilisant la méthode des délais avec des AGNs, mais reste inférieure à la meilleure limite obtenue avec le GRB 090510 [187]. Pour le cas de perturbations quadratiques les limites obtenues sont les contraintes expérimentales les plus sévères jamais obtenues [206], avec $E_{\text{LIV}}^{n=2} \gtrsim 7.5 \times 10^{20}$ eV (95%)^{vii}

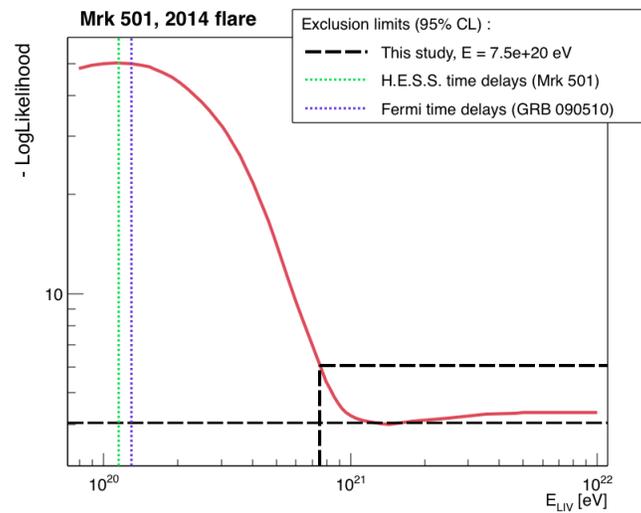
Ces résultats compétitifs ont été présentés à la conférence *Roma International Conference on Astroparticle Physics 2016* [178] ainsi qu'à la conférence *Experimental Search for Quantum Gravity 2016* [207]. Cette analyse LIV est également incluse dans une publication H.E.S.S. plus générale concernant cette éruption de Mrk 501 en juin 2014 (en préparation).

vi. Un ajustement de qualité similaire peut être obtenu en considérant une forme intrinsèque plus courbée que le spectre observé (e.g. avec une coupure intrinsèque à quelques TeV) si un effet LIV permet de redresser l'extrémité du spectre observable.

vii. Une limite plus contraignante peut en principe être posée en se basant sur la non-observation de photons d'ultra haute énergie $E_\gamma \gtrsim 10^{19}$ eV par Auger. Cependant, rien ne permet de garantir que de tels photons soient effectivement produits dans l'univers.



(a)



(b)

FIGURE 7.10 – Profils d'exclusion obtenus sur E_{LIV} [178] dans le cas de perturbations linéaires (a) et de perturbations quadratiques (b). L'évolution de la qualité de l'ajustement est représentée par l'évolution variable $-\log \mathcal{L}$ en fonction de l'énergie de LIV utilisée dans le calcul de la profondeur optique pour l'ajustement avec une loi de puissance absorbée sur l'EBL, en considérant le modèle de de Franceschini et al. (2008) [120]. Les meilleures limites d'exclusions obtenues avec la méthode des délais d'arrivée pour les sursauts γ et les AGNs sont également représentées [187, 205].

7.3.3 Analyse H.E.S.S.-II combinée

Intérêt

Si la reconstruction de type H.E.S.S.-II n'est *a priori* pas utile pour une analyse concentrée sur les plus hautes énergies (comme c'est le cas dans l'analyse LIV) son usage permet d'étendre la gamme en énergie du spectre vers les basses énergies, d'accroître le rapport signal sur bruit grâce aux performances accrues de discrimination de fond avec la stéréoscopie à cinq télescopes, et démontre pour la première fois le bon fonctionnement du réseau H.E.S.S.-II complet à très grand angle zénithal.

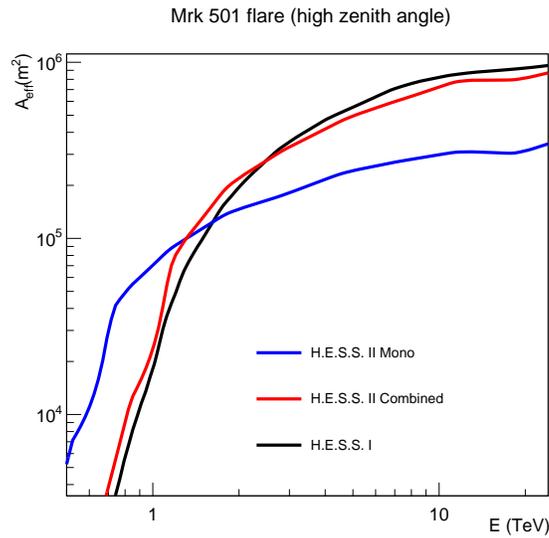


FIGURE 7.11 – Comparaison des surfaces effectives moyennées correspondant aux quatre runs d'observations pris lors de l'éruption de Mrk 501, pour la reconstruction stéréoscopique à quatre télescopes (H.E.S.S.-I, en noir), la reconstruction combinée à 5 télescopes (Combined, en rouge) et la reconstruction monoscopique avec CT5 (Mono, en bleu). Il est important de noter que les coupures sur les événements qui sont utilisées par ces différentes configurations ont été optimisées de façon indépendante et sont donc différentes dans chaque cas. Les coupures utilisées ici ont pour dénomination H.E.S.S. I Loose, H.E.S.S. II Mono Loose, et H.E.S.S. II Combined3 Std. Cette dernière configuration hybride utilise des coupures Loose pour la reconstruction stéréoscopique, et des coupures de type Std pour la reconstruction monoscopique.

L'utilisation des données de CT5 permet de baisser le seuil en énergie de l'analyse spectrale grâce à sa surface réfléchissante de près de 600 m². Le seuil correspondant à 15% de la surface effective maximale est ainsi ramené à environ 700 GeV en utilisant une reconstruction monoscopique des données^{viii}. Ce seuil est exceptionnellement bas au regard du grand angle zénithal d'observation considéré, à comparer avec le seuil de 2

viii. Pour comparaison, le seuil de l'analyse spectrale pour une reconstruction monoscopique avec des données à faible angle zénithal est de ~ 80 GeV [208].

TeV obtenu avec la reconstruction stéréoscopique de type H.E.S.S.-I. Un seuil plus bas permet un bras de levier plus important sur le régime non-atténué par l'EBL et permet donc de mieux contraindre le spectre intrinsèque. Cependant, si la surface effective chute moins rapidement à basse énergie elle est globalement inférieure aux cas stéréoscopiques, comme illustré sur la Fig. 7.11. La perte d'évènements est donc beaucoup plus rapide à haute énergie avec la reconstruction monoscopique, comme illustré sur la Fig. 7.12, ce qui est inadapté pour une analyse LIV.

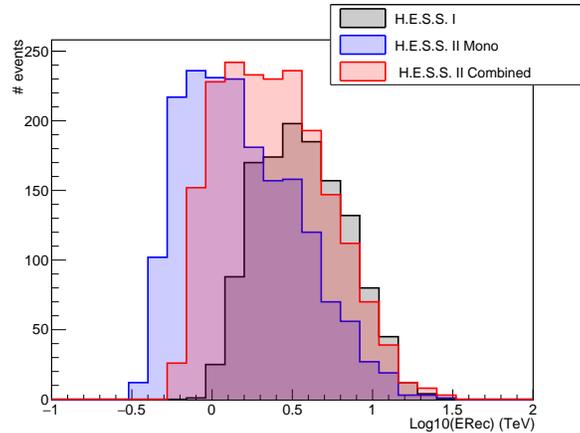


FIGURE 7.12 – Comparaison des distributions en énergie reconstruite des évènements en provenance de Mrk 501 (évènements “ON”) pour les quatre runs d’observations pris lors de l’éruption. L’avantage de la reconstruction combinée en terme de statistique d’évènements apparaît ici très clairement. Ces distributions d’évènements sont le reflet des surfaces effectives associées visibles sur la Fig. 7.11. Il convient cependant de noter que les surfaces effectives sont elles fonction de l’énergie vraie.

L’utilisation d’une reconstruction combinée permet de bénéficier de CT5 tout en préservant une surface efficace importante à plus haute énergie. Une reconstruction combinée associant les reconstructions monoscopiques, stéréoscopiques à cinq télescopes, et stéréoscopiques à quatre télescopes sera ici utilisée. Cette configuration permet une statistique optimale sur toute la gamme en énergie (Fig. 7.12). Le nombre légèrement moindre d’évènements combinés par rapport au cas H.E.S.S.-I autour de 10 TeV est dû à quelques différences entre les coupures utilisées, notamment sur la distance de première interaction qui est plus stricte en analyse combinée. Pour plus de détails concernant les possibilités de reconstructions se référer au Chap. 2, et en particulier à la Fig. 2.8.

Avec l’analyse combinée ce sont plus de 1900 photons qui sont reconstruits en provenance de la région “ON”, avec un rapport signal sur bruit amélioré de 46.5 et la significativité de détection atteint alors 83.3σ , comme montré sur l’histogramme de la distribution angulaire au carré des évènements (Fig. 7.13(a)). La Fig. 7.13(b) montre la carte de significativité obtenue : le signal est bien centré sur la position de la source et son

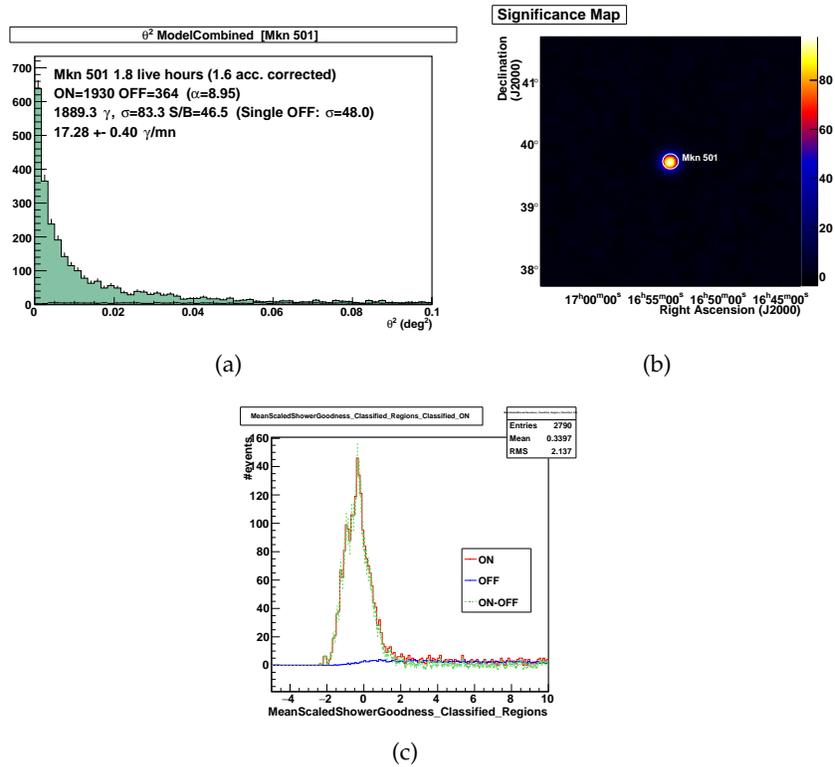


FIGURE 7.13 – (a) Histogramme de la distribution angulaire au carré des évènements en provenance de Mrk 501, obtenu à partir de la méthode des régions OFF multiples (Multiple off, voir le Chap. 2 et la Fig. 2.9, droite). (b) Carte de significativité associée, obtenue avec la méthode de l’anneau complet (Ring background, voir la Fig. 2.9, gauche) (c) Distribution des évènements ON et OFF observés au cours de l’éruption de Mrk 501 en fonction de la variable discriminante principale de la reconstruction Model : Mean Scaled Shower Goodness. Pour les évènements stéréoscopiques la coupure se situe à une valeur de 0.9. Pour les évènements monoscopiques cette coupure est à 0.6. Les évènements au delà de cette coupure sont considérés comme des hadrons et sont rejetés lors de l’analyse..

étalement est compatible avec la PSF.

En raison des particularités précédemment évoquées, cette analyse est extrêmement dominée par le signal (situation plutôt exceptionnelle en astronomie γ) comme illustré sur la Fig. 7.13(c) : la fraction d’évènements OFF est très faible et la variable discriminante principale (*Mean Scaled Shower Goodness*) montre une quasi-absence de bruit de fond hadronique (à comparer avec la Fig. 2.6).

Analyse spectrale et contraintes sur E_{LIV}

Les spectres obtenus en utilisant les différentes reconstructions sont comparés sur la Fig. 7.14. Leur bonne compatibilité montre que la fiabilité des différentes configurations

	2σ	3σ	5σ
n=1	2.6×10^{28} eV ($2.1 \times E_{Pl}$)	2.2×10^{28} eV ($1.78 \times E_{Pl}$)	1.5×10^{28} eV ($1.23 \times E_{Pl}$)
n=2	7.8×10^{20} eV	7.2×10^{20} eV	6.0×10^{20} eV

 TABLE 7.2 – Limites d'exclusion obtenues sur $E_{LIV}^{n=1,2}$ à partir de l'analyse H.E.S.S.-II combinée.

d'analyse possible avec H.E.S.S.–II est préservée pour les observations à grand angle zénithal. Les petits télescopes restent le facteur limitant dominant sur le seuil en énergie de l'analyse spectrale ; le seuil correspondant à 15% de la surface effective maximale est de 1.3 TeV environ pour l'analyse combinée.

L'analyse LIV présentée à la section précédente est reproduite pour le cas combiné. Les profils d'ajustement obtenus ont un comportement similaire à ceux obtenus avec l'analyse de type H.E.S.S.-I (Fig. 7.10) : un plateau est préféré pour des grandes valeurs de E_{LIV} . Les limites obtenues sur l'échelle de LIV sont regroupées dans le tableau 7.2. Ces limites confirment le résultat de l'analyse H.E.S.S. I. L'échelle de Planck est dans ce cas exclue à un niveau de confiance légèrement supérieur à 5σ .

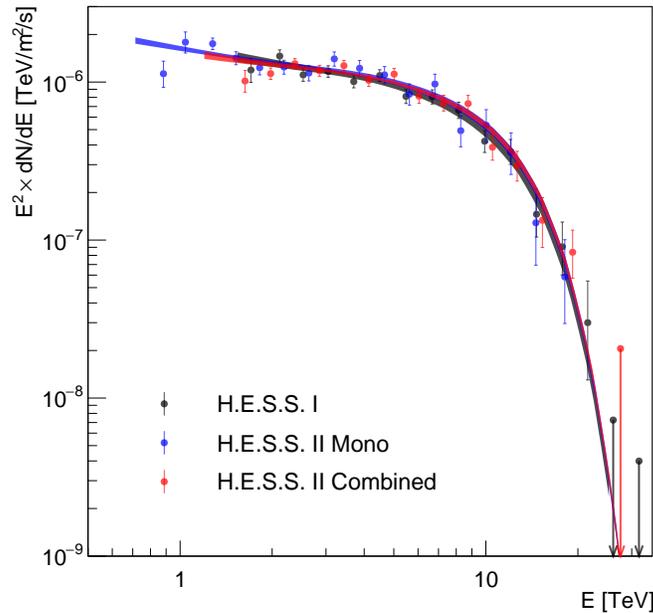
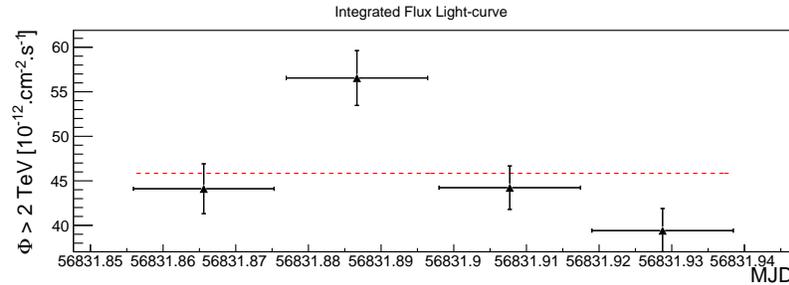


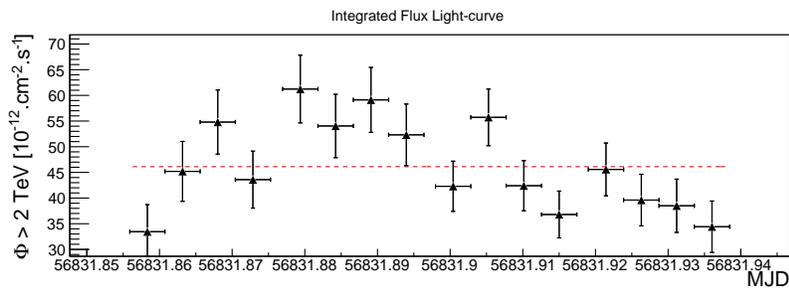
FIGURE 7.14 – Comparaison des spectres obtenus en utilisant les données de l'éruption de Mrk 501 par une analyse H.E.S.S.-II de type monoscopique (en bleu) combinée (en rouge), et le résultat H.E.S.S.-I de la Fig.7.8, en supposant une loi de puissance atténuée sur l'EBL.

Variabilité rapide

En plus d'un spectre en énergie qui s'étend jusqu'à 20 TeV, l'éruption de 2014 de Mrk 501 observée par H.E.S.S. révèle une variabilité en flux rapide. La courbe de lumière avec une division d'un bin par run d'observation est montrée sur la Fig. 7.15(a). Le niveau de flux apparaît clairement variable entre les quatre runs. La même courbe de lumière avec des bins de sept minutes est visible sur la Fig. 7.15(b) et indique des sous-structures temporelles inférieures à la durée d'un run.



(a)



(b)

FIGURE 7.15 – (a) Courbe de lumière de l'éruption de Mrk 501 avec un seul bin par run d'observation. (b) Même courbe de lumière avec cette fois des bins de 7 min, divisant chaque run par quatre. L'énergie de référence pour le flux est de 2 TeV.

Cette variabilité rapide a été vérifiée être fiable vis-à-vis des conditions d'observation. Le coefficient de transparence moyen –quantité calculée en utilisant le taux de déclenchement, le gain, et l'efficacité optique du système– est vérifié être stable (moins de 5% de variations) pour les quatre runs. Une variation importante de cette quantité peut par exemple indiquer des variations de la transparence de l'atmosphère qui pourraient alors mimer des variations en flux et mener à des conclusions erronées.

Ces variations ont également été vérifiées être stables vis-à-vis des variations en angle zénithal non corrélées entre la région ON et les régions OFF. En effet, pour des observations à grand angle zénithal la soustraction du fond résiduel par la méthode des régions

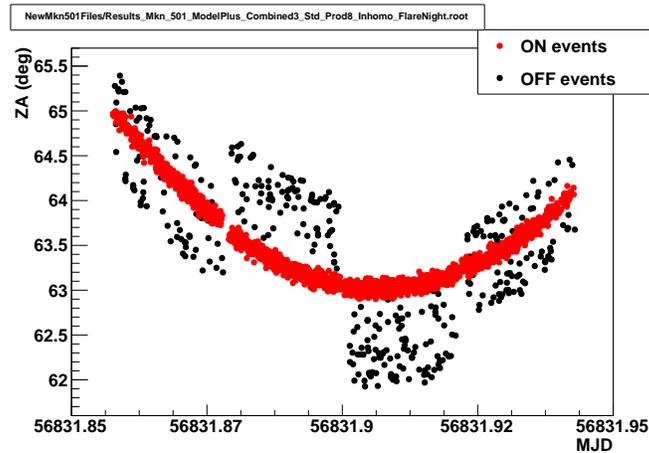


FIGURE 7.16 – Distribution en angle zénithal des évènements ON (en rouge) et OFF (en noir) en fonction du temps en MJD, pour les quatre runs d’observation de l’éruption de Mrk 501.

OFF multiples (Fig 2.9) donne lieu à des différences plus marquées entre l’angle zénithal de la source et celui des régions OFF placées sur le même cercle centré sur la direction pointée. Le décalage choisi entre la source et la direction pointée est différent au fil des runs, comme précédemment expliqué au Chap. 2. Cet effet est illustré pour le cas de Mrk 501 sur la Fig. 7.16.

Les effets de variations d’acceptance entre les évènements ON et OFF sont correctement pris en compte lors de l’analyse et n’induisent pas de variabilité artificielle. Des données prises sur la nébuleuse du Crabe à très grand angle zénithal et présentant le même genre de variations non-corrélées en angle zénithal entre évènements ON et OFF mènent à une courbe de lumière constante.

Ces diverses vérifications permettent d’attribuer avec confiance les variations rapides en flux observées lors de cette éruption à des véritables variations en flux de Mrk 501. Une échelle de temps caractéristique T_2 correspondant au temps de doublement du flux peut être estimée en suivant l’approche de [209] :

$$T_2 = |\bar{\phi} \times \Delta T / \Delta \phi|, \quad (7.13)$$

avec $\bar{\phi} = (\phi_i + \phi_j) / 2$ le flux moyen entre deux mesures successives de flux i et j , ΔT le temps qui sépare ces deux mesures et $\Delta \phi$ la différence entre ces deux flux. Appliqué à toutes les paires de mesures de la courbe de lumière de l’éruption de Mrk 501 avec des bins de 7 min, un temps de doublage minimum moyen $T_2 \approx 8 \pm 5$ min est trouvé^{ix}.

ix. Calcul réalisé par N. Chakraborty. Les points dont l’erreur relative sur le flux est supérieure à 50 % sont exclus du calcul.

Cette valeur et son erreur sont sujettes à des incertitudes liées notamment au découpage temporel de la courbe de lumière mais il est raisonnable d'estimer un temps de doublement en flux de l'ordre de 10 min pour cette éruption de Mrk 501. Cette variabilité rapide indique un facteur Doppler important au niveau de la zone d'émission ($\delta \gtrsim 10$), comme précédemment expliqué au Chap. 5 (Eq. 5.5).

Une telle variabilité rapide au delà du TeV peut également être mise à profit afin de rechercher des délais de réception des rayons γ en fonction de leur énergie. Comme brièvement introduit au début de ce chapitre (Eq. 7.4), il est également possible de contraindre l'échelle de LIV de cette manière. Malgré la faible distance parcourue par les photons en provenance de Mrk 501 par comparaison avec le cas de sursauts γ distants ($z \gtrsim 1$), la couverture en énergie strictement au dessus du TeV et s'étendant significativement jusqu'à 20 TeV permet des limites compétitives (les études LIV basées sur des sursauts γ utilisent des photons de quelques dizaines de GeV, détectés avec le satellite *Fermi*).

Les temps d'arrivée d'évènements issus de deux populations différentes en énergie sont comparés^x. Une courbe de lumière est réalisée en restreignant la gamme en énergie des évènements considérés qui doivent se situer entre 1.5 TeV et 3 TeV (population de basse énergie). Cette courbe de lumière est paramétrisée puis cette paramétrisation est comparée à la distribution temporelle des évènements dans la gamme allant de 3 TeV à 20 TeV (population de haute énergie) avec une méthode de maximum de vraisemblance. Un décalage compatible avec un délai nul est trouvé, et peut être traduit en terme de limite sur E_{LIV} . Les limites obtenues dans le cas subluminal à un niveau de confiance de 95% sont de $E_{LIV}^{n=1} > 6.65 \times 10^{26}$ eV ($0.055 \times E_{pl}$) pour des perturbations linéaires à la relation de dispersion (Eq. 7.2), et de $E_{LIV}^{n=2} > 11.8 \times 10^{19}$ eV pour des perturbations quadratiques. C'est la limite quadratique la plus contraignante des limites obtenue par la méthode des délais. Ces limites sur E_{LIV} sont environ un ordre de grandeur en dessous des limites spectrales présentées précédemment (tableaux 7.1 et 7.2). Elles resteraient valables même si la LIV se traduisait par des modifications additionnelles, par exemple si la structure des interactions était également affectée en plus de la relation de dispersion. Ces limites sont cependant sujettes à une incertitude quant à des possibilités de délais intrinsèques prédits par certains modèles d'émission.

Les différents résultats présentés dans ce chapitre montrent le caractère exceptionnel des données prises par H.E.S.S. durant l'éruption de Mrk 501 en juin 2014, à la fois par les conditions d'observations et par les résultats qui sont obtenus, en particulier dans le cadre des recherches de LIV.

x. Étude temporelle sur la LIV réalisée par A. Jacholkowska et C. Perennes. Cette étude a été suivie dans le cadre de cette thèse dans le but d'une publication commune à l'étude LIV spectrale, et est ici mentionnée dans un souci de complétude.

Chapitre 8

Cascades et champs magnétiques extragalactiques

Sommaire

8.1 Cascades électromagnétiques dans le milieu extragalactique	160
8.1.1 Émission γ secondaire	160
8.1.2 Champ magnétique extragalactique (EGMF)	162
8.1.3 Influence sur le développement des cascades électromagnétiques	164
8.2 Cascades électromagnétiques avec PG 1553+113	170
8.2.1 Le blazar PG 1553+113	170
8.2.2 Simulation de cascades et contraintes sur l'EGMF	172
8.2.3 Variabilité quasi-périodique de PG 1553+113	177

Ce chapitre s'intéresse au devenir des électrons et positrons créés par l'interaction de rayons γ primaires sur l'EBL. Ces électrons peuvent générer des cascades électromagnétiques dans le milieu extragalactique : l'atténuation d'un flux de rayons γ à l'échelle du TeV est ainsi convertie en un flux de rayons γ secondaires à l'échelle du GeV. Les caractéristiques de ces cascades et de l'émission γ secondaire correspondante sont d'abord introduites, en soulignant les observables associées qui peuvent permettre de contraindre les champs magnétiques extragalactiques. Dans un deuxième temps, l'étude réalisée au cours de cette thèse utilisant des données publiques de *Fermi*-LAT et H.E.S.S. sur le blazar PG 1553+113 afin de dériver des contraintes sur les champs magnétiques extragalactiques à partir de simulations de cascades est présentée. Une étude originale exploitant la variabilité périodique des sources est également présentée dans ce contexte. La publication associée est en préparation [210].

8.1 Cascades électromagnétiques dans le milieu extragalactique

8.1.1 Émission γ secondaire

Le processus d'atténuation des rayons γ de très haute énergie sur l'EBL injecte des électrons et positrons dans le milieu extragalactique. Lorsqu'une paire e^+e^- est créée par l'interaction entre un rayon γ d'énergie E_γ et un photon EBL, chaque électronⁱ emporte une énergie $E_e = \gamma_e m_e c^2 \sim E_\gamma/2$. Un tel électron énergétique peut interagir avec un photon de fond d'énergie ϵ par le biais du processus Compton inverse $e^\pm \gamma \rightarrow e^\pm \gamma$. Le photon diffusé acquiert alors une énergie

$$E_{\gamma,IC} = \frac{4}{3} \gamma_e^2 \epsilon. \quad (8.1)$$

Le champ de photons de fond très largement dominant donnant lieu à ce processus est le CMB de par sa densité de photons d'environ $n_{\text{CMB}} \sim 400 \times (1+z)^3 \text{ cm}^{-3}$ (Fig 5.4). Le libre parcours moyen des électrons avant une diffusion Compton dans le milieu extragalactique est alors –en considérant le régime de Thomson– de l'ordre de $\lambda_{e,IC} = (\sigma_T \times n_{\text{CMB}})^{-1} \approx 1.2 \text{ kpc}$, soit une distance bien inférieure aux centaines de Mpc que parcourent en moyenne les photons au TeV avant d'initier une création de paires sur l'EBL, comme détaillé précédemment dans les chapitres de la Partie 2. En considérant un photon du CMB d'énergie typique $\epsilon_{\text{CMB}} \sim 6 \cdot 10^{-4} \times (1+z) \text{ eV}$, l'énergie du photon diffusé est alors de

$$E_{\gamma,IC} \sim 3 \times (1+z) \left(\frac{E_e}{1 \text{ TeV}} \right)^2 \text{ GeV}, \quad (8.2)$$

soit une émission dans le régime des rayons γ de haute énergie.

Les électrons sont sujets à ce processus Compton-inverse en cascade, avec un taux de perte d'énergie moyen de

$$-\frac{dE_e}{dt} = \frac{4}{3} c \sigma_T \left(\epsilon^2 \frac{dn_{\text{CMB}}}{d\epsilon} \right) \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2, \quad (8.3)$$

où $\epsilon^2 \frac{dn_{\text{CMB}}}{d\epsilon} \simeq 0.26 \times (1+z)^4 \text{ eV cm}^{-3}$ est la densité en énergie propre moyenne du CMB, et t le temps propre de l'électron. Cette perte d'énergie de l'électron s'effectue sur une distance caractéristique (dite de refroidissement) qui s'écrit

$$\Lambda_{e,IC} = c \times \left(\frac{1}{E_e} \frac{dE_e}{dt} \right)^{-1} = \frac{3m_e^2 c^4}{4\sigma_T \left(\epsilon^2 \frac{dn_{\text{CMB}}}{d\epsilon} \right) E_e} \simeq 370 \times (1+z)^{-4} \left(\frac{E_e}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1} \text{ kpc}, \quad (8.4)$$

où E_e représente l'énergie initiale de l'électron au moment de sa production. Ainsi, un électron au TeV se propageant dans le milieu extragalactique est typiquement sujet à

i. Terme qui se rapportera à la fois aux électrons et positrons

plusieurs centaines de diffusions Compton-inverse successives.

Ces estimations montrent que la création d'une paire e^+e^- par l'interaction entre un photon γ de très haute énergie et un photon d'EBL initie une cascade électromagnétique de diffusions Compton-inverse répétées, qui donnent lieu à une émission γ secondaire à plus basse énergie. La distribution spectrale en énergie de l'émission secondaire initiée par la création d'une paire e^+e^- peut en première approximation s'exprimer par

$$\frac{dN}{dE_{\gamma,IC}} = 2 \left(\frac{dN}{dt} \right) \left(\frac{dE_{\gamma,IC}}{dE_e} \right)^{-1} \left(\frac{dE_e}{dt} \right)^{-1}, \quad (8.5)$$

avec $\frac{dN}{dt} = c(\sigma_T \times n_{\text{CMB}})^{-1}$ le taux d'interaction Compton-inverse d'un lepton, indépendant de l'énergie dans le régime Thomson. En utilisant les expressions 8.2 et 8.3 on obtient

$$\frac{dN}{dE_{\gamma,IC}} \propto E_{\gamma,IC}^{-3/2}. \quad (8.6)$$

Cette approximation n'est valide que dans un régime où les photons secondaires produits sont incapables d'initier une nouvelle création de paire e^+e^- sur l'EBL. Le nombre d'électrons dans la cascade est alors constant. Dans le cas contraire, des nouvelles créations de paires induisent une émission secondaire de deuxième génération qui s'ajoute à la distribution précédemment dérivée. Dans ce régime qui se situe au dessus de l'énergie nécessaire à l'injection de nouveaux électrons dans la cascade ($\frac{4}{3}\gamma_e^2\epsilon > 4E_{\gamma,IC}\epsilon$), l'émission secondaire observée suit alors une loi de puissance $\frac{dN}{dE_{\gamma,IC}} \propto E_{\gamma,IC}^{-\alpha}$ avec $\alpha \approx 1.9$ [211]. Ce régime est d'autant plus marqué que la source est distante, de par la possibilité d'initier des créations de paires plus nombreuses sur l'EBL.

Si les estimations analytiques qui viennent d'être présentées permettent de saisir les caractéristiques spectrales essentielles de l'émission secondaire, une modélisation plus réaliste du phénomène nécessite la prise en compte de l'ensemble de la distribution spectrale des photons de fond (EBL et CMB), ainsi qu'un traitement complet du couplage entre émission primaire et secondaire. Ceci est généralement réalisé par le biais de simulations Monte-Carlo où le devenir de chaque particule de la cascade est suivie. C'est le programme libre ELMAG [212] qui sera utilisé tout au long de ce chapitre pour la simulation des cascades électromagnétiques. La Fig. 8.1 illustre les caractéristiques spectrales de l'émission γ secondaire à travers la simulation de cascades initiées par une source de photons injectés avec une énergie unique $E_\gamma = 100$ TeV, à des redshifts $z = 0.02$ et $z = 0.15$: les photons secondaires initialement émis suivent une loi de puissance en $E_{\gamma,IC}^{-3/2}$. Lorsque l'énergie disponible est suffisante ces rayons γ secondaires peuvent à leur tour initier une création de paire e^+e^- sur l'EBL et l'émission secondaire de second ordre qui en découle s'ajoute au flux du premier ordre, aplatissant le spectre observé qui suit

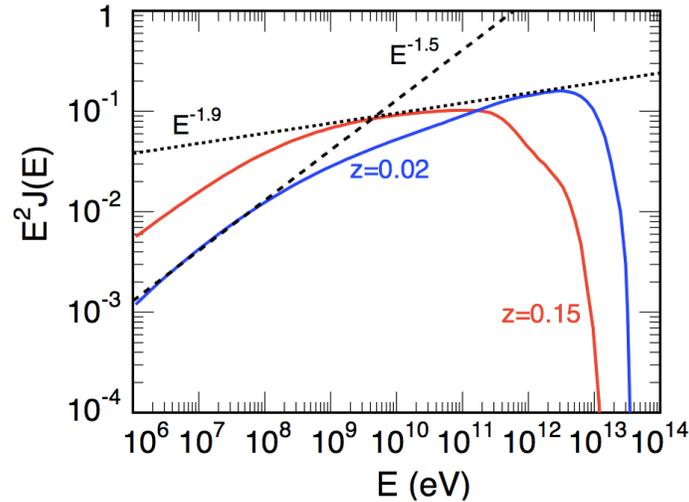


FIGURE 8.1 – Spectre en énergie de l'émission γ secondaire simulée avec le programme *ELMAG* [212] à partir de l'injection monochromatique de photons à 100 TeV pour deux redshift différents. Les lignes pointillées symbolisent le comportement approximatif en loi de puissance mentionné dans le texte. Le flux γ est indiqué en unités arbitraires.

alors approximativement une loi de puissance en $E_{\gamma,IC}^{-1.9}$.

L'existence de champs magnétiques dans le milieu extragalactique où se développent les cascades a pour l'instant été complètement ignoré. Si le champ magnétique dans le milieu extragalactique est effectivement strictement nul, alors les électrons ne subissent aucune déflexion et se propagent essentiellement dans la même direction que les rayons γ primaires. L'émission γ secondaire qui vient d'être décrite doit alors être observée avec les mêmes caractéristiques spatiales et temporellesⁱⁱ que l'émission primaire. En revanche, en présence d'un champ magnétique extragalactique non-nul, les déflexions que subissent les électrons ont des conséquences majeures sur les conditions d'observation de l'émission γ secondaire.

8.1.2 Champ magnétique extragalactique (EGMF)

Origines

Les champs magnétiques jouent un rôle important dans de nombreux processus astrophysiques, des étoiles aux galaxies et aux amas de galaxies. L'existence de champs magnétiques galactiques d'une intensité de l'ordre du μG est établie par l'observation de l'effet Zeeman sur la raie d'émission de la transition hyperfine de l'hydrogène

ii. Le délai cinématique des électrons ultrarelativistes est négligeable.

atomique à 21 cm, ainsi que par l'effet Faraday sur l'émission stellaire polarisée [213]. Si les propriétés de ces champs magnétiques à l'échelle galactique sont aujourd'hui raisonnablement connues, la question de leur origine fait débat. Il est généralement admis que ces champs magnétiques de l'ordre du μG résultent de l'amplification de champs magnétiques plus faibles et plus anciens. Deux scénarios principaux ont été suggérés pour expliquer l'origine de tels champs primitifs. Dans le cadre d'un scénario astrophysique, ces champs magnétiques pourraient avoir été produits au moment de la formation des galaxies à partir des courants générés par la matière ionisée en mouvement dans les champs gravitationnels, ou par les éjecta des premières supernovæ ou, à plus grande échelle, par les premiers AGNs [214]. À l'inverse, dans le cadre d'un scénario cosmologique, ces champs magnétiques primitifs pourraient avoir été produits dans l'univers primordial lors des transitions de phase cosmologiques ou au cours de l'inflation [215].

Ces deux scénarios sont incertains et l'origine des champs magnétiques dans l'univers reste un problème majeur de la cosmologie moderne. La solution à ce problème doit passer par la caractérisation du champ magnétique dans l'espace extragalactique (EGMF pour *Extragalactic Magnetic Field*). Contrairement aux champs magnétiques dans les galaxies et amas de galaxies, les champs magnétiques baignant l'espace extragalactique n'ont jamais été mesurés et les méthodes classiques ne permettent que la mise de limites supérieures sur son intensité. Comme cela sera décrit dans la suite, l'émission γ secondaire des cascades électromagnétiques dans le milieu extragalactique offre des possibilités uniques concernant la dérivation de limites inférieures sur l'EGMF, ainsi que des perspectives de mesures indirectes de l'EGMF.

Contraintes existantes

L'EGMF peut être décrit par deux paramètres principaux : son intensité B , et sa longueur de corrélation λ_B qui caractérise l'échelle de distance sur laquelle l'orientation du champ magnétique est cohérente. Les contraintes sur l'EGMF peuvent ainsi être représentées dans le plan (B, λ_B) . Les contraintes existantes sont résumées sur la Fig. 8.2.

Des limites supérieures sur B sont obtenues à partir de l'observation de l'effet Zeeman sur la raie à 21 cm pour des AGNs distants, B ne pouvant pas être supérieur à l'intensité des champs magnétiques galactiques traversés. Les limites supérieures les plus contraignantes sont obtenues à partir de l'observation de l'effet Faraday sur la polarisation en radio d'AGNs distants [217] ainsi que des limites en considérant l'effet d'anisotropie qu'un EGMF intense induirait sur le CMB [218]. Aucune limite inférieure sur l'intensité de l'EGMF n'est possible avec ces méthodes directes, ne permettant pas d'exclure expérimentalement le cas $B = 0$.

Concernant la longueur de corrélation, la seule limite théorique supérieure est que λ_B ne doit pas excéder la taille de l'univers observable. La limite inférieure théorique sur λ_B pro-

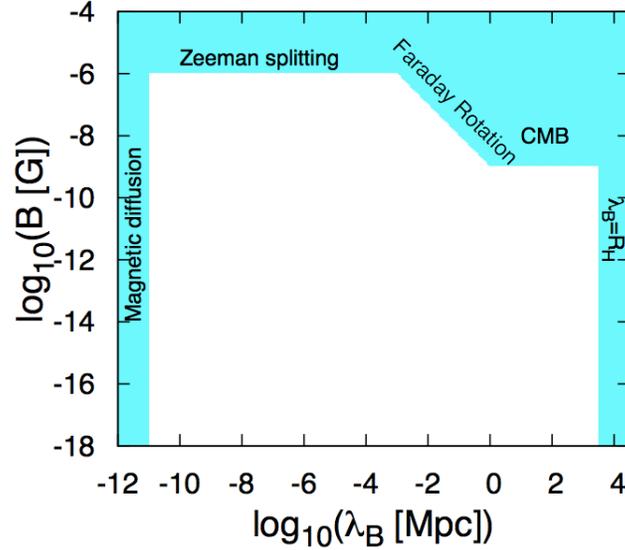


FIGURE 8.2 – Contraintes existantes sur l’EGMF dans le plan (B, λ_B) . Les régions bleues représentent les régions exclues, voir les explications données dans le texte. Cette figure est tirée de [216].

vient du fait que le temps de diffusion du champ magnétique doit être inférieur à l’âge de l’univers, ce qui correspond à une limite $\lambda_B \gtrsim 2 \times 10^{11} \text{m}$ [215].

8.1.3 Influence sur le développement des cascades électromagnétiques

Déviations et délais

En présence d’un champ magnétique d’intensité transverse B , le rayon de Larmor R_L d’un électron relativiste d’énergie E_e s’écrit

$$R_L = \frac{E_e}{q_e B} \simeq 1.1 \times \left(\frac{E_e}{1 \text{ TeV}} \right) \left(\frac{B}{10^{-15} \text{ G}} \right)^{-1} \text{ Mpc}, \quad (8.7)$$

où q_e est la charge de l’électron. Un électron parcourant une distance λ_e dans un champ magnétique cohérent ($\lambda_B > \lambda_e$) d’intensité B est ainsi dévié d’un angle

$$\delta = \frac{\lambda_e}{R_L} \simeq 0.52^\circ \left(\frac{E_e}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1} \left(\frac{B}{10^{-15} \text{ G}} \right) \left(\frac{\lambda_e}{10 \text{ kpc}} \right). \quad (8.8)$$

Dans le cas où $\lambda_B < \lambda_e$ l’électron traverse plusieurs domaines où l’orientation de B change et peut donc subir plusieurs déflexions successives d’un angle $\sim \lambda_B / R_L$. L’angle de déflexion total en résultant est alors réduit par cet effet stochastique par rapport au

cas homogène, avec $\delta = \sqrt{\lambda_e \lambda_B} / R_L$.

Ces déviations subies par les électrons dans une cascade électromagnétique ont des effets drastiques sur les propriétés observables de l'émission secondaire, selon les caractéristiques de l'EGMF.

Pour des champs forts (au niveau des limites supérieures, $B \gtrsim 10^{-7}$ G) les pertes d'énergie des électrons par rayonnement synchrotron (Eq. 5.6) ne sont pas négligeables devant les pertes par effet Compton-inverse, ce qui réduit fortement le développement de la cascade électromagnétique [219] : il n'y a pas (ou très peu) d'émission γ secondaire.

Pour des champs plus faibles ($B < 10^{-7}$ G) les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron sont négligeables et la cascade se développe par diffusions Compton-inverse successives. Si l'intensité du champ magnétique est suffisamment forte pour que le rayon de Larmor des électrons soit comparable ou inférieur à leur libre parcours moyen ($R_L \lesssim \lambda_{e,IC}$, soit $B \gtrsim 10^{-12}$ G pour une émission primaire au TeV) alors les électrons de la cascade sont largement déviés hors de l'axe du faisceau et spiralent en perdant leur énergie par diffusions Compton-inverse successives. L'émission γ secondaire isotrope qui s'ensuit donne alors lieu à des "halos de paires" potentiellement observables autour des sources comme une extension diffuse dont la taille varie en fonction de la gamme en énergieⁱⁱⁱ [220]. L'étude de ces halos demande une modélisation minutieuse de la fonction d'étalement du point des instruments γ . Les analyses réalisées en utilisant les données de H.E.S.S. ou *Fermi-LAT* n'ont pas révélé l'existence d'extensions d'AGNs qui nécessiteraient une explication en termes de halos de paires [221, 222]. Il est à noter également que ce processus où l'émission secondaire est isotrope peut contribuer au fond extragalactique de rayons γ de basse énergie.

Pour des champs plus faibles encore le rayon de Larmor des électrons devient très supérieur à leur libre parcours moyen ($R_L \gg \lambda_{e,IC}$, soit $B \ll 10^{-12}$ G pour une émission primaire au TeV). Les déviations que subissent les électrons sont alors faibles comparées à la géométrie du faisceau γ primaire, la cascade électromagnétique est élargie. L'émission γ secondaire peut alors arriver à l'observateur spatialement déviée et temporellement retardée.

Le délai Δt entre l'observation du flux primaire émis à un instant et l'émission secondaire qui en découle correspond à la différence de marche entre les deux parcours, schématisée sur la Fig. 8.3. Pour une source située à une distance d_E de l'observateur ce délai dépend de la distance parcourue par le rayon γ primaire avant la production d'une paire e^+e^- sur l'EBL d_λ , de la déviation angulaire subie par l'électron δ (Eq. 8.8), ainsi que

iii. Plus les rayons γ primaires sont énergétiques plus la distance parcourue avant absorption sur l'EBL est faible, et donc plus le halo est lointain pour l'observateur.

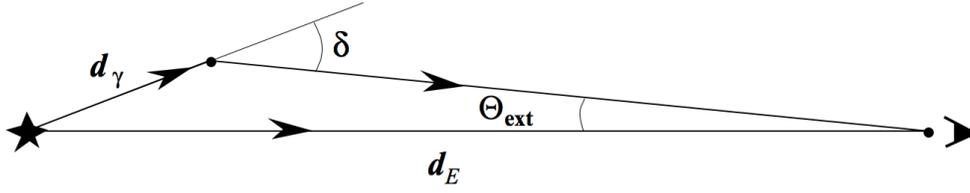


FIGURE 8.3 – Schéma illustrant la géométrie de l'émission γ directe et secondaire pour une source située à une distance d_E . La création d'un électron par absorption a lieu après une distance d_γ . L'électron est dévié d'un angle δ par rapport à la direction du γ primaire dans le faisceau, le photon secondaire est ainsi observé avec un angle Θ_{ext} par rapport à la source. La déviation de l'électron intervient sur une distance négligeable ($\lambda_{e,IC} \ll d_E, d_\lambda$). Figure tirée de [223].

de l'angle θ sous lequel le rayons γ secondaire est observé par rapport à la direction de la source :

$$\Delta t = \frac{1}{c} \left[d_\lambda + d_E \times \left(\frac{\sin(\delta - \theta)}{\sin \delta} \right) - d_E \right] = d_\lambda(1 - \cos \delta) - d_E(1 - \cos \theta). \quad (8.9)$$

Dans l'approximation des petits angles ($(\delta, \theta) \ll 1$) alors $\theta \simeq d_\lambda \delta / d_E$ et le délai s'écrit

$$\Delta t \simeq \delta^2 \frac{d_\lambda}{2c} \left(1 - \frac{d_\lambda}{d_E} \right). \quad (8.10)$$

Pour rappel, $\delta \propto B$ (Eq. 8.8) : le délai observable est ainsi proportionnel à B^2 . En plus de l'intensité et de la longueur de corrélation de l'EGMF, le délai dépend subtilement de la profondeur optique associée à l'énergie des rayons γ primaires atténués sur l'EBL à travers d_λ . La valeur du délai diminue proportionnellement à la gamme d'énergie des rayons γ secondaires : les photons issus des électrons les plus énergétiques (les moins déviés) arrivent en premier. Les caractéristiques spectrales de l'émission retardée en fonction de B sont illustrées sur les figures 8.4(a) et 8.4(b) réalisées à partir de simulations de cascades pour une source de photons primaires à une énergie fixe égale à 100 TeV, située à $z = 0.13$.

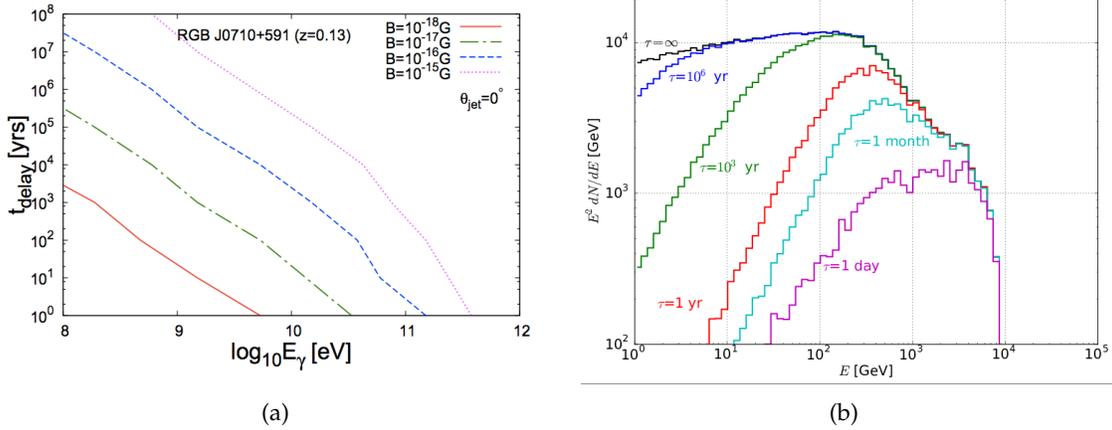


FIGURE 8.4 – 8.4(a) Évolution du délai (en années) entre émission secondaire et émission primaire en fonction de l'énergie des rayons γ secondaires observés pour différentes valeurs de B dans la gamme 10^{-18} G - 10^{-15} G avec $\lambda_B = 1$ Mpc, en considérant une injection de photons primaires de 100 TeV à $z = 0.13$. Le modèle d'EBL utilisé est celui de Franceschini et al. (2008) [120]. Figure tirée de [146]. 8.4(b) Distribution spectrale de l'émission secondaire décomposée en temps pour une injection subite de photons primaires de 100 TeV à $z = 0.13$ avec $B = 10^{-16}$ G et $\lambda_B = 1$ Mpc, et en utilisant le modèle d'EBL de Dominguez et al. (2011) [121]. Les délais représentés vont d'une journée à plus d'un million d'années. Figure tirée de [224]

L'observation de l'émission secondaire retardée est conditionnée à l'ouverture angulaire du champ de vue de l'instrument. En effet l'émission secondaire arrive avec un angle θ non nul par rapport à la direction de la source primaire et ne peut donc être observée que si cet angle n'excède pas l'extension angulaire utilisée comme région d'intérêt pour l'analyse. L'amplitude de l'extension attendue dépend de l'intensité B de l'EGMF, et sa morphologie peut notamment être affectée par l'orientation du jet par rapport à l'observateur. Ainsi, même une inclinaison de quelques degrés (comme c'est le cas pour les blazars) peut induire une asymétrie de l'extension observée, comme illustré sur la Fig.8.5(a). Les caractéristiques de cette extension varient en fonction du temps, le montre la Fig. 8.5(b). Cet effet illustre notamment la possibilité de détecter l'écho différé en temps à plus basse énergie d'une éruption passée d'un blazar au TeV [225].

Contraindre l'EGMF

Les cascades offrent une possibilité unique de contraindre l'EGMF à travers la combinaison des effets temporels, spatiaux et spectraux qu'il induit sur l'émission γ secondaire. Pour qu'une source γ soit propice à l'étude des cascades, son émission γ doit se situer dans un régime suffisamment absorbé sur l'EBL pour donner lieu à une émission secondaire significative. Idéalement cette source doit donc être suffisamment distante et émettre à une énergie suffisamment haute. Plus son spectre intrinsèque est dur (petite valeur d'indice spectral) plus le rapport entre la puissance atténuée sur l'EBL convertie en émission

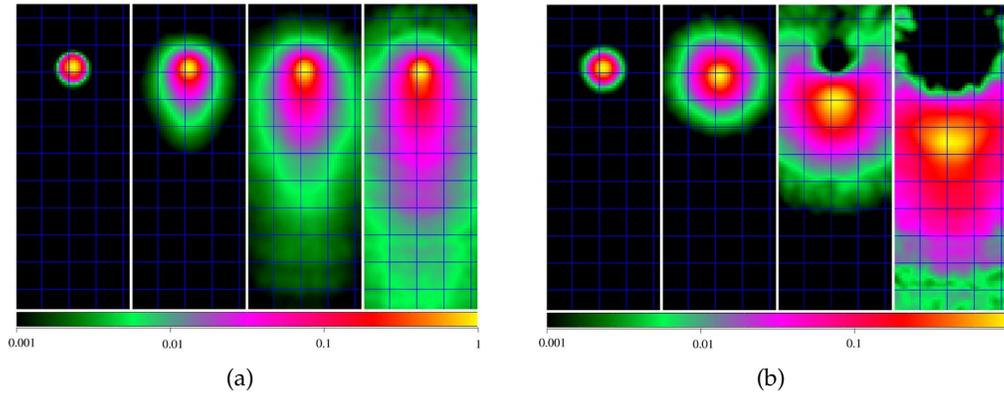


FIGURE 8.5 – Cartes simulées de l’émission γ (> 1 GeV) pour une source ponctuelle de rayons γ primaires de 1 TeV située à une distance de 400 Mpc ($z \sim 0.1$), et dont les angles d’émission et d’ouverture sont de 3° . Le maillage de la grille représente un écart angulaire de 2° , et le code couleur symbolise l’intensité du flux observé. 8.5(a) : de gauche à droite pour un EGMF de $\lambda_B = 1$ Mpc et d’intensité croissante $B = 10^{-17}$ G, 10^{-16} G, 10^{-15} G, 10^{-14} G (intégré en temps pour une émission continue). 8.5(b) de gauche à droite pour un EGMF d’intensité $B = 10^{-16}$ G dans le cas où le délai t entre l’émission et l’observation est de $0 < t < 10^5$ ans, $10^5 < t < 10^6$ ans, $10^6 < t < 3 \cdot 10^6$ ans et $3 \cdot 10^6 < t < 10^7$ ans. Ces figures sont tirées de [225].

secondaire et l’émission primaire à basse énergie sera grand, et donc plus l’émission par la cascade sera potentiellement observable.

A ce jour, aucune émission γ secondaire n’a pu être identifiée comme telle en provenance d’une source. En revanche, sous certaines hypothèses, la non observation d’une émission secondaire a mené à des limites inférieures sur l’EGMF.

C’est le blazar 1ES 0229+200 ($z = 0.14$) qui est souvent utilisé pour des études portant sur les cascades électromagnétiques (e.g [146,223,226,227]). Le spectre de ce blazar publié par H.E.S.S. en 2007 [228] s’étend jusqu’à 10 TeV^{iv}, ce qui suppose une émission intrinsèque intense ($\tau(E_\gamma = 10 \text{ TeV}, z = 0.14) \sim 4 - 5$ selon les modèles d’EBL), avec un spectre intrinsèque dur, comme illustré sur la Fig. 8.6(a) où le spectre intrinsèque est modélisé par une loi de puissance d’indice 1.2 avec une coupure exponentielle à 5 TeV. En l’absence de champ magnétique, l’émission secondaire attendue dans le régime des hautes énergies (GeV) est importante, quel que soit le modèle d’EBL considéré. A partir du spectre obtenu avec *Fermi*-LAT à haute énergie (en 2011 seules des limites supérieures étaient obtenues, comme illustré sur la Fig.8.6(a) qui apparaît inférieur au flux secondaire prédit pour un EGMF nul, des limites ont été mises sur l’EGMF, comme résumé sur la Fig. 8.6(b), en utilisant le modèle d’EBL de Franceschini et al. (2008). En supposant une émission γ primaire continue dans le temps sans limitation de durée (et donc une émission secon-

iv. Il est à noter que la ré-analyse des données de H.E.S.S. sur 1ES 0229+200 dans le cadre de l’analyse EBL de la partie précédente ne montre pas de signal réellement significatif au delà de quelques TeV, cf. spectre correspondant dans l’annexe A

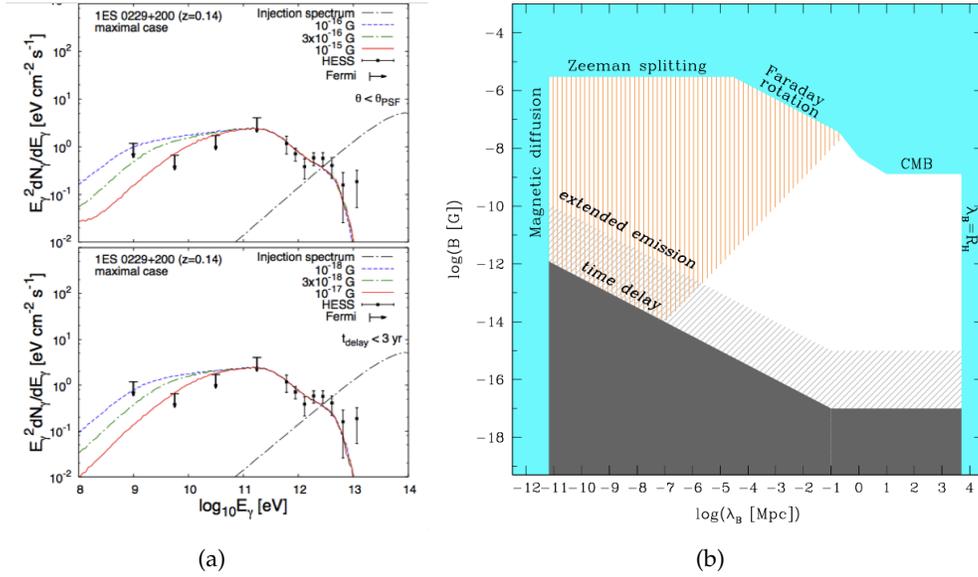


FIGURE 8.6 – (a) Spectre obtenu avec H.E.S.S. et limites supérieures obtenues avec Fermi-LAT pour 1ES 0229+200. Les lignes correspondent au spectre observable avec une hypothèse de spectre intrinsèque en loi de puissance d'indice 1.2 et avec une coupure intrinsèque à 5 TeV ($E^{-1.2} \times \exp(-E/5\text{TeV})$) pour différentes valeurs d'intensité de l'EGMF, et avec une longueur de cohérence $\lambda_B = 1$ Mpc, pour une suppression angulaire (en haut) et une suppression temporelle (en bas). (b) Contraintes correspondantes sur l'EGMF dans le plan (B, λ_B) : bandes horizontales grises. L'inflexion visible pour $\lambda_B \sim 0.1$ Mpc correspond à l'effet stochastique décrit à la suite de l'Eq. 8.8. La zone orange hachurée correspond aux limites théoriques dérivées dans [229]. Ces figures sont tirées de [146].

naire différée totalement intégrée dans le temps), alors une limite $B \gtrsim 10^{-15}$ G peut être dérivée en considérant tous les rayons γ secondaires observés sous un angle inférieur à la PSF de Fermi-LAT ($\Theta_{\text{ext}} < \theta_{PSF} \sim 1.7^\circ$). Dans l'hypothèse plus conservatrice où l'émission primaire est limitée dans le temps à quelques années (et donc une émission secondaire délayée uniquement intégrée sur quelques années) alors cette limite supérieure est réduite à $B \gtrsim 10^{-17}$ G. Les limites inférieures sur l'EGMF dérivables de cette façon sont donc très dépendantes de l'hypothèse de pérennité ou au contraire de la nature transitoire de l'émission γ primaire, en plus des hypothèses concernant son spectre intrinsèque.

Commentaire concernant les instabilités de plasma

Certaines études théoriques suggèrent qu'il est possible que les électrons et positrons créés par l'interaction entre un flux γ primaire et l'EBL puissent dissiper la majeure part ($\sim 50\% - 100\%$) de leur énergie à travers le phénomène d'instabilités de plasma plutôt

v. Une paramétrisation plus précise de la PSF de Fermi-LAT est en réalité utilisée.

que par des diffusions Compton-inverse successives [230–232]. En effet, l’espace extragalactique n’est pas vide d’électrons libres, c’est un milieu ionisé. L’interaction mutuelle entre les deux plasmas (le flux d’électrons générés par le faisceau γ primaire d’une part, et le milieu extragalactique ionisé d’autre part) pourrait provoquer des oscillations dont la fréquence caractéristique est fonction de la densité d’électrons. Ces oscillations instables seraient rapidement amorties. A la place de cascades électromagnétiques, les électrons énergétiques dissiperaient alors plutôt leur énergie à travers ces instabilités, réchauffant ainsi le milieu extragalactique. Dans ce cas, la non-observation d’émission γ secondaire serait possible même en présence d’un EGMF nul. Il ne serait alors plus possible de contraindre l’EGMF à partir des observations γ . La part de l’énergie dissipée à travers ces instabilités de plasma reste cependant très discutée et dépend de nombreux paramètres comme par exemple le facteur de Lorentz du faisceau d’électron et du rapport entre la densité d’électrons du faisceau et du milieu extragalactique. Des simulations poussées montrent qu’il est possible que les pertes d’énergie des électrons par instabilités de plasma soient en réalité négligeables ($< 10\%$) [233].

Dans la section suivante des contraintes sur l’EGMF sont dérivées en négligeant toute perte d’énergie des électrons par instabilités de plasma.

8.2 Cascades électromagnétiques avec PG 1553+113

8.2.1 Le blazar PG 1553+113

Le blazar PG 1553+113 a été découvert à très haute énergie par H.E.S.S. en 2006 [234]. Son spectre observé peut être décrit par une loi de puissance d’indice $\sim 4.5 \pm 0.3$. A haute énergie c’est un objet très brillant qui a été détecté par *Fermi*-LAT avec un spectre en loi de puissance dur d’indice $\sim 1.68 \pm 0.03$ [235], jusqu’à environ 100 GeV. La brisure spectrale observée entre les deux régimes en énergie est vraisemblablement causée par l’importante atténuation du flux γ intrinsèque de très haute énergie sur l’EBL. En effet, PG 1553+113 est un blazar distant : si des incertitudes persistent quant à la valeur précise de son redshift z , les contraintes spectroscopiques indiquent cependant une valeur autour de $z \sim 0.5$ avec $0.43 < z < 0.58$ [236]. Avec H.E.S.S. la valeur $z = 0.49 \pm 0.04$ a été dérivée de façon indépendante en considérant que la brisure spectrale observée est uniquement causée par l’EBL du modèle de Franceschini et al. (2008) [237]. C’est cette valeur de redshift qui sera utilisée dans la suite. Ce résultat est conforté par la publication récente par H.E.S.S. du spectre obtenu par l’analyse des données monoscopiques sur PG 1553+113 avec un seuil en énergie à environ 110 GeV^{vi}, en parfaite continuité avec le spectre *Fermi*-LAT, obtenu à partir de données contemporaines aux observations de H.E.S.S. comme illustré sur la Fig. 8.7 [208]. Quelque soit la valeur de redshift utilisée

vi. PG 1553+113 est observé par H.E.S.S. à un angle zénithal $\sim 35^\circ$. Pour comparaison, le seuil en énergie accessible avec H.E.S.S.-I est d’environ 250 GeV.

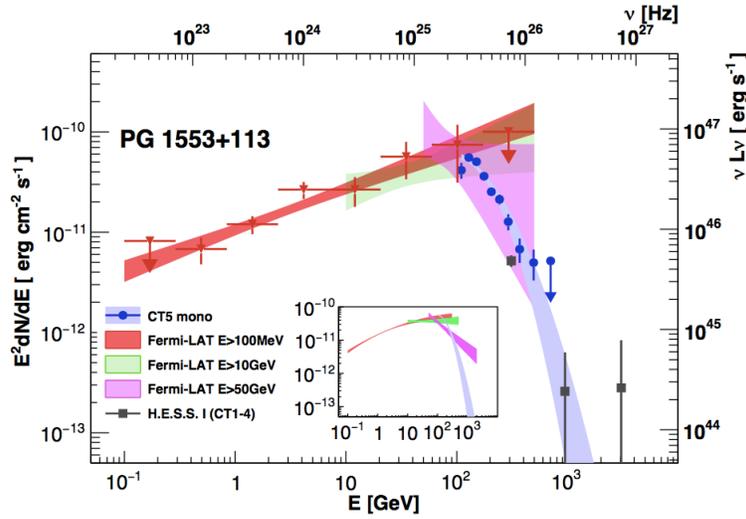


FIGURE 8.7 – Spectre en énergie de PG 1553+113 par Fermi-LAT et H.E.S.S. pour des observations contemporaines. Figure tirée de [208].

dans l'intervalle contraint par la spectroscopie, les observations à très haute énergie de PG 1553+113 se situe dans un régime très fortement atténué, comme illustré sur la Fig. 8.8.

PG 1553+113 apparait comme une source particulièrement propice à l'étude des cascades de par son flux intrinsèque très important à haute énergie, avec un spectre dur fortement absorbé à très haute énergie. Pour des raisons liées aux incertitudes sur son redshift ce blazar n'a cependant jusqu'à présent pas été considéré pour des études de ce genre. Dans cette thèse, l'intérêt de PG 1553+113 pour les études spectrales de cascades et d'EGMF est souligné pour la première fois^{vii}. Des simulations de cascades électromagnétiques sont réalisées pour des cas correspondant à PG 1553+113 avec un redshift supposé $z = 0.49$, en se basant sur les données publiques de Fermi-LAT et H.E.S.S. correspondant à [208].

L'analyse Fermi-LAT est effectuée à partir des données publiquement accessibles avec les outils de la suite ScienceTools v10r0p5^{viii}, et en utilisant le programme d'analyse libre Enrico^{ix} décrit dans [241]. Les critères de sélection des données et les paramètres d'analyse sont identiques à ceux utilisés pour les données H.E.S.S. contemporaines dans [208]. La gamme en énergie considérée dans l'analyse spectrale s'étend de 0.1 GeV à 500 GeV. Le spectre obtenu est compatible avec une loi de puissance d'indice 1.59 ± 0.07 .

vii. PG 1553+113 a en revanche été récemment considéré par VERITAS dans le cadre d'une étude d'extension spatiale liée à l'EGMF [240].

viii. <https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/>

ix. <https://enrico.readthedocs.io/en/latest/>

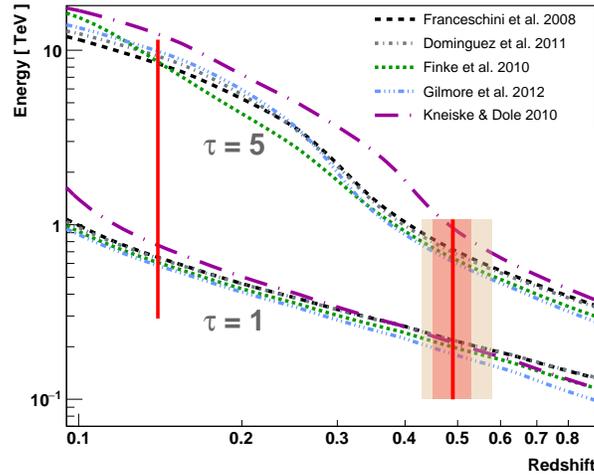


FIGURE 8.8 – Représentation en terme d’horizon des observations à très haute énergie de PG 1553+113 [208, 238, 239] dans le plan énergie - redshift. L’intervalle en redshift contraint par la spectroscopie est représenté par la zone orange. La valeur contrainte par H.E.S.S. ($z = 0.49 \pm 0.04$) est représentée par la zone rouge. Les horizons $\tau = 1$ et $\tau = 5$ sont représentés pour les modèles d’EBL présentés au cours des précédents chapitres. Pour comparaison, les observations à très haute énergie de 1ES 0229+200 ($z = 0.14$) sont également représentées.

L’analyse H.E.S.S. publiée est utilisée telle quelle, les points résiduels du spectre H.E.S.S.-II Mono publié étant publiquement accessibles^x. Le spectre H.E.S.S. sera uniquement utilisé pour illustrer la bonne continuité avec le spectre intrinsèque absorbé sur l’EBL dans le cadre de l’hypothèse de redshift choisie. Dans un premier temps l’activité à très haute énergie de PG 1553+113 est supposée constante dans le temps. L’hypothèse de variabilité en flux est étudiée plus en détails dans la sous-section 8.2.3.

8.2.2 Simulation de cascades et contraintes sur l’EGMF

Les simulations de cascades électromagnétiques sont réalisées avec le programme libre ELMAG^{xi} décrit dans [212]. ELMAG calcule la distribution spectrale en énergie des photons observables (addition des flux primaires et secondaires) à partir d’une distribution primaire en fonction des paramètres choisis par l’utilisateur comme le spectre intrinsèque de la source, son redshift, un modèle d’EBL et une certaine configuration pour l’EGMF (B, λ_B). Le champ magnétique est considéré comme ayant une intensité uniforme B dans tout l’espace extragalactique avec des domaines de taille λ_B où son orientation est cohérente. Les diffusions Compton-inverse successives sur le CMB et l’EBL sont prises en compte et les parcours des photons sont gardés en mémoire. Les pertes d’énergie par

x. https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/pages/publications/auxiliary/auxinfo_PG1553

xi. <http://elmag.sourceforge.net/>

rayonnement synchrotron sont également considérées.

C'est le modèle d'EBL de Dominguez et al. (2011) [121] qui est utilisé dans la suite. Le redshift de PG 1553+113 est pris à $z = 0.49$. Le spectre intrinsèque est supposé suivre une loi de puissance identique au spectre observé par *Fermi-LAT*, *i.e.* une loi de puissance d'indice 1.59. Cette hypothèse considère ainsi que le spectre observé à haute énergie est purement primaire : si le spectre observé était partiellement contaminé par de l'émission secondaire cela nécessiterait un spectre intrinsèque plus dur encore et serait difficile à concilier avec une simple loi du puissance, voir Fig. 8.1. Concernant l'extrémité haute du spectre intrinsèque, deux scénarios sont envisagés pour : un scénario "optimiste" avec une coupure exponentielle à 10 TeV, et un scénario conservatif avec une coupure exponentielle à 1 TeV. Une coupure ou une courbure intrinsèque à plus basse énergie ne pourrait pas rendre compte du spectre observé avec H.E.S.S., ce cas conservatif est donc minimal en terme d'émission primaire absorbée (et donc d'émission secondaire potentiellement observable). Il pourrait être possible de mieux contraindre l'extrémité haute du spectre intrinsèque à partir d'une modélisation multi-longueur d'onde de la SED de PG 1553+113. Cette approche n'a pas été explorée ici. Concernant les paramètres de l'EGMF, une longueur de cohérence $\lambda_B = 1$ Mpc est utilisée dans un premier temps. Les résultats obtenus avec $\lambda_B = 10^{-3}$ Mpc et $\lambda_B = 10^{-6}$ Mpc seront ensuite comparés.

Le nombre de photons primaires injectés suivant ces scénarios est de 5×10^5 . Ce nombre suffit pour obtenir une distribution finale suffisamment échantillonnée (un nombre de photons primaires insuffisant se traduit par des fluctuations sur les distributions de sortie tandis qu'un plus grand nombre de photons accroît significativement le temps de calcul). Les parcours de tous les photons et électrons sont gardés en mémoire (échantillonnage nul^{xii}). Les photons secondaires dont l'énergie descend en dessous de 0.1 GeV ne sont pas retenus. L'ouverture angulaire du jet du blazar est prise à 6° . Ce choix générique a une influence négligeable sur les distributions obtenues. L'inclinaison du jet du blazar par rapport à la ligne de visée est nulle.

Les distributions spectrales simulées en considérant une émission γ primaire sans limite de temps (et donc une émission secondaire cumulée sans limite de temps) sont représentées sur les Fig.8.9(a) et 8.9(b). L'ouverture angulaire de *Fermi-LAT* est prise en compte par ELMAG en ne gardant que les photons contenus dans 95% de sa PSF. Il apparaît clairement dans les deux cas que pour un EGMF nul une émission secondaire au GeV est attendue à un niveau de flux significativement supérieur à celui qui est observé. Dans l'hypothèse où les électrons ne perdent pas d'énergie dans des instabilités de plasma (hypothèse mentionnée Sec. 8.1.3) un EGMF non-nul est alors nécessaire pour expliquer l'absence d'émission secondaire vue par *Fermi-LAT*. Dans le scénario optimiste un champ

xii. Ce paramètre d'échantillonnage est relatif au suivi des particules par ELMAG, voir [212]

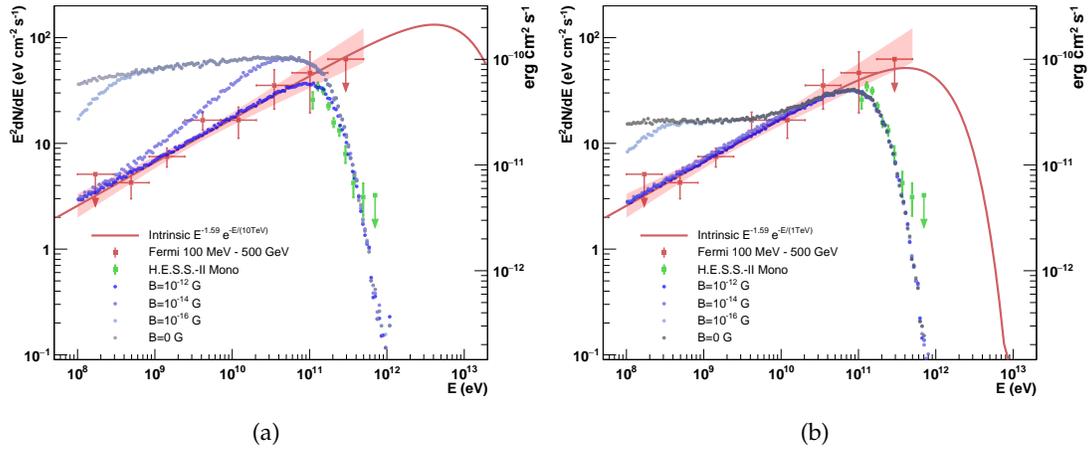


FIGURE 8.9 – (a) Distributions de photons observables pour différentes valeurs de champ magnétique ($B = \{0 \text{ G}, 10^{-16} \text{ G}, 10^{-14} \text{ G}, 10^{-12} \text{ G}\}$, $\lambda_B = 1 \text{ Mpc}$) dans le cas d’une émission primaire sans limite de temps (émission secondaire intégrée sans limite de temps), ici pour le scénario intrinsèque optimiste [210]. (b) Idem pour le scénario intrinsèque conservatif.

fort $B > 10^{-14} \text{ G}$ apparaît nécessaire. Dans le scénario conservatif cette contrainte est évidemment un peu plus faible du fait de l’émission secondaire moins importante mais demande tout de même un champ $B > [10^{-16} - 10^{-15}] \text{ G}$.

Les contraintes sur l’EGMF dérivables à partir des Fig. 8.9(a) et 8.9(b) supposent une émission secondaire intégrée sans limitation de temps, or rien ne permet de savoir quelle est la durée depuis laquelle PG 1553+113 est une source de rayons γ . L’hypothèse la plus stricte est que PG 1553+113 n’est actif à ce niveau de flux que depuis une dizaine d’années (temps écoulé depuis sa découverte à très haute énergie). L’émission secondaire intégrée sur 10 ans est évidemment bien inférieure au cas sans limite de temps et l’intensité de l’EGMF requis est alors bien moindre.

Les distributions spectrales simulées en considérant une émission γ primaire limitée dans le temps (de façon équivalente, une émission secondaire cumulée/intégrée sur une durée limitée) pour des bornes temporelles d’intégration allant de $t < 10$ ans à $t < 10^7$ ans sont représentées sur la Fig. 8.10(a) pour $B = 10^{-17} \text{ G}$ dans le scénario intrinsèque optimiste (coupure à 10 TeV), et sur la Fig. 8.10(b) pour $B = 10^{-18} \text{ G}$ dans le scénario intrinsèque conservatif (coupure à 1 TeV). Lorsque l’intégration de l’émission secondaire est limitée à 10 ans il apparaît qu’un EGMF $B > 10^{-17} \text{ G}$ semble nécessaire pour expliquer l’absence d’excès au GeV, pour le scénario optimiste. Pour le scénario conservatif cette contrainte tombe à $B \gtrsim 10^{-18} \text{ G}$.

Afin d’obtenir des contraintes plus quantitatives qui prennent en compte à la fois les

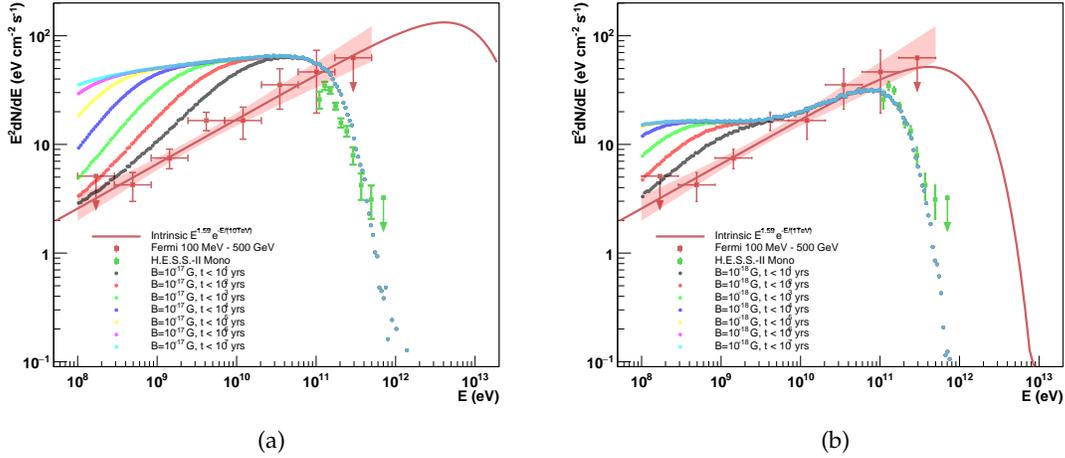


FIGURE 8.10 – (a) Distributions de photons observables dans la configuration d’EGMF ($B = 10^{-17} \text{ G}$, $\lambda_B = 1 \text{ Mpc}$) pour différentes durées d’intégration de l’émission secondaire allant de 10 ans à 10 millions d’années, ici pour le scénario intrinsèque optimiste. (b) Distributions de photons observables dans la configuration d’EGMF ($B = 10^{-18} \text{ G}$, $\lambda_B = 1 \text{ Mpc}$) pour différentes durées d’intégration, dans le scénario conservatif.

caractéristiques de l’EGMF (B , λ_B) et l’hypothèse de durée d’activité de la source, un estimateur de χ^2 quantifiant la qualité de l’ajustement des simulations réalisées aux points du spectre *Fermi-LAT* est introduit :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\phi(E_{\gamma,i}, B, \lambda_B, t_{\max}) - \phi_{\text{Fermi},i})^2}{\sigma_{\phi_{\text{Fermi},i}}^2}, \quad (8.11)$$

où $\phi(E_{\gamma,i}, B, \lambda_B, t_{\max})$ représente le flux observable simulé dans une configuration donnée d’EGMF et de durée limite d’intégration, et $\phi_{\text{Fermi},i}$ représente le flux mesuré par *Fermi-LAT* pour chaque point du spectre à une énergie $E_{\gamma,i}$. Les limites supérieures ne sont pas considérées. Les points mesurés par H.E.S.S. ne sont pas pris en compte afin d’éviter les complications liées aux incertitudes systématiques entre les deux instruments (la fraction de flux secondaire dans la gamme couverte par H.E.S.S. étant de toute façon faible). L’estimateur 8.11 dépend uniquement de l’écart entre le flux observable simulé et le flux mesuré par *Fermi-LAT*, considéré comme primaire^{xiii}.

L’évolution de cet estimateur en fonction de B et t_{\max} pour $\lambda_B = 1 \text{ Mpc}$ est représentée sur la Fig. 8.11(a) pour le scénario intrinsèque optimiste, et sur la Fig. 8.11(b) pour le scénario intrinsèque conservatif. Face à l’absence d’excès causé par un flux secondaire,

xiii. Le flux mesuré par *Fermi-LAT* pourrait être contaminé par de l’émission secondaire mais cette hypothèse non minimale requerrait un indice intrinsèque plus dur encore, et irait à l’encontre de la compatibilité avec une simple loi de puissance absorbée sur l’EBL

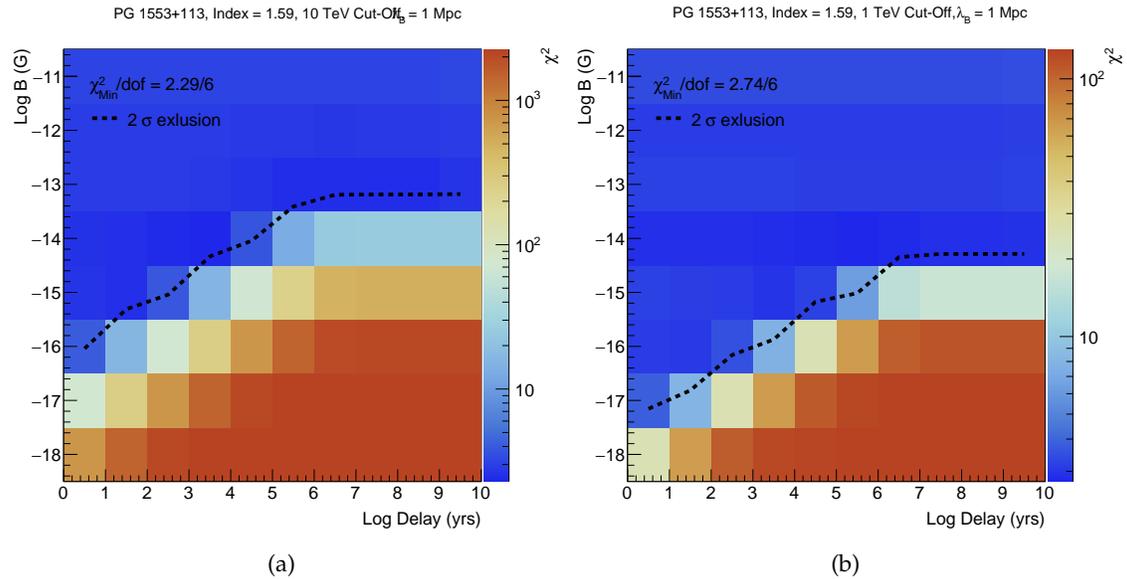


FIGURE 8.11 – (a) Histogramme bidimensionnel représentant l'évolution du χ^2 en fonction de l'intensité de l'EGMF pour une longueur de cohérence fixe $\lambda_B = 1$ Mpc et en fonction du temps d'intégration de l'émission secondaire, ici dans le scénario intrinsèque optimiste [210]. (b) Idem pour le scénario intrinsèque conservatif.

la tendance générale de l'estimateur 8.11 est d'être minimal (ajustement optimal) pour un EGMF intense. Cette tendance est modulée par l'hypothèse sur la durée d'émission : plus cette durée est faible, moins intense est l'EGMF nécessaire. Des limites inférieures sur l'EGMF peuvent être dérivées à partir de ces profils de χ^2 .

Les limites inférieures obtenues à un niveau de confiance de 95% sont représentées dans le plan (B, λ_B) sur la Fig. 8.12. Ces résultats confirment PG 1553+113 comme une source propice à l'étude des cascades et des champs magnétiques extragalactiques puisque –suivant les hypothèses qui ont été adoptées– un EGMF non nul apparaît nécessaire pour expliquer le spectre mesuré par *Fermi*-LAT. Même dans le cas le plus conservatif (scénario intrinsèque conservatif et émission intégrée sur 10 ans) les limites obtenues sont comparables à celles obtenues avec 1ES 0229+200 [146].

Les incertitudes concernant la valeur précise du redshift de PG 1553+113 sont ici négligées. Dans le cas où $z \gtrsim 0.49$ et pour une même hypothèse sur le spectre intrinsèque l'émission secondaire intégrée serait plus importante de par la plus grande atténuation sur l'EBL, et l'EGMF requis serait d'autant plus intense. Dans le cas où $z \lesssim 0.49$ l'émission secondaire attendue serait moins importante mais le spectre obtenu avec H.E.S.S. deviendrait plus difficilement ajustable du fait de la moindre atténuation sur l'EBL.

Les incertitudes concernant la SED de l'EBL sont également négligées. Si ces incertitudes

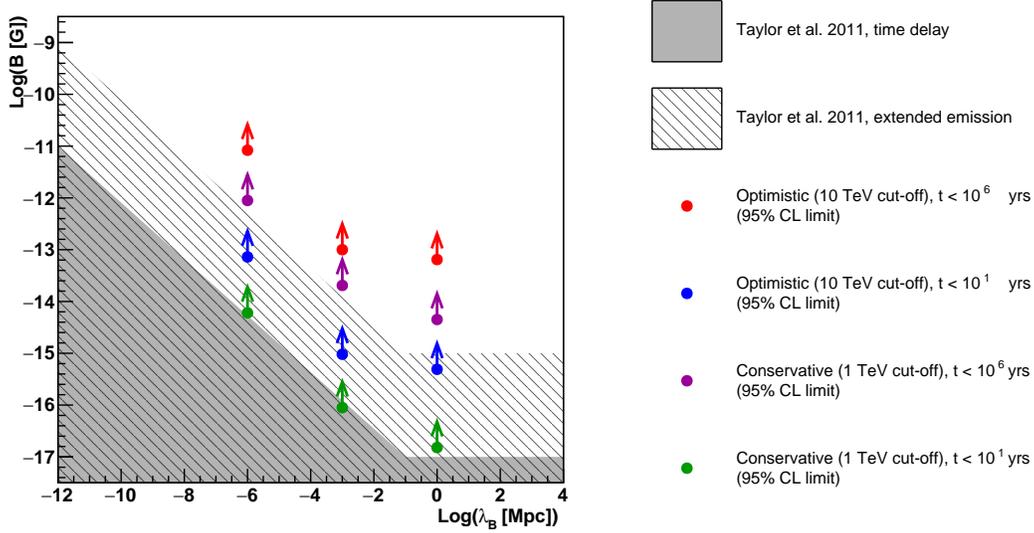


FIGURE 8.12 – Limites inférieures (à un niveau de confiance de 95%) obtenues sur l’EGMF en considérant l’estimateur 8.11 représentées dans le plan (B, λ_B) pour différents cas : En rouge et bleu le scénario intrinsèque optimiste avec un temps d’intégration de l’émission secondaire $t < 10^6$ ans et $t < 10$ ans respectivement. En mauve et vert le scénario intrinsèque conservatif avec un temps d’intégration de l’émission secondaire $t < 10^6$ ans et $t < 10$ ans respectivement. Les longueurs de cohérence considérées sont $\lambda_B = 1$ Mpc, $\lambda_B = 10^{-3}$ Mpc, et $\lambda_B = 10^{-6}$ Mpc [210].

peuvent avoir une influence sur les valeurs des limites supérieures dérivées elles n’affectent pas qualitativement le résultat central de cette étude qui montre une absence évidente d’émission secondaire en provenance de PG 1553+113.

8.2.3 Variabilité quasi-périodique de PG 1553+113

Les données prises sur PG 1553+113 par *Fermi*-LAT depuis sa mise en opération en août 2008 suggèrent une variabilité périodique du flux γ , avec une période approximative de 2.16 ± 0.08 ans [242], comme illustré sur les courbes de lumière de la Fig. 8.13. Cette variabilité γ est notamment corrélée à la variabilité de PG 1553+113 en optique et dans le domaine radio. Les raisons de la variabilité périodique de ce blazar sont inconnues. Parmi les hypothèses envisageables il est possible que PG 1553+113 soit un système binaire de deux trous noirs supermassifs, ou bien que le disque d’accrétion associé au blazar ait une structure irrégulière.

Cette périodicité du flux γ à haute énergie, si elle était également détectée par des observations à très haute énergie, pourrait être exploitée en vue de l’étude des cascades

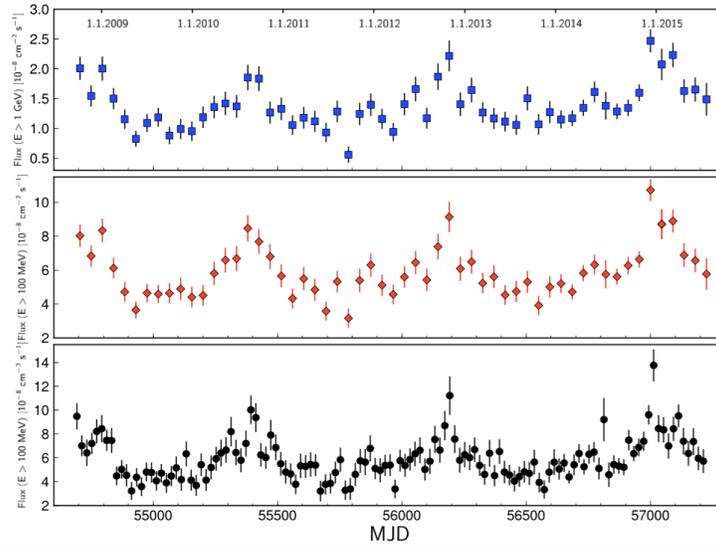


FIGURE 8.13 – Courbes de lumière du flux γ en provenance de PG 1553+113 pour les données prises par *Fermi*-LAT entre août 2008 et juillet 2015. En haut la courbe de lumière correspond au flux intégré au dessus de 1 GeV, avec un découpage temporel de 45 jours. Au milieu la courbe de lumière correspond au flux intégré au dessus de 100 MeV, avec un même découpage de 45 jours, et en bas avec un découpage de 20 jours. Figure tirée de [242].

et de l'EGMF. En effet, en présence d'un EGMF non-nul les variations du flux primaire et du flux secondaire ne sont pas simultanées. Si le flux primaire émis par PG 1553+113 avait effectivement un comportement périodique il serait alors possible d'étudier les corrélations entre les variations du flux dans différentes bandes en énergie. L'observation de corrélations correspondant aux délais attendus pour une émission secondaire (dans une certaine configuration d'EGMF) pourraient alors ouvrir la voie vers une véritable mesure de l'EGMF. Le caractère périodique de cette variabilité offrirait une prédictibilité et une reproductibilité uniques, comme présenté dans la suite de cette sous-section. Si une telle étude apparaît expérimentalement difficile avec les télescopes Tcherenkov actuels, cette idée pourrait être envisageable dans le cadre de CTA qui permettra un meilleur suivi de la variabilité des sources. Ces effets potentiels sont explorés dans la suite.

Cette périodicité peut également influencer les résultats précédemment dérivés : le spectre *Fermi*-LAT est obtenu à partir des données prises entre MJD 56403 à MJD 56817, soit une période sur laquelle le flux est légèrement en deçà du flux moyen. Il est donc possible que le flux primaire (et donc le flux secondaire qui en découle) soit légèrement sous-estimé. Les limites sur l'EGMF dérivées précédemment en considérant une émission stable sont donc conservatives de ce point de vue là.

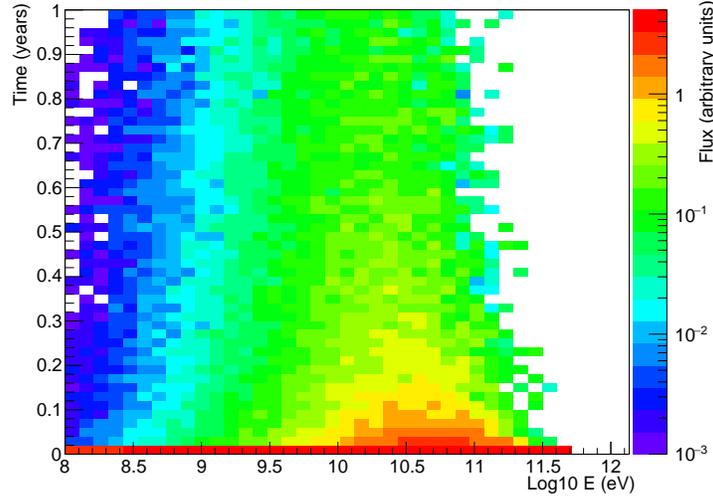


FIGURE 8.14 – Exemple d’histogramme de redistribution du flux en énergie et en temps pour $B = 10^{-17}$ G et dans le scénario intrinsèque optimiste. Le flux primaire direct est observé à $t = 0$, et le délai observable représenté est ici limité à une année.

Variabilité et émission secondaire

Afin de déterminer le flux total de photons observable pour un flux primaire fluctuant dans le temps, le programme ELMAG est utilisé afin d’obtenir la fonction de redistribution des photons secondaires observables en fonction de l’énergie et du temps, pour un flux primaire $\phi_1(E)$ ponctuel dans le temps. Un exemple d’une telle fonction de redistribution en énergie et en temps est donné par l’histogramme de la Fig. 8.14. Cette fonction de redistribution du flux primaire après un délai ΔT est notée $f(E, \phi_1(E), \Delta T)$. Pour un flux primaire variable $\phi_1(E, t)$, le flux total observable à un temps donné $\phi_{tot}(E, t)$ doit donc prendre en compte la redistribution de tous les photons retardés depuis l’observation de l’allumage de la source (à t_0 , dans le référentiel de l’observateur), en tenant compte des variations du flux primaire. On peut alors écrire

$$\phi_{tot}(E, t) = \phi_1(E, t) + \int_{t_0}^t f(E, \phi_1(E, t'), t' - t_0) dt'. \quad (8.12)$$

Cette expression permet de déterminer le flux observable à n’importe quel instant à partir d’une paramétrisation du flux primaire et de son évolution temporelle.

Dans la suite, PG 1553+113 est considéré variable en flux uniquement, sa forme spectrale intrinsèque est stable et prise avec un indice spectral de 1.59, comme précédemment. Pour une approche simplifiée des effets de la variabilité du flux primaire sur l’émission

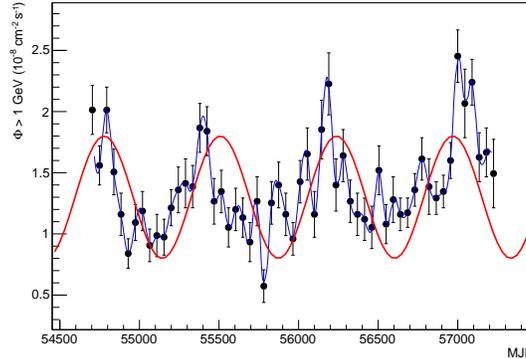


FIGURE 8.15 – Courbes de lumière du flux γ en provenance de PG 1553+113 pour les données prises par Fermi-LAT entre août 2008 et juillet 2015, au dessus de 1 GeV, avec un découpage temporel de 45 jours. La courbe rouge représente la simplification schématique sinusoidale utilisée.

secondaire, l'évolution temporelle du flux primaire est modélisée de façon schématique par une fonction sinusoidale d'expression

$$\phi_1(E, t) = \phi_{1,0}(E) \times (1 + 0.5(\cos(2\pi/T))), \text{ avec } \phi_{1,0}(E) = \phi_0 E^{-1.59}. \quad (8.13)$$

Une période $T = 2$ ans est choisie pour illustrer les effets d'une variabilité périodique semblable à celle de PG 1553+113. La comparaison entre cette modélisation simplifiée et la variation observée par Fermi-LAT est illustrée sur la Fig. 8.15.

Recherche d'effets observables

L'application de l'Eq. 8.12 avec la paramétrisation 8.13 conduit à des effets observables intéressants. Pour une configuration d'EGMF et un scénario intrinsèque donnés, les effets conjugués de la périodicité du flux primaire et du flux secondaire retardé peuvent donner lieu à des variations temporelles spécifiques du flux dans différentes bandes en énergie comme illustré par l'exemple de la Fig. 8.16. Les fines modulations spectrales et temporelles qui peuvent alors être observées sont directement fonction de la configuration d'EGMF.

A l'effet d'accumulation progressive du flux secondaire au cours du temps (similaire au cas stable) s'ajoute ici un effet plus complexe de déphasage de la variation périodique selon l'énergie. En effet, si une fraction significative d'émission secondaire arrive à l'observateur dans un délai de l'ordre de (ou inférieure à) l'échelle caractéristique de la variation du spectre primaire (*i.e.* sa période), alors les variations du flux observé dans différentes bandes en énergie ne sont pas synchrones. Par exemple, si dans une certaine

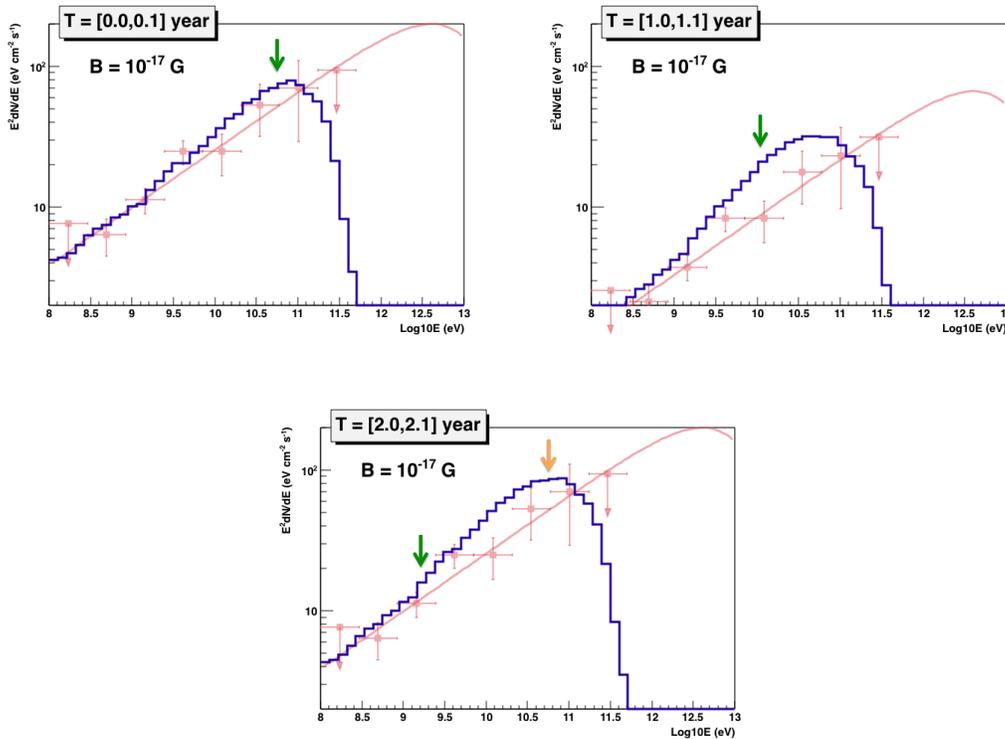


FIGURE 8.16 – Exemple d'évolution du spectre observable pour $B = 10^{-17} \text{ G}$ et dans le scénario intrinsèque optimiste pour différents intervalles temporels, de gauche à droite $[0.0 - 0.1] \text{ ans}$, $[1.0 - 1.1] \text{ ans}$, et $[2.0 - 2.1] \text{ ans}$ ($t = 0$ étant le temps auquel l'allumage de la source est observé dans le référentiel de l'observateur). Les flèches indiquent le déplacement approximatif en énergie de la "vague" de flux secondaire associée au maximum du flux primaire (en vert pour le premier maximum, en orange pour le second).

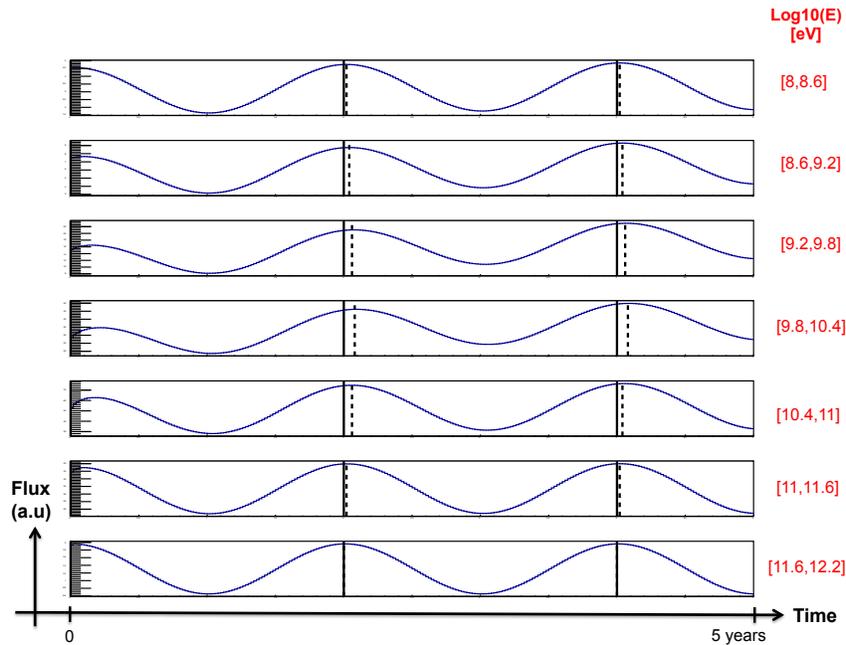


FIGURE 8.17 – Évolution temporelle du flux observable dans différentes bandes en énergie pour $B = 10^{-17}$ G et dans le scénario intrinsèque optimiste. La durée représentée est limitée à cinq années après l’observation de l’allumage de la source. Les maxima théoriques correspondant à la paramétrisation du flux primaire sont indiqués par des lignes noires pleines. Les maxima observés sont indiqués par des lignes pointillées. Un décalage entre les pics est clairement visible dans certaines bandes en énergie.

bande en énergie la “vague” de flux secondaire retardé correspondant au maximum du flux primaire atteint l’observateur lorsque le flux primaire est redescendu à son minimum, alors la variation périodique du flux observé dans cette bande est déphasée de l’ordre d’une demi-période vis à vis du flux primaire.

Lorsque le délai causé par l’EGMF est négligeable (typiquement aux plus hautes énergies), alors le flux secondaire est synchrone avec le flux primaire. Lorsque le délai est extrêmement long au regard de la période de variation (aux plus basses énergies), alors la variation périodique est perdue et le flux secondaire se comporte de la même façon que dans le cas d’un flux primaire stable moyen. En revanche, lorsque le délai est comparable au temps de variation du flux primaire alors un déphasage peut être observable si cette fraction de flux secondaire est suffisante. Ces différents effets sont illustrés sur la Fig. 8.17 pour une configuration d’exemple.

Les déphasages potentiellement observables pour une source γ périodique pourraient permettre une véritable mesure de l’EGMF plutôt que de simples limites puisque les

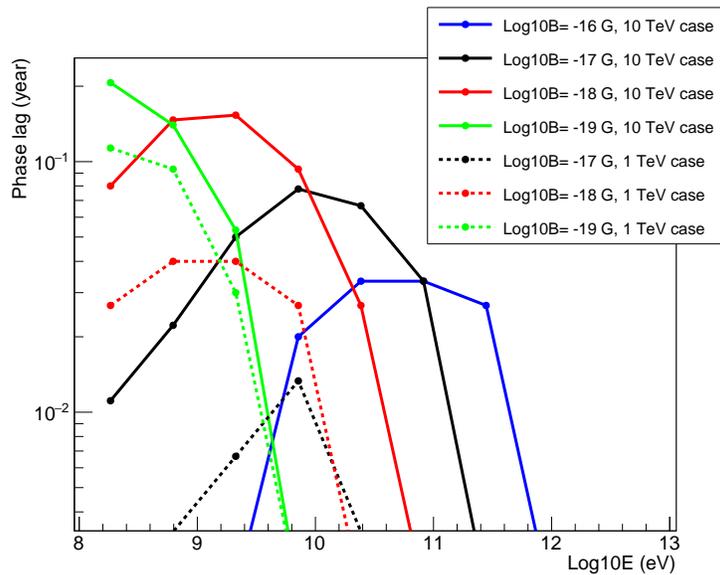


FIGURE 8.18 – Évolution du déphasage observable (exprimé en années) en fonction de l'énergie, pour différentes configurations d'EGMF et de spectre intrinsèque [210].

valeurs des déphasages dans différentes bandes en énergie dépendent directement de l'EGMF. Ces valeurs dépendent également du scénario intrinsèque qui détermine l'énergie où l'amplitude du flux secondaire est maximale, et donc plus susceptible d'induire un déphasage observable.

L'évolution des valeurs de déphasage en fonction de l'énergie est représentée sur la Fig. 8.18 pour différentes configurations d'EGMF et pour les deux scénarios intrinsèques typiques. Par exemple, pour $B = 10^{-17}$ G et dans le scénario intrinsèque optimiste (coupure à 10 TeV), un déphasage maximum d'environ un mois ($\approx 8 \times 10^{-2}$ ans) est atteint vers 10 GeV. Dans le scénario intrinsèque conservatif (coupure à 1 TeV), ce déphasage est réduit à environ une semaine.

Au regard des limites obtenues précédemment en considérant PG 1553+113 stable, un EGMF avec $B \gtrsim 10^{-17}$ G apparaît nécessaire, même dans le cas le plus conservatif (voir *e.g.* la Fig. 8.12). La recherche de déphasages de l'ordre de quelques jours ou moins apparaît ainsi prometteuse. D'un point de vue pratique, l'exploration de ces déphasages faibles demande une haute résolution temporelle dans la mise en pratique de l'Eq. 8.12 et l'utilisation d'intervalles temporels très fins dans lesquels peu de photons sont regroupés, ce qui les rend donc plus sujets à des fluctuations statistiques. D'un point de vue observationnel un suivi régulier de la source sur une gamme en énergie allant du GeV au TeV est requis pour arriver à des conclusions franches.

Il est également à noter que ces effets temporels fins ici mis en évidence pourraient avoir des conséquences importantes sur les études de LIV par observation de délais dans le temps d'arrivée de photons à différentes énergies pour une source transitoire, comme mentionné précédemment au Chap. 7. En effet, pour toute source extragalactique dont le flux primaire est absorbé de façon importante sur l'EBL alors l'hypothèse d'une émission secondaire retardée (même très légèrement) mérite d'être considérée et apparaît comme un effet de second ordre bien moins drastique que la violation d'une symétrie fondamentale de la théorie.

Ces travaux explorent pour la première fois les conséquences d'une émission γ primaire périodique sur l'émission secondaire retardée. Deux observables complémentaires sont mises en évidence; à l'augmentation progressive du flux secondaire au fur et à mesure de l'activité de la source s'ajoute un flux secondaire périodique retardé pouvant induire des déphasages. La dépendance en énergie de ces déphasages pourrait permettre une véritable mesure de l'EGMF. Des contraintes sur le spectre primaire intrinsèque et la durée d'activité de la source sont également accessibles à travers l'amplitude des déphasages et les niveaux de flux associés dans différentes bandes en énergie.

Si la paramétrisation de la variabilité périodique utilisée ici reste schématique, elle permet de saisir les traits principaux associés à cet effet et d'envisager des études plus poussées en vue de campagnes d'observations futures, avec CTA notamment.

Conclusions et perspectives

La propagation des rayons γ de très haute énergie dans l'univers est affectée par l'existence du fond de lumière extragalactique en optique et infrarouge qui témoigne de toute la lumière émise depuis la formation des premières étoiles : l'EBL. Les flux de rayons γ de très haute énergie observés en provenance des sources extragalactiques que sont les blazars permettent donc de contraindre la distribution spectrale en énergie du fond de lumière extragalactique, sous certaines hypothèses concernant le spectre intrinsèque des photons γ émis à la source.

Dans le cadre de cette thèse, les données prises par le réseau de télescopes à imagerie Tcherenkov atmosphérique H.E.S.S. en provenance de plusieurs blazars sont analysées. Les spectres en énergie de ces blazars sont obtenus en utilisant une méthode de déconvolution spectrale tenant compte des effets instrumentaux, et permet d'obtenir des points spectraux indépendamment de toute forme spectrale présumée. Ces spectres observés sont confrontés à l'hypothèse d'une atténuation sur l'EBL en étant ajustés en considérant une paramétrisation générique de la distribution spectrale en énergie de l'EBL et en supposant que les spectres intrinsèques sont décrits par des formes lisses typiques de celles prédites par les modèles d'émission des blazars. L'information relative à l'EBL est alors contenue dans les modulations spectrales fines qui ne peuvent pas être prises en compte par les formes intrinsèques considérées. Différentes méthodes ont été développées afin de traduire ces modulations en terme de forme et de normalisation de la distribution spectrale de l'EBL ; du test d'une multitude de formes de sa distribution spectrale à l'ajustement direct des niveaux d'intensité dans différentes bandes spectrales. Les ajustements des formes lisses intrinsèques sont significativement améliorés par l'existence de l'EBL. Les résultats obtenus montrent pour la première fois que les données de H.E.S.S. permettent à elles seules de mesurer la distribution spectrale en énergie de l'EBL, indépendamment de tout modèle phénoménologique ou autre limite préexistante. Les niveaux d'EBL qui sont obtenus ne sont pas en conflit avec les limites inférieures issues des comptages de galaxies, ne suggérant pas d'excès anormal de la transparence de l'univers aux rayons γ de très haute énergie. Si les spectres considérés contiennent indéniablement suffisamment d'information pour accéder à la forme et à la normalisation de la distribution spectrale de l'EBL, la précision de cette mesure de l'EBL par H.E.S.S. et

de l'horizon observationnel associé reste cependant limitée et les incertitudes dérivées ne permettent pas de discerner parmi les modèles les plus récents. Ces incertitudes proviennent de la dégénérescence irréductible qui persiste entre courbure spectrale intrinsèque et courbure extrinsèque causée par l'EBL, ainsi que des systématiques qui se rapportent à la méthode utilisée pour extraire le signal EBL des spectres déconvolués et des systématiques instrumentales.

Des processus du second ordre affectant la transparence de l'univers aux rayons sont ensuite considérés en tirant partie de données spécifiques et en considérant les modèles d'EBL les plus récents, motivé par la mesure précédemment obtenue.

Les données prises par H.E.S.S. à grand angle zénithal lors de l'éruption du blazar Mrk 501 en 2014 révèlent une statistique exceptionnelle et un spectre en énergie s'étendant jusqu'à 20 TeV. Ces photons parmi les plus énergétiques jamais détectés en provenance d'une source extragalactique permettent une sensibilité à des perturbations linéaires à l'échelle de Planck dans la relation de dispersion des photons à travers des déviations de la transparence attendue aux plus hautes énergies. Au cours de l'analyse de ces données, une attention particulière est portée à la robustesse des résultats vis-à-vis des spécificités relatives aux observations à grand angle zénithal. L'analyse spectrale ne révélant pas de déviations par rapport à l'atténuation EBL attendue, des limites sur l'échelle de brisure de la symétrie de Lorentz sont dérivées dans cette thèse. Les limites obtenues sont parmi les plus contraignantes pour des perturbations linéaires à la relation de dispersion des photons avec $E_{LIV}^{n=1} \gtrsim 2.3 \times 10^{28}$ eV (à un niveau de confiance de 95 %). Les limites obtenues dans le cas de perturbations quadratiques sont les plus contraignantes limites existantes avec $E_{LIV}^{n=2} \gtrsim 7.5 \times 10^{20}$ eV. Ces limites reposent sur l'hypothèse raisonnable que le spectre intrinsèque de Mrk 501 peut être décrit par une simple loi de puissance typique des mécanismes d'émission non-thermiques, sans redressement intrinsèque aux plus hautes énergies.

Enfin, les données publiées à très haute énergie par H.E.S.S. et à haute énergie par *Fermi-LAT* sur le blazar PG 1553+113 sont utilisées afin de démontrer pour la première fois le fort potentiel de cette source pour l'étude des cascades électromagnétiques dans le milieu extragalactique. Des simulations de cascades électromagnétiques sont réalisées pour différents scénarios concernant l'émission intrinsèque de PG 1553+113, en considérant la valeur de redshift communément admise de $z = 0.49$. L'absence d'émission γ secondaire observée par *Fermi-LAT* est utilisée afin de dériver des contraintes sur l'intensité et la longueur de cohérence du champ magnétique extragalactique. Ces contraintes sont essentiellement dépendantes de la durée supposée du temps d'activité de PG 1553+113 et donc de la durée d'intégration du signal secondaire. Même dans le cas le plus conservatif, un champ magnétique extragalactique non-nul $B \gtrsim 10^{-17}$ G apparaît nécessaire pour expliquer l'absence d'observation d'émission γ secondaire. Les effets d'une variation périodique du flux primaire sont ensuite explorés dans le cas de PG 1553+113, et des observables spectrales et temporelles spécifiques sont découvertes.

Cette thèse témoigne de la richesse des sujets liés à la propagation des rayons γ de très haute énergie dans l'univers, au carrefour entre l'astrophysique, la physique des particules, et la cosmologie. Les perspectives concernant ces sujets sont prometteuses, que ce soit concernant les aspects directement traités dans ce manuscrit ou d'autres aspects comme la recherche de particules de type axion ou les possibilités de contraindre les paramètres cosmologiques de façon indépendante.

Les cinq télescopes de H.E.S.S. vont continuer à prendre des données pendant encore quelques années avec des caméras modernisées permettant un taux de déclenchement plus important, et donc une statistique d'évènements plus importante. L'accumulation de données sur différents blazars ou une éruption particulièrement brillante pourra peut être encore permettre à H.E.S.S. des progrès sur les thèmes qui sont abordés dans cette thèse. Des progrès véritablement qualitatifs sont attendus avec le réseau de télescopes Tcherenkov de prochaine génération que sera CTA (*Cherenkov Telescope Array*), actuellement en construction^{xiv}. CTA sera un observatoire divisé en deux sites ; un site dans l'hémisphère nord situé sur l'île de La Palma dans l'archipel des Canaries et un site dans l'hémisphère sud situé dans le désert d'Atacama au Chili. Totalisant plusieurs dizaines de télescopes de trois formats différents, la sensibilité de CTA sera améliorée d'un ordre de grandeur par rapport aux réseaux actuels comme H.E.S.S. et sa couverture en énergie sera élargie, allant de quelques dizaines de GeV à plusieurs centaines de TeV. Ces caractéristiques permettront un gain significatif en statistique pour les blazars connus, de meilleures contraintes sur les spectres intrinsèques aux plus basses énergies, et un accroissement du nombre de blazars pouvant être utilisés dans une étude sur l'EBL grâce notamment à la découverte blazars plus faibles ou plus lointains. Ces aspects pourront être exploités afin de contraindre plus précisément la distribution spectrale en énergie de l'EBL [243]. L'utilisation de blazars à des redshifts élevés pourra potentiellement permettre à CTA d'être sensible à certaines hypothèses d'évolution de l'EBL. La large couverture en énergie de CTA bénéficiera aux études de LIV aux plus hautes énergies [184] ainsi qu'à la recherche d'émission secondaire aux plus basses énergies [244]. Les capacités de CTA à suivre l'activité des sources variables et transitoires pourront également être exploitées dans le cadre des recherches d'émission secondaire retardée. CTA sera indéniablement l'instrument clé des prochaines décennies en astronomie γ de très haute énergie, et permettra de nombreux progrès concernant les sujets associés à la transparence de l'univers aux rayons γ .

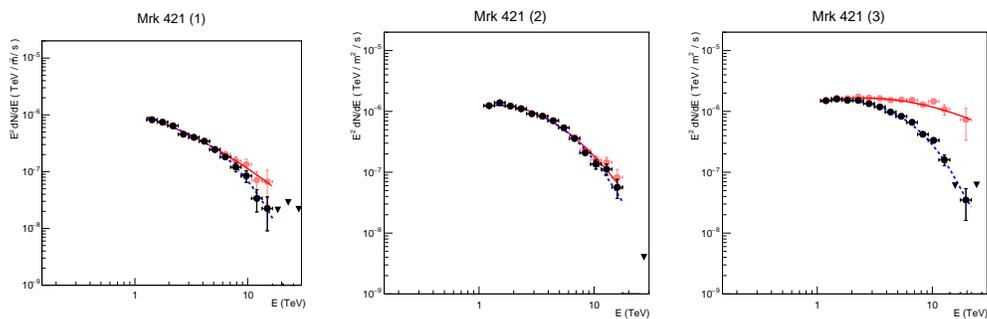
xiv. www.cta-observatory.org

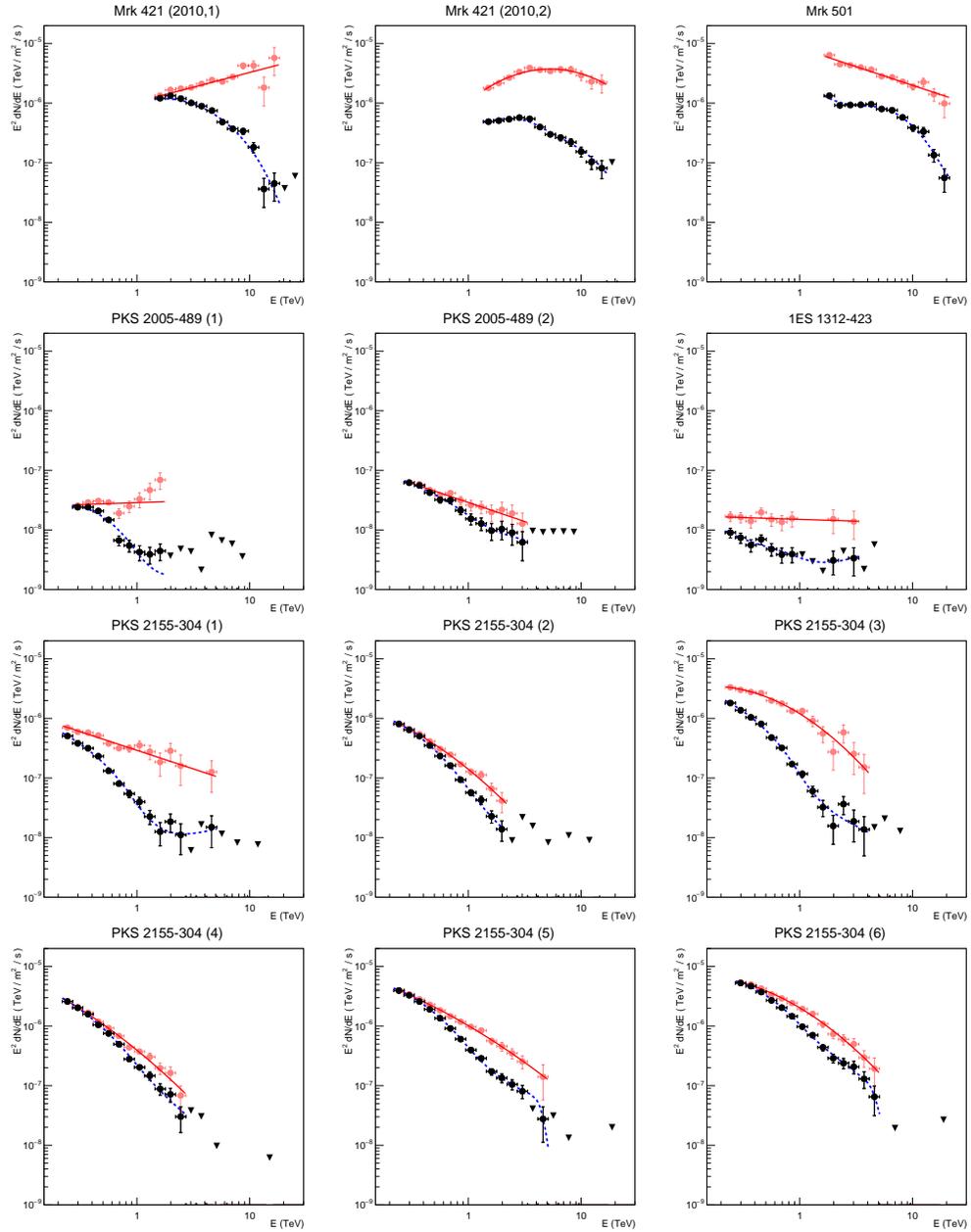
Annexes

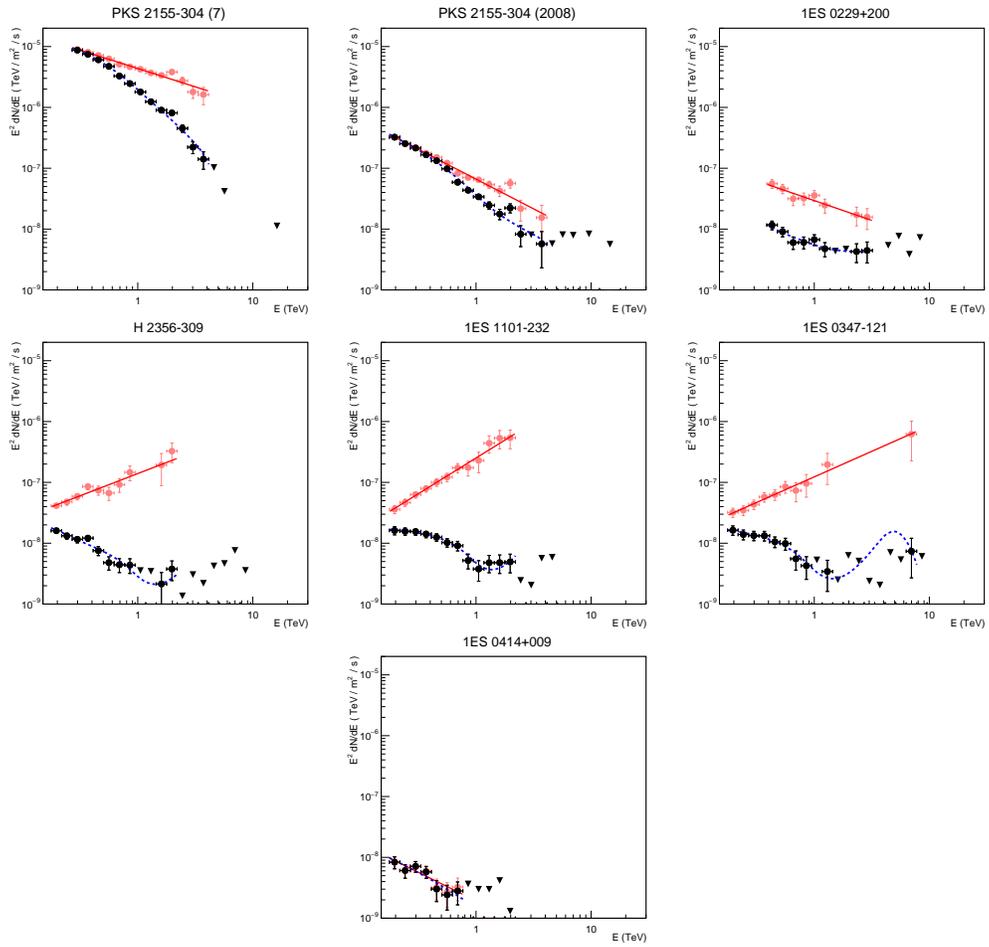
Annexe A

Spectres déconvolués

Dans cette annexe sont regroupés les 22 spectres initialement utilisés pour la mesure de l'EBL présentée au Chap. 6. Les spectres sont obtenus avec la méthode de déconvolution présentée au Chap. 4 et sont représentés par des points noirs. Des limites supérieures sont posées lorsque la significativité dans un bin est inférieure à 2σ . Ces limites sont représentées par des triangles et ne sont pas prises en compte lors de l'ajustement. Les détails sur chaque jeu de données sont donnés dans le tableau 6.1. Les points déabsorbés avec les niveaux d'EBL ajustés individuellement sont représentés en rouge. Pour les niveaux d'EBL obtenus avec chaque spectre, se référer à la Fig. 6.9. Les formes intrinsèques ajustées sont représentées par une ligne rouge et les formes atténuées par les lignes pointillées bleues. Les paramètres spectraux intrinsèques correspondants sont donnés dans le tableau A.1.







Spectre	ϕ_0 (TeV m ⁻² s ⁻¹)	α	β	χ^2/ndf
Mrk 421 (1)	$1.06 \pm 0.21 \times 10^{-6}$	2.6 ± 0.32	0.16 ± 0.20	5.17/5
Mrk 421 (2)	$1.19 \pm 0.09 \times 10^{-6}$	1.64 ± 0.16	0.50 ± 0.09	17.3/6
Mrk 421 (3)	$1.44 \pm 0.13 \times 10^{-6}$	1.68 ± 0.28	0.17 ± 0.96	8.83/6
Mrk 421 (2010, 1)	$1.05 \pm 0.36 \times 10^{-6}$	1.50 ± 0.30	0 ± 6.2	16.37/6
Mrk 421 (2010, 2)	$1.07 \pm 0.77 \times 10^{-6}$	0.5 ± 0.48	0.45 ± 0.83	6.19/5
Mrk 501 (2014)	$8.42 \pm 0.89 \times 10^{-6}$	2.62 ± 0.085	0 ± 0.10	14.18/6
PKS 2005-489 (1)	$2.87 \pm 1.4 \times 10^{-8}$	1.93 ± 0.42	0 ± 0.22	13.3/3
PKS 2005-489 (2)	$2.89 \pm 1.7 \times 10^{-8}$	2.64 ± 0.46	0 ± 6.8	3.17/6
1ES 1312-423	$1.51 \pm 2.4 \times 10^{-8}$	2.06 ± 0.8	0 ± 6.9	2.63/3
PKS 2155-304 (1)	$2.92 \pm 2.1 \times 10^{-7}$	2.62 ± 0.33	0 ± 0.21	9.1/7
PKS 2155-304 (2)	$1.4 \pm 1.36 \times 10^{-7}$	3.54 ± 1.2	0.21 ± 0.43	6.71/4
PKS 2155-304 (3)	$1.20 \pm 1.8 \times 10^{-6}$	3.17 ± 0.33	0.32 ± 0.25	11.76/7
PKS 2155-304 (4)	$3.94 \pm 1.2 \times 10^{-6}$	3.55 ± 0.38	0.15 ± 0.12	10.3/5
PKS 2155-304 (5)	$1.2 \pm 0.13 \times 10^{-6}$	3.11 ± 0.14	0.10 ± 0.04	3.23/7
PKS 2155-304 (6)	$2.02 \pm 0.37 \times 10^{-6}$	3.13 ± 0.18	0.26 ± 0.05	4.37/7
PKS 2155-304 (7)	$4.36 \pm 0.61 \times 10^{-6}$	2.6 ± 0.12	0 ± 0.28	12.29/7
PKS 2155-304 (2008)	$6.6 \pm 0.70 \times 10^{-8}$	2.97 ± 0.08	0 ± 0.26	19.9/8
1ES 0229+200	$2.94 \pm 0.2 \times 10^{-8}$	2.65 ± 0.62	0 ± 0.36	2.07/2
H 2356-309	$1.39 \pm 0.59 \times 10^{-7}$	1.27 ± 0.30	0 ± 0.19	6.21/4
1ES 1101-232	$2.51 \pm 0.58 \times 10^{-7}$	0.83 ± 0.91	0 ± 0.91	1.9/6
1ES 0347-121	$1.23 \pm 1.2 \times 10^{-7}$	1.16 ± 0.48	0 ± 2.0	1.4/4
1ES 0414+009	$1.9 \pm 1.75 \times 10^{-9}$	2.94 ± 0.66	-	3.2/1

TABLE A.1 – Paramètres spectraux intrinsèques des paraboles logarithmiques $\Phi_{\text{int,LP}}(E_\gamma) = \Phi_0(E_\gamma/E_0)^{-\alpha-\beta \log(E_\gamma/E_0)}$ ajustés par les niveaux d'EBL individuels de la Fig. 6.9. L'énergie de référence E_0 est prise à 1 TeV.

Annexe B

Création de paires modifiée en présence de LIV

Dans cette annexe les modifications à la cinématique du processus $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ causées par des perturbations brisant l'invariance de Lorentz (LIV) sont dérivées dans le cas général où la LIV affecte à la fois la relation de dispersion des photons et des leptons. Pour plus de détails quant au cadre phénoménologique et expérimental de la LIV se référer au Chap. 7.

Soit la relation de dispersion modifiée pour une particule de type $i = \{\gamma, e, \dots\}$, d'énergie E_i , d'impulsion p_i et de masse m_i (ici $c = 1$) :

$$E_i^2 = m_i^2 + p_i^2 \left[1 \pm \left(\frac{p_i}{E_{\text{LIV},i}} \right)^n \right], \quad (\text{B.1})$$

avec $E_{\text{LIV},i}$ l'échelle de brisure de la symétrie de Lorentz se rapportant aux particules de type i , et n l'ordre de la perturbation dominante.

Soit un rayon γ d'énergie E_γ et un photon de fond d'énergie ϵ , de quadri-impulsions respectives

$$P_1^\mu = \{E_\gamma, \vec{p}_1\}, P_2^\mu = \{\epsilon, \vec{p}_2\}, \text{ avec } E_\gamma \gg \epsilon. \quad (\text{B.2})$$

Le carré de l'énergie disponible dans le référentiel de centre de masse lors de l'interaction

entre ces deux photons à un angle θ s'écrit :

$$(P_1 + P_2)^2 = P_1^2 + P_2^2 + 2P_1P_2 \quad (\text{B.3})$$

$$= \pm \frac{E_\gamma^{2+n}}{E_{\text{LIV},\gamma}^n} \pm \frac{\epsilon^{2+n}}{E_{\text{LIV},\gamma}^n} + 2E_\gamma\epsilon(1 - \cos\theta) \quad (\text{B.4})$$

$$\simeq \pm \frac{E_\gamma^{2+n}}{E_{\text{LIV},\gamma}^n} + 2E_\gamma\epsilon(1 - \cos\theta). \quad (\text{B.5})$$

Les perturbations LIV dans la relation de dispersion induisent ainsi un effet comparable à une masse effective du photon qui est fonction de son énergie.

La création d'une paire e^+e^- n'est possible dans le cas standard que lorsque la condition de seuil $(P_1 + P_2)^2 \geq (2m_e)^2$ est satisfaite. En présence de LIV cette condition de seuil est modifiée par l'application de l'Eq. B.1 sur les électrons. En remarquant que chaque lepton emporte une énergie $E_e \simeq E_\gamma/2$ la condition de seuil modifiée s'écrit

$$(P_1 + P_2)^2 \geq 4 \left(m_e^2 \pm \frac{(E_\gamma/2)^{2+n}}{E_{\text{LIV},e}^n} \right). \quad (\text{B.6})$$

A partir des équations B.5 et B.6, l'énergie de seuil ϵ_{seuil} pour un photon de fond nécessaire à la création d'une paire e^+e^- dans le cas d'une collision frontale ($\theta = \pi$) avec un rayon γ d'énergie E_γ s'écrit alors :

$$\epsilon_{\text{seuil}} = \frac{m_e^2}{E_\gamma} \mp \frac{1}{4} \frac{E_\gamma^{n+1}}{E_{\text{LIV},\gamma}^n} \pm \frac{2^{-n}}{4} \frac{E_\gamma^{n+1}}{E_{\text{LIV},e}^n} \quad (\text{B.7})$$

Dans le cas où l'échelle de brisure de symétrie dans le secteur des photons est identique celle du secteur des leptons $E_{\text{LIV},\gamma} = E_{\text{LIV},e} = E_{\text{LIV}}$, l'Eq. B.7 devient

$$\epsilon_{\text{seuil}} = \frac{m_e^2}{E_\gamma} \mp \frac{1}{4} (1 \pm 2^{-n}) \frac{E_\gamma^{n+1}}{E_{\text{LIV}}}. \quad (\text{B.8})$$

Dans le cas (favorisé expérimentalement [192]) où $E_{\text{LIV},e} \rightarrow \infty$, alors l'énergie de seuil s'écrit, comme présenté au Chap. 7 :

$$\epsilon_{\text{seuil}} = \frac{m_e^2}{E_\gamma} \mp \frac{1}{4} \frac{E_\gamma^{n+1}}{E_{\text{LIV}}}. \quad (\text{B.9})$$

Bibliographie

- [1] MM Villard. Sur le rayonnement du radium. *CR Acad. Sci. Paris*, 130 :1178, 1900.
- [2] Ernest Rutherford. Xv. the magnetic and electric deviation of the easily absorbed rays from radium. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 5(26) :177–187, 1903.
- [3] Enrico Fermi. On the origin of the cosmic radiation. *Physical Review*, 75(8) :1169, 1949.
- [4] A. R. Bell. The Acceleration of cosmic rays in shock fronts. I. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 182 :147–156, 1978.
- [5] Malcolm S Longair. *High energy astrophysics*. cambridge university Press, 2011.
- [6] E. Massaro, Matteo Perri, P. Giommi, and R. Nesci. Log- parabolic spectra and particle acceleration in the BL Lac object Mkn 421 : Spectral analysis of the complete BeppoSAX wide band x-ray data set. *Astron. Astrophys.*, 413 :489–503, 2004.
- [7] AM Hillas. The origin of ultra-high-energy cosmic rays. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 22(1) :425–444, 1984.
- [8] Oskar Klein and Yoshio Nishina. Über die streuung von strahlung durch freie elektronen nach der neuen relativistischen quantendynamik von dirac. *Zeitschrift für Physik*, 52(11-12) :853–868, 1929.
- [9] R Lieu, JJ Quenby, and WI Axford. Synchrotron radiation treated by the weizsaecker-williams method of virtual quanta. *Astronomy and Astrophysics*, 208 :351–356, 1989.
- [10] George R Blumenthal and Robert J Gould. Bremsstrahlung, synchrotron radiation, and compton scattering of high-energy electrons traversing dilute gases. *Reviews of Modern Physics*, 42(2) :237, 1970.
- [11] Th Wulf. Über die in der atmosphäre vorhandene strahlung von hoher durchdringungsfähigkeit. *Physikalische Zeitschrift*, 10 :152–157, 1909.
- [12] Victor Francis Hess. Über beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben freiballonfahrten. *Z. Phys.*, 13 :1084, 1912.

- [13] Robert A Millikan and G Harvey Cameron. High frequency rays of cosmic origin iii. measurements in snow-fed lakes at high altitudes. *Physical Review*, 28(5) :851, 1926.
- [14] Carl D Anderson. The positive electron. *Physical Review*, 43(6) :491, 1933.
- [15] Seth H Neddermeyer and Carl D Anderson. Note on the nature of cosmic-ray particles. *Physical Review*, 51(10) :884, 1937.
- [16] Cesare Mansueto Giulio Lattes, Hugh Muirhead, Giuseppe PS Occhialini, and Cecil Frank Powell. Processes involving charged mesons. *Nature*, 159(4047) :694–697, 1947.
- [17] GD Rochester and Clifford Charles Butler. Evidence for the existence of new unstable elementary particles. *Nature*, 160(4077) :855, 1947.
- [18] Pierre Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, and Robley A. Fréon. Extensive cosmic-ray showers. *Rev. Mod. Phys.*, 11 :288–291, Jul 1939.
- [19] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10) :100001, 2016.
- [20] F. Aharonian, J. Buckley, T. Kifune, and G. Sinnis. High energy astrophysics with ground-based gamma ray detectors. *Rept. Prog. Phys.*, 71 :096901, 2008.
- [21] Alessandro De Angelis, Oriana Mansutti, and Massimo Persic. Very-High Energy Gamma Astrophysics. *Riv. Nuovo Cim.*, 31 :187, 2008.
- [22] Arnim Balzer. *Systematic studies of the H.E.S.S. camera calibration*. PhD thesis, U. Erlangen-Nuremberg (main), 2010.
- [23] PA Čerenkov. Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light. *Physical Review*, 52(4) :378, 1937.
- [24] D. Heck, G. Schatz, T. Thouw, J. Knapp, and J. N. Capdevielle. CORSIKA : A Monte Carlo code to simulate extensive air showers. 1998.
- [25] US Nasa. Standard atmosphere. *US Government Printing Office, Washington, DC*, 1976.
- [26] Saeeda Sajjad. *The development of simulation and atmospheric shower reconstruction tools for the study of future Cherenkov Imaging telescopes*. Theses, Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, September 2007.
- [27] Heinrich J. Voelk and Konrad Bernloehr. Imaging Very High Energy Gamma-Ray Telescopes. *Exper. Astron.*, 25 :173–191, 2009.
- [28] W Galbraith and JV Jelley. Light pulses from the night sky associated with cosmic rays. *Nature*, 171 :349–350, 1953.
- [29] A Michael Hillas. Cerenkov light images of eas produced by primary gamma. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 3, 1985.

-
- [30] Trevor C Weekes, MF Cawley, DJ Fegan, KG Gibbs, AM Hillas, PW Kowk, RC Lamb, DA Lewis, D Macomb, NA Porter, et al. Observation of tev gamma rays from the crab nebula using the atmospheric cherenkov imaging technique. *The Astrophysical Journal*, 342 :379–395, 1989.
- [31] Mathieu de Naurois and Daniel Mazin. Ground-based detectors in very-high-energy gamma-ray astronomy. *Comptes Rendus Physique*, 16 :610–627, 2015.
- [32] H. Abdalla et al. H.E.S.S. observations of RX J1713.7-3946 with improved angular and spectral resolution ; evidence for gamma-ray emission extending beyond the X-ray emitting shell. 2016.
- [33] A. Abramowski et al. Diffuse Galactic gamma-ray emission with H.E.S.S. *Phys. Rev.*, D90(12) :122007, 2014.
- [34] A. Abramowski et al. Search for dark matter annihilation signatures in H.E.S.S. observations of Dwarf Spheroidal Galaxies. *Phys. Rev.*, D90 :112012, 2014.
- [35] John M Davies and Eugene S Cotton. Design of the quartermaster solar furnace. *Solar Energy*, 1(2-3) :16–22, 1957.
- [36] K Bernlöhrr, O Carrol, R Cornils, S Elfahem, P Espigat, S Gillessen, G Heinzelmann, G Hermann, Werner Hofmann, D Horns, et al. The optical system of the hess imaging atmospheric cherenkov telescopes. part i : layout and components of the system. *Astroparticle Physics*, 20(2) :111–128, 2003.
- [37] P. Hofverberg, R. Kankanyan, M. Panter, G. Hermann, W. Hofmann, C. Deil, F. A. Benkhali, and for the H. E. S. S. Collaboration. Commissioning and initial performance of the H.E.S.S. II drive system. *ArXiv e-prints*, July 2013.
- [38] R. Cornils et al. The optical system of the HESS imaging atmospheric Cherenkov telescopes, Part 2 : Mirror alignment and point spread function. *Astropart. Phys.*, 20 :129–143, 2003.
- [39] J. Bolmont et al. The camera of the fifth H.E.S.S. telescope. Part I : System description. *Nucl. Instrum. Meth.*, A761 :46–57, 2014.
- [40] Stefan Funk, G. Hermann, J. Hinton, D. Berge, K. Bernlöhrr, W. Hofmann, P. Nayman, F. Toussenel, and P. Vincent. The Trigger system of the H.E.S.S. Telescope array. *Astropart. Phys.*, 22 :285–296, 2004.
- [41] Anna Barnacka. *Detection techniques for the H.E.S.S. II telescope, data modeling of gravitational lensing and emission of blazars in HE-VHE astronomy*. PhD thesis, 2013.
- [42] Valentin Lefranc. *Search for dark matter, Galactic Center observation with H.E.S.S. and upgrade of the H.E.S.S. I camera*. Theses, Université Paris-Saclay, June 2016.
- [43] F. Aharonian et al. Calibration of cameras of the H.E.S.S. detector. *Astropart. Phys.*, 22 :109–125, 2004.
- [44] Mathieu De Naurois. Very high energy astronomy from hess to cta. opening of a new astronomical window on the non-thermal universe, 2012.

- [45] Loic ROLLAND. *Calibration of the cameras of the H.E.S.S. gamma-ray experiment and observations of the Galactic Centre above 100 GeV*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, May 2005. Membres du jury M. Jean-Eudes AUGUSTIN M. Michel CASSE rapporteur M. Werner HOFMANN M. Michael JOYCE president de these Mme Sylvie LEES-ROSIER Mme Tiina SUOMIJARVI rapporteur M. Jean-Paul TAVERNET.
- [46] R. Chalme-Calvet, M. de Naurois, J.-P. Tavernet, and for the H. E. S. S. Collaboration. Muon efficiency of the H.E.S.S. telescope. *ArXiv e-prints*, March 2014.
- [47] Mathieu de Naurois. Analysis methods for Atmospheric Cherenkov Telescopes. In *Towards a network of atmospheric Cherenkov detectors VII, Palaiseau, April 27-29, 2005*, pages 149–161, 2006.
- [48] Mathieu de Naurois and Loic Rolland. A high performance likelihood reconstruction of gamma-rays for Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes. *Astropart. Phys.*, 32 :231, 2009.
- [49] Markus Holler, Mathieu De Naurois, Dmitry Zaborov, Arnim Balzer, and Raphaël Chalmé-Calvet. Photon Reconstruction for H.E.S.S. Using a Semi-Analytical Model. *PoS, ICRC2015 :980*, 2016.
- [50] M. Lemoine-Goumard, B. Degrange, and M. Tluczykont. Selection and 3D-Reconstruction of Gamma-Ray-induced Air Showers with a Stereoscopic System of Atmospheric Cherenkov Telescopes. *Astropart. Phys.*, 25 :195–211, 2006.
- [51] S. Ohm, C. van Eldik, and K. Egberts. γ /hadron separation in very-high-energy γ -ray astronomy using a multivariate analysis method. *Astroparticle Physics*, 31 :383–391, June 2009.
- [52] Y. Becherini, A. Djannati-Ataï, V. Marandon, M. Punch, and S. Pita. A new analysis strategy for detection of faint γ -ray sources with Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes. *Astroparticle Physics*, 34 :858–870, July 2011.
- [53] R. D. Parsons and J. A. Hinton. A Monte Carlo Template based analysis for Air-Cherenkov Arrays. *Astropart. Phys.*, 56 :26–34, 2014.
- [54] V. P. Fomin, S. Fennell, R. C. Lamb, D. A. Lewis, M. Punch, and T. C. Weekes. New methods of atmospheric Cherenkov imaging for gamma-ray astronomy. II. The differential position method. *Astroparticle Physics*, 2 :151–159, May 1994.
- [55] David Berge, S. Funk, and J. Hinton. Background Modelling in Very-High-Energy gamma-ray Astronomy. *Astron. Astrophys.*, 466 :1219–1229, 2007.
- [56] T.-P. Li and Y.-Q. Ma. Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. *APJ*, 272 :317–324, September 1983.
- [57] Isabel Braun. *Improving the pointing precision of the H.E.S.S. experiment*. PhD thesis, Heidelberg U., 2007.

-
- [58] S. Gillessen. Arcsecond level pointing of the HESS telescopes. In *Proceedings, 28th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2003) : Tsukuba, Japan, July 31-August 7, 2003*, pages 2899–2902, 2003.
- [59] Denis Wouters. *Search for new light bosons in high energy astronomy*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI, June 2014.
- [60] J. Albert et al. Unfolding of differential energy spectra in the MAGIC experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A583 :494–506, 2007.
- [61] William Hadley Richardson. Bayesian-based iterative method of image restoration. *JOSA*, 62(1) :55–59, 1972.
- [62] Leon B Lucy. An iterative technique for the rectification of observed distributions. *The astronomical journal*, 79 :745, 1974.
- [63] Lawrence A Shepp and Yehuda Vardi. Maximum likelihood reconstruction for emission tomography. *IEEE transactions on medical imaging*, 1(2) :113–122, 1982.
- [64] Jurgen Knodlseder, Georg Weidenspointner, Pierre Jean, Roland Diehl, Andrew Strong, Hubert Halloin, Bertrand Cordier, Stephane Schanne, and Chris Winkler. Imaging the Gamma-Ray Sky with SPI aboard INTEGRAL. *ESA Spec. Publ.*, 622 :13, 2007.
- [65] A. Abramowski et al. Constraints on axionlike particles with H.E.S.S. from the irregularity of the PKS 2155-304 energy spectrum. *Phys. Rev.*, D88(10) :102003, 2013.
- [66] Wolfgang A. Rolke and Angel M. Lopez. Confidence intervals and upper bounds for small signals in the presence of background noise. *Nucl. Instrum. Meth.*, A458 :745–758, 2001.
- [67] Clive Tadhunter. An introduction to active galactic nuclei : Classification and unification. *New Astronomy Reviews*, 52(6) :227–239, 2008.
- [68] Robert Antonucci. Unified models for active galactic nuclei and quasars. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 31 :473–521, 1993.
- [69] C. Megan Urry and Paolo Padovani. Unified schemes for radio-loud active galactic nuclei. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 107 :803, 1995.
- [70] F. Aharonian. An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304. *Astrophys. J.*, 664 :L71–L78, 2007.
- [71] Mathieu De Naurois. *L'expérience CELESTE : Reconversion d'une centrale solaire pour l'astronomie gamma. Première observation de la Nébuleuse du Crabe et du Blazar Markarian 421 entre 30 et 300 GeV*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, May 2000. Michel BAUBILLIER : Président Hélène SOL : Rapporteur François LE DIBERDER : Rapporteur David SMITH Patrick FLEURY Marie Claude COUSINOU René ONG.
- [72] VL Ginzburg and SI Syrovatskii. Cosmic magnetobremstrahlung (synchrotron radiation). *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 3(1) :297–350, 1965.

- [73] DAVID L Band and JONATHAN E Grindlay. The synchrotron-self-compton process in spherical geometries. i-theoretical framework. *The Astrophysical Journal*, 298 :128–146, 1985.
- [74] Susumu Inoue and Fumio Takahara. Electron acceleration and gamma-ray emission from blazars. *The Astrophysical Journal*, 463 :555, 1996.
- [75] K Katarzyński, H Sol, and A Kus. The multifrequency emission of mrk 501-from radio to tev gamma-rays. *Astronomy & Astrophysics*, 367(3) :809–825, 2001.
- [76] Jonathan Biteau. *A window on stochastic processes and gamma-ray cosmology through spectral and temporal studies of AGN observed with H.E.S.S.* Theses, Ecole Polytechnique X, February 2013.
- [77] M. Cerruti, A. Zech, C. Boisson, and S. Inoue. A hadronic origin for ultra-high-frequency-peaked BL Lac objects. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 448 :910–927, 2015.
- [78] Arno A Penzias and Robert Woodrow Wilson. A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. *The Astrophysical Journal*, 142 :419–421, 1965.
- [79] M. Ted Ressel and Michael S. Turner. The Grand Unified Photon Spectrum : A Coherent View of the Diffuse Extragalactic Background Radiation. *Comments Astrophys.*, 14 :323, 1990. [Bull. Am. Astron. Soc.22,753(1990)].
- [80] Asantha Cooray. Extragalactic Background Light : Measurements and Applications. 2016.
- [81] Herve Dole. *The night is not dark : the extragalactic background light and the evolution of infrared galaxies.* Habilitation à diriger des recherches, Université Paris Sud - Paris XI, September 2010.
- [82] Markus Ackermann, M Ajello, A Albert, WB Atwood, L Baldini, J Ballet, G Barbiellini, D Bastieri, K Bechtol, R Bellazzini, et al. The spectrum of isotropic diffuse gamma-ray emission between 100 mev and 820 gev. *The Astrophysical Journal*, 799(1) :86, 2015.
- [83] E Churazov, R Sunyaev, M Revnivtsev, S Sazonov, S Molkov, S Grebenev, C Winkler, A Parmar, A Bazzano, M Falanga, et al. Integral observations of the cosmic x-ray background in the 5–100 kev range via occultation by the earth. *Astronomy & Astrophysics*, 467(2) :529–540, 2007.
- [84] Mikhail Revnivtsev, M Gilfanov, R Sunyaev, K Jahoda, and C Markwardt. The spectrum of the cosmic x-ray background observed by rtxe/pca. *Astronomy & Astrophysics*, 411(3) :329–334, 2003.
- [85] K Watanabe, MD Leising, GH Share, RL Kinzer, Mark L McConnell, and James M Ryan. The mev cosmic gamma-ray background measured with smm. In *AIP Conference Proceedings*, volume 510, pages 471–475. AIP, 2000.

-
- [86] FRANCESCO Paresce and ROBERT Stern. The diffuse extreme-ultraviolet background-constraints on hot coronal plasma. *The Astrophysical Journal*, 247 :89–96, 1981.
- [87] Eli Dwek and Frank Krennrich. The Extragalactic Background Light and the Gamma-ray Opacity of the Universe. *Astropart. Phys.*, 43 :112–133, 2013.
- [88] Jonathan Biteau and David A. Williams. The extragalactic background light, the Hubble constant, and anomalies : conclusions from 20 years of TeV gamma-ray observations. *Astrophys. J.*, 812(1) :60, 2015.
- [89] DJ Fixsen, ES Cheng, JM Gales, John C Mather, RA Shafer, and EL Wright. The cosmic microwave background spectrum from the full COBE* FIRAS data set. *The Astrophysical Journal*, 473(2) :576, 1996.
- [90] George F. Smoot. The CMB spectrum. In *Current topics in astrophysical physics. Proceedings, International School of Astrophysics *D. Chalonge*, 5th Course, Erice, Italy, September 7-15, 1996*, pages 407–440, 1997.
- [91] Kenneth Greisen. End to the cosmic-ray spectrum ? *Phys. Rev. Lett.*, 16 :748–750, Apr 1966.
- [92] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *JETP Lett.*, 4 :78–80, 1966. [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.4,114(1966)].
- [93] G. Breit and John A. Wheeler. Collision of Two Light Quanta. *Phys. Rev.*, 46 :1087–1091, 1934.
- [94] A. I. Nikishov. Absorption of high-energy photons in the Universe. *Sov.Phys.JETP*, 14 :393–394, 1962.
- [95] Robert J. Gould and Gerard P. Schreder. Pair Production in Photon-Photon Collisions. *Phys. Rev.*, 155 :1404–1407, 1967.
- [96] J-L Puget, A Abergel, J-P Bernard, F Boulanger, WB Burton, F-X Desert, and D Hartmann. Tentative detection of a cosmic far-infrared background with COBE. *Astronomy and Astrophysics*, 308 :L5, 1996.
- [97] M. G. Hauser et al. The COBE diffuse infrared background experiment search for the cosmic infrared background. 1. Limits and detections. *Astrophys. J.*, 508 :25, 1998.
- [98] Michael G. Hauser and Eli Dwek. The cosmic infrared background : measurements and implications. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 39 :249–307, 2001.
- [99] Jonathan P Gardner, Thomas M Brown, and Henry C Ferguson. Ultraviolet galaxy counts from space telescope imaging spectrograph observations of the Hubble deep fields. *The Astrophysical Journal Letters*, 542(2) :L79, 2000.
- [100] C Kevin Xu, Jose Donas, Stephane Arnouts, Ted K Wyder, Mark Seibert, Jorge Iglesias-Páramo, Jeremy Blaizot, Todd Small, Bruno Milliard, David Schiminovich, et al. Number counts of GALEX sources in far-ultraviolet (1530 Å) and near-ultraviolet (2310 Å) bands. *The Astrophysical Journal Letters*, 619(1) :L11, 2005.

- [101] T. Totani, Y. Yoshii, F. Iwamuro, T. Maihara, and K. Motohara. Near infrared faint galaxies in the subaru deep field : comparing the theory with observations for galaxy counts, colors, and size distributions to $k=24.5$. *Astrophys. J.*, 559 :592, 2001.
- [102] Rebecca A Bernstein. The optical extragalactic background light : revisions and further comments. *The Astrophysical Journal*, 666(2) :663, 2007.
- [103] K. Mattila. Observations of the extragalactic background light. In S. Bowyer and C. Leinert, editors, *The Galactic and Extragalactic Background Radiation*, volume 139 of *IAU Symposium*, pages 257–268, 1990.
- [104] Y. Matsuoka, N. Ienaka, K. Kawara, and S. Oyabu. Cosmic Optical Background : the View from Pioneer 10/11. *Astrophys. J.*, 736 :119, 2011.
- [105] R. R. Dube, W. C. Wickes, and D. T. Wilkinson. Upper limit on the extragalactic background light. *APJ*, 232 :333–340, September 1979.
- [106] LR Levenson, EL Wright, and BD Johnson. Dirbe minus 2mass : confirming the cirb in 40 new regions at 2.2 and 3.5 μm . *The Astrophysical Journal*, 666(1) :34, 2007.
- [107] Ryan C Keenan, Amy J Barger, Lennox L Cowie, and W-H Wang. The resolved near-infrared extragalactic background. *The Astrophysical Journal*, 723(1) :40, 2010.
- [108] MLN Ashby, SP Willner, GG Fazio, J-S Huang, R Arendt, P Barmby, G Barro, EF Bell, R Bouwens, A Cattaneo, et al. Seds : The spitzer extended deep survey. survey design, photometry, and deep irac source counts. *The Astrophysical Journal*, 769(1) :80, 2013.
- [109] Richard G Arendt and Eli Dwek. An empirical decomposition of near-infrared emission into galactic and extragalactic components. *The Astrophysical Journal*, 585(1) :305, 2003.
- [110] R Hopwood, S Serjeant, M Negrello, C Pearson, E Egami, M Im, J-P Kneib, J Ko, HM Lee, MG Lee, et al. Ultra deep akari observations of abell 2218 : resolving the 15 μm extragalactic background light. *The Astrophysical Journal Letters*, 716(1) :L45, 2010.
- [111] Harry I Teplitz, Ranga Chary, David Elbaz, Mark Dickinson, Carrie Bridge, James Colbert, Emeric Le Floc'h, David T Frayer, Justin H Howell, David C Koo, et al. Spitzer* infrared spectrometer** 16 μm observations of the goods fields. *The Astronomical Journal*, 141(1) :1, 2010.
- [112] Matthieu Béthermin, Hervé Dole, Alexandre Beelen, and Hervé Aussel. Spitzer deep and wide legacy mid-and far-infrared number counts and lower limits of cosmic infrared background. *Astronomy & Astrophysics*, 512 :A78, 2010.
- [113] Douglas P Finkbeiner, Marc Davis, and David J Schlegel. Detection of a far-infrared excess with dirbe at 60 and 100 microns. *The Astrophysical Journal*, 544(1) :81, 2000.

-
- [114] S Matsuura, M Shirahata, M Kawada, TT Takeuchi, D Burgarella, DL Clements, W-S Jeong, H Hanami, SA Khan, H Matsuhara, et al. Detection of the cosmic far-infrared background in akari deep field south. *The Astrophysical Journal*, 737(1) :2, 2011.
- [115] S Berta, B Magnelli, R Nordon, D Lutz, S Wuyts, B Altieri, P Andreani, H Aussel, H Castaneda, J Cepa, et al. Building the cosmic infrared background brick by brick with herschel/pep. *Astronomy & Astrophysics*, 532 :A49, 2011.
- [116] DJ Fixsen, E Dwek, John C Mather, CL Bennett, and RA Shafer. The spectrum of the extragalactic far-infrared background from the coBE* firas observations. *The Astrophysical Journal*, 508(1) :123, 1998.
- [117] M Béthermin, E Le Floch, O Ilbert, As Conley, G Lagache, A Amblard, V Arumugam, H Aussel, S Berta, J Bock, et al. Hermes : deep number counts at 250 μm , 350 μm and 500 μm in the cosmos and goods-n fields and the build-up of the cosmic infrared background. *Astronomy & Astrophysics*, 542 :A58, 2012.
- [118] Michael Zemcov, Andrew Blain, Mark Halpern, and Louis Levenson. Contribution of lensed scuba galaxies to the cosmic infrared background. *The Astrophysical Journal*, 721(1) :424, 2010.
- [119] Floyd W Stecker, MA Malkan, and STm Scully. Intergalactic photon spectra from the far-ir to the uv lyman limit for $0 < z < 6$ and the optical depth of the universe to high-energy gamma rays. *The Astrophysical Journal*, 648(2) :774, 2006.
- [120] Alberto Franceschini, Giulia Rodighiero, and Mattia Vaccari. The extragalactic optical-infrared background radiations, their time evolution and the cosmic photon-photon opacity. *Astron. Astrophys.*, 487 :837, 2008.
- [121] A. Dominguez et al. Extragalactic Background Light Inferred from AEGIS Galaxy SED-type Fractions. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 410 :2556, 2011.
- [122] T. M. Kneiske and H. Dole. A lower-limit flux for the extragalactic background light. *aap*, 515 :A19, June 2010.
- [123] R. C. Gilmore, R. S. Somerville, J. R. Primack, and A. Dominguez. Semi-analytic modeling of the EBL and consequences for extragalactic gamma-ray spectra. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 422 :3189, 2012.
- [124] Justin D. Finke, Soebur Razzaque, and Charles D. Dermer. Modeling the Extragalactic Background Light from Stars and Dust. *Astrophys. J.*, 712 :238–249, 2010.
- [125] F. W. Stecker, O. C. de Jager, and M. H. Salamon. TeV gamma rays from 3C 279 - A possible probe of origin and intergalactic infrared radiation fields. *Astrophys. J.*, 390 :L49, 1992.
- [126] P. A. R. Ade et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 594 :A13, 2016.
- [127] Adam G. Riess et al. A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant. *Astrophys. J.*, 826(1) :56, 2016.

- [128] G. G. Fazio and F. W. Stecker. Predicted high energy break in the isotropic gamma-ray spectrum : A Test of cosmological origin. *Nature*, 226 :135–136, 1970.
- [129] Luigi Costamante. Gamma-rays from Blazars and the Extragalactic Background Light. *Int. J. Mod. Phys.*, D22(13) :1330025, 2013.
- [130] MA Malkov and L O’C Drury. Nonlinear theory of diffusive acceleration of particles by shock waves. *Reports on Progress in Physics*, 64(4) :429, 2001.
- [131] F. Aharonian et al. A Low level of extragalactic background light as revealed by gamma-rays from blazars. *Nature*, 440 :1018–1021, 2006.
- [132] T. Matsumoto, S. Matsuura, H. Murakami, Masahiro Tanaka, M. Freund, M. Lim, M. Cohen, M. Kawada, and M. Noda. IRTS observation of the near-infrared extragalactic background light. *Astrophys. J.*, 626 :31–43, 2005.
- [133] A. Abramowski et al. Measurement of the extragalactic background light imprint on the spectra of the brightest blazars observed with H.E.S.S. *Astron. Astrophys.*, 550 :A4, 2013.
- [134] A. U. Abeysekara et al. Gamma-rays From the Quasar Pks 1441+25 : Story of an Escape. *Astrophys. J.*, 815(2) :L22, 2015.
- [135] M. L. Ahnen et al. MAGIC observations of the February 2014 flare of 1ES 1011+496 and ensuing constraint of the EBL density. *Astron. Astrophys.*, 590 :A24, 2016.
- [136] M. Ackermann et al. The Imprint of The Extragalactic Background Light in the Gamma-Ray Spectra of Blazars. *Science*, 338 :1190–1192, 2012.
- [137] M. R. Orr, F. Krennrich, and E. Dwek. Strong new constraints on the extragalactic background light in the near- to mid-infrared. *The Astrophysical Journal*, 733(2) :77, 2011.
- [138] Manuel Meyer, Martin Raue, Daniel Mazin, and Dieter Horns. Limits on the extragalactic background light in the Fermi era. *AIP Conf. Proc.*, 1505 :602–605, 2012.
- [139] Atreyee Sinha, Sunder Sahayanathan, Ranjeev Misra, Sagar Godambe, and B. S. Acharya. Estimation of the Extragalactic Background Light using TeV Observations of BL Lacs. *Astrophys. J.*, 795(1) :91, 2014.
- [140] M. A. Sanchez-Conde, D. Paneque, E. Bloom, F. Prada, and A. Dominguez. Hints of the existence of Axion-Like-Particles from the gamma-ray spectra of cosmological sources. *Phys. Rev.*, D79 :123511, 2009.
- [141] A. Abramowski et al. Constraints on axionlike particles with H.E.S.S. from the irregularity of the PKS 2155-304 energy spectrum. *Phys. Rev.*, D88(10) :102003, 2013.
- [142] F. W. Stecker and Sheldon L. Glashow. New tests of Lorentz invariance following from observations of the highest energy cosmic gamma-rays. *Astropart. Phys.*, 16 :97–99, 2001.

-
- [143] Uri Jacob and Tsvi Piran. Inspecting absorption in the spectra of extra-galactic gamma-ray sources for insight on Lorentz invariance violation. *Phys. Rev., D78* :124010, 2008.
- [144] Anna Barnacka, Markus Böttcher, and Iurii Sushch. How gravitational lensing helps γ -ray photons avoid $\gamma - \gamma$ absorption. *Astrophys. J.*, 790(2) :147, 2014.
- [145] F. A. Aharonian, P. S. Coppi, and H. J. Voelk. Very high energy gamma rays from active galactic nuclei : Cascading on the cosmic background radiation fields and the formation of pair halos. *apjl*, 423 :L5–L8, March 1994.
- [146] A. M. Taylor, I. Vovk, and A. Neronov. Extragalactic magnetic fields constraints from simultaneous GeV-TeV observations of blazars. *Astron. Astrophys.*, 529 :A144, 2011.
- [147] Michael Zemcov et al. On the Origin of Near-Infrared Extragalactic Background Light Anisotropy. *Science*, 346 :732, 2014.
- [148] A. Furniss, P. M. Sutter, J. R. Primack, and A. Domínguez. A Correlation Between Hard Gamma-ray Sources and Cosmic Voids Along the Line of Sight. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 446 :2267–2273, 2015.
- [149] Hassan Abdalla and Markus Böttcher. EBL Inhomogeneity and Hard-Spectrum Gamma-Ray Sources. *Astrophys. J.*, 835(2) :237, 2017.
- [150] M.-H. Ulrich, T. D. Kinman, C. R. Lynds, G. H. Rieke, and R. D. Ekers. Nonthermal continuum radiation in three elliptical galaxies. *APJ*, 198 :261–266, June 1975.
- [151] L.S. Mao. 2MASS observation of BL Lac objects II. 16 :503–529, December 2011.
- [152] M. Punch et al. Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421. *Nature*, 358 :477–478, 1992.
- [153] F. Aharonian et al. Observations of Mkn 421 in 2004 with H.E.S.S. at large zenith angles. *Astron. Astrophys.*, 437 :95, 2005.
- [154] Martin Tluczykont. H.E.S.S. Observations of strong flaring activity of Mrk421 in February 2010. *PoS, TEXAS2010* :197, 2010.
- [155] J. Quinn et al. Detection of gamma-rays with E \gtrsim 300-GeV from Markarian 501. *Astrophys. J.*, 456 :L83–L86, 1996.
- [156] R. Falomo, L. Maraschi, A. Treves, and E. G. Tanzi. The redshift of the BL Lacertae object PKS 2005-489. *apjl*, 318 :L39–L41, July 1987.
- [157] F. Acero. PKS 2005-489 at VHE : Four Years of Monitoring with HESS and Simultaneous Multi-wavelength Observations. *Astron. Astrophys.*, 511 :A52, 2010.
- [158] A. Abramowski et al. Simultaneous multi-wavelength campaign on PKS 2005-489 in a high state. *Astron. Astrophys.*, 533 :A110, 2011.
- [159] T. A. Rector, J. T. Stocke, E. S. Perlman, S. L. Morris, and I. M. Gioia. The properties of the x-ray-selected emss sample of bl lac objects. *Astron. J.*, 120 :1626–1647, 2000.

- [160] A. Abramowski et al. H.E.S.S and Fermi-LAT discovery of gamma rays from the blazar 1ES 1312-423. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 434 :1889, 2013.
- [161] R. Falomo, J. E. Pesce, and A. Treves. The environment of the BL Lacertae object PKS 2155-304. *APJ*, 411 :L63–L66, July 1993.
- [162] J. F. Schachter, J. T. Stocke, E. Perlman, M. Elvis, R. Remillard, A. Granados, J. Luu, J. P. Huchra, R. Humphreys, C. M. Urry, and J. Wallin. Ten new BL Lacertae objects discovered by an efficient X-ray /radio/optical technique. *APJ*, 412 :541–549, August 1993.
- [163] D. Heath Jones et al. The 6dF Galaxy Survey : Final Redshift Release (DR3) and Southern Large-Scale Structures. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 399 :683, 2009.
- [164] R. A. Remillard, I. R. Tuohy, R. J. V. Brissenden, D. A. H. Buckley, D. A. Schwartz, E. D. Feigelson, and S. Tapia. Two X-ray-selected BL Lacertae objects observed with the HEAO 1 scanning modulation collimator. *APJ*, 345 :140–147, October 1989.
- [165] Jong-Hak Woo, C. Megan Urry, Roeland P. van der Marel, Paulina Lira, and Jose Maza. Black hole masses and host galaxy evolution of radio-loud active galactic nuclei. *Astrophys. J.*, 631 :762–772, 2005.
- [166] A. Abramowski et al. Discovery of hard-spectrum gamma-ray emission from the BL Lac object 1ES 0414+009. *Astron. Astrophys.*, 538 :A103, 2012.
- [167] Daniel Mazin and Martin Raue. New limits on the density of the extragalactic background light in the optical to the far-infrared from the spectra of all known TeV blazars. *Astron. Astrophys.*, 471 :439–452, 2007.
- [168] Matthias Lorentz, Pierre Brun, and David Sanchez. Determination of the extragalactic background light spectral energy distribution with H.E.S.S. In *Proceedings, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015)*, 2015.
- [169] Nicholas Metropolis, Arianna W Rosenbluth, Marshall N Rosenbluth, Augusta H Teller, and Edward Teller. Equation of state calculations by fast computing machines. *The journal of chemical physics*, 21(6) :1087–1092, 1953.
- [170] W Keith Hastings. Monte carlo sampling methods using markov chains and their applications. *Biometrika*, 57(1) :97–109, 1970.
- [171] Samuel S Wilks. The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses. *The Annals of Mathematical Statistics*, 9(1) :60–62, 1938.
- [172] H. Abdalla et al. Measurement of the EBL spectral energy distribution using the VHE gamma-ray spectra of H.E.S.S. blazars. 2017.
- [173] D. Horns and M. Meyer. Indications for a pair-production anomaly from the propagation of VHE gamma-rays. *JCAP*, 1202 :033, 2012.
- [174] M. L. Ahnen et al. Very-high-energy gamma-rays from the Universe’s middle age : detection of the $z=0.940$ blazar PKS 1441+25 with MAGIC. *Astrophys. J.*, 815(2) :L23, 2015.

-
- [175] Kari Helgason and Alexander Kashlinsky. Reconstructing the γ -Ray Photon Optical Depth of the Universe to $z \sim 4$ from Multiwavelength Galaxy Survey Data. *Astrophys. J.*, 758 :L13, 2012.
- [176] Floyd W. Stecker, Sean T. Scully, and Matthew A. Malkan. An Empirical Determination of the Intergalactic Background Light from UV to FIR Wavelengths Using FIR Deep Galaxy Surveys and the Gamma-ray Opacity of the Universe. 2016.
- [177] Denis Wouters and Pierre Brun. Irregularity in gamma ray source spectra as a signature of axionlike particles. *Phys. Rev.*, D86 :043005, 2012.
- [178] Matthias Lorentz and Pierre Brun. Limits on Lorentz invariance violation at the Planck energy scale from H.E.S.S. spectral analysis of the blazar Mrk 501. In *6th Roma International Workshop on Astroparticle Physics (RICAP16) Roma, Italy, June 21-24, 2016*, 2016.
- [179] Ted Jacobson, Stefano Liberati, and David Mattingly. Astrophysical bounds on Planck suppressed Lorentz violation. *Lect. Notes Phys.*, 669 :101–130, 2005. [101(2004)].
- [180] Luis Gonzalez-Mestres. Vacuum structure, lorentz symmetry and superluminal particles. *arXiv preprint physics/9704017*, 1997.
- [181] G. Amelino-Camelia, John R. Ellis, N. E. Mavromatos, Dimitri V. Nanopoulos, and Subir Sarkar. Tests of quantum gravity from observations of gamma-ray bursts. *Nature*, 393 :763–765, 1998.
- [182] Sidney R. Coleman and Sheldon L. Glashow. High-energy tests of Lorentz invariance. *Phys. Rev.*, D59 :116008, 1999.
- [183] Giovanni Amelino-Camelia. Quantum-spacetime phenomenology. *Living Reviews in Relativity*, 16(1) :5, 2013.
- [184] Malcolm Fairbairn, Albin Nilsson, John Ellis, Jim Hinton, and Richard White. The CTA Sensitivity to Lorentz-Violating Effects on the Gamma-Ray Horizon. *JCAP*, 1406 :005, 2014.
- [185] F. Tavecchio and G. Bonnoli. On the detectability of Lorentz invariance violation through anomalies in the multi-TeV gamma-ray spectra of blazars. *Astron. Astrophys.*, 585 :A25, 2016.
- [186] Markus Ackermann, K Asano, WB Atwood, Magnus Axelsson, Luca Baldini, J Ballet, Guido Barbiellini, MG Baring, D Bastieri, K Bechtol, et al. Fermi observations of grb 090510 : a short-hard gamma-ray burst with an additional, hard power-law component from 10 keV to GeV energies. *The Astrophysical Journal*, 716(2) :1178, 2010.
- [187] J. Bolmont, V. Vasileiou, A. Jacholkowska, F. Piron, C. Couturier, J. Granot, F. W. Stecker, J. Cohen-Tanugi, and F. Longo. Lorentz invariance violation : The latest Fermi results and the GRB/ AGN complementarity. *Nucl. Instrum. Meth.*, A742 :165–168, 2014.

- [188] Haowei Xu and Bo-Qiang Ma. Light speed variation from gamma ray burst GRB 160509A. *Phys. Lett.*, B760 :602–604, 2016.
- [189] Jun-Jie Wei, Bin-Bin Zhang, Lang Shao, Xue-Feng Wu, and Peter Mészáros. A New Test of Lorentz Invariance Violation : the Spectral Lag Transition of GRB 160625B. *Astrophys. J.*, 834(2) :L13, 2017.
- [190] F. Aharonian et al. Limits on an Energy Dependence of the Speed of Light from a Flare of the Active Galaxy PKS 2155-304. *Phys. Rev. Lett.*, 101 :170402, 2008.
- [191] Giovanni Amelino-Camelia and Tsvi Piran. Planck scale deformation of Lorentz symmetry as a solution to the UHECR and the TeV gamma paradoxes. *Phys. Rev.*, D64 :036005, 2001.
- [192] T. Jacobson, Stefano Liberati, and D. Mattingly. A Strong astrophysical constraint on the violation of special relativity by quantum gravity. *Nature*, 424 :1019–1021, 2003.
- [193] BE Markaryan and VA Lipovetskii. Galaxies with ultraviolet continuum v. *Astrophysics*, 8(2) :89–99, 1972.
- [194] M. Moles, J. Masegosa, and A. del Olmo. Two elliptical galaxies with active nuclei - NGC 6212 and MKN 501. *AJ*, 94 :1143–1149, November 1987.
- [195] J. Quinn et al. The Flux variability of markarian 501 in very high-energy gamma-rays. *Astrophys. J.*, 518 :693, 1999.
- [196] F. Aharonian et al. Measurement of the flux, spectrum, and variability of TeV gamma-rays from Mkn-501 during a state of high activity. *Submitted to : Astron. Astrophys.*, 1997.
- [197] A. Djannati-Atai et al. Very high-energy gamma-ray spectral properties of Mrk 501 from cat Cherenkov telescope observations in 1997. *Astron. Astrophys.*, 350 :17–24, 1999.
- [198] F. Aharonian. The time averaged TeV energy spectrum of mkn 501 of the extraordinary 1997 outburst as measured with the stereoscopic Cherenkov telescope system of hegra. *Astron. Astrophys.*, 349 :11–28, 1999.
- [199] F. A. Aharonian, A. N. Timokhin, and A. V. Plyasheshnikov. On the origin of highest energy gamma-rays from Mkn 501. *Astron. Astrophys.*, 384 :834, 2002.
- [200] Martin Harwit, R. J. Protheroe, and P. L. Biermann. TeV Cherenkov events as Bose-Einstein gamma condensations. *Astrophys. J.*, 524 :L91, 1999.
- [201] F. A. Aharonian et al. Rejection of the hypothesis that Mkn-501 TeV photons are pure Bose-Einstein condensates. *Astrophys. J.*, 543 :L39–L42, 2000.
- [202] F. Aharonian. Reanalysis of the high energy cutoff of the 1997 mkn 501 TeV energy spectrum. *Astron. Astrophys.*, 366 :62, 2001.

-
- [203] D. Dorner et al. FACT - Monitoring Blazars at Very High Energies. In *5th International Fermi Symposium Nagoya, Japan, October 20-24, 2014*, 2015.
- [204] Roger Firpo. *Study of MAGIC telescope sensitivity for large zenith angle observations*. PhD thesis, Citeseer, 2006.
- [205] Gabriele Cologna, Nachiketa Chakraborty, Mahmoud Mohamed, Frank M. Rieger, Carlo Romoli, Andrew Taylor, Stefan Wagner, Alicja Wierzcholska, Agnieszka Jacholkowska, and Omar Kurtanidze. Spectral characteristics of Mrk 501 during the 2012 and 2014 flaring states. *PoS, ICRC2015* :761, 2016.
- [206] Grigory Rubtsov, Petr Satunin, and Sergey Sibiryakov. Constraints on violation of Lorentz invariance from atmospheric showers initiated by multi-TeV photons. 2016.
- [207] Sabine Hossenfelder (Ed.). *Experimental Search for Quantum Gravity*. Springer International Publishing, 2018.
- [208] F. Aharonian et al. Gamma-ray blazar spectra with H.E.S.S. II mono analysis : the case of PKS 2155-304 and PG 1553+113. *Astron. Astrophys.*, 600 :A89, 2017.
- [209] Y. H. Zhang, A. Celotti, A. Treves, L. Chiappetti, G. Ghisellini, L. Maraschi, E. Pian, G. Tagliaferri, F. Tavecchio, and C. M. Urry. Rapid x-ray variability of the bl lacertae object pks 2155-304. *Astrophys. J.*, 527 :719, 1999.
- [210] Matthias Lorentz, Pierre Brun, and Andrew Taylor. Probing extragalactic magnetic fields with the gamma-ray spectrum of PG 1553+113 : results and prospects. *En préparation*, 2017.
- [211] V. Berezhinsky and O. Kalashev. High energy electromagnetic cascades in extragalactic space : physics and features. *Phys. Rev.*, D94(2) :023007, 2016.
- [212] M Kachelriess, S Ostapchenko, and R Tomas. Elmag : A monte carlo simulation of electromagnetic cascades on the extragalactic background light and in magnetic fields. *Computer Physics Communications*, 183(4) :1036–1043, 2012.
- [213] Rainer Beck. Galactic and Extragalactic Magnetic Fields. *AIP Conf. Proc.*, 1085 :83–96, 2009.
- [214] J. Donnert, K. Dolag, H. Lesch, and E. Muller. Cluster Magnetic Fields from Galactic Outflows. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 392 :1008–1021, 2009.
- [215] Dario Grasso and Hector R. Rubinstein. Magnetic fields in the early universe. *Phys. Rept.*, 348 :163–266, 2001.
- [216] Andrew M Taylor, Felix A Aharonian, Werner Hofmann, and Frank M Rieger. Extragalactic background light and extragalactic magnetic fields. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1505, pages 116–127. AIP, 2012.
- [217] M Simard-Normandin and PP Kronberg. New large-scale magnetic features of the milky way. 1979.

- [218] John D. Barrow, Pedro G. Ferreira, and Joseph Silk. Constraints on a primordial magnetic field. *Phys. Rev. Lett.*, 78 :3610–3613, 1997.
- [219] RJ Gould and Y Rephaeli. The effective penetration distance of ultrahigh-energy electrons and photons traversing a cosmic blackbody photon gas. *The Astrophysical Journal*, 225 :318–324, 1978.
- [220] F. A. Aharonian, P. S. Coppi, and H. J. Volk. Very high-energy gamma-rays from AGN : Cascading on the cosmic background radiation fields and the formation of pair halos. *Astrophys. J.*, 423 :L5–L8, 1994.
- [221] A. Abramowski et al. Search for Extended gamma-ray Emission around AGN with H.E.S.S. and Fermi-LAT. *Astron. Astrophys.*, 562 :A145, 2014.
- [222] D. A. Prokhorov and A. Moraghan. A search for pair haloes around active galactic nuclei through a temporal analysis of Fermi-Large Area Telescope data. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 457(3) :2433–2444, 2016.
- [223] A Neronov and DV Semikoz. Sensitivity of γ -ray telescopes for detection of magnetic fields in the intergalactic medium. *Physical Review D*, 80(12) :123012, 2009.
- [224] T. Fitoussi, R. Belmont, J. Malzac, A. Marcowith, J. Cohen-Tanugi, and P. Jean. Physics of cosmological cascades and observable properties. 2017.
- [225] A Neronov, D Semikoz, M Kachelriess, S Ostapchenko, and Andrii Elyiv. Degree-scale gev “jets” from active and dead tev blazars. *The Astrophysical Journal Letters*, 719(2) :L130, 2010.
- [226] Andrii Neronov and Ievgen Vovk. Evidence for strong extragalactic magnetic fields from fermi observations of tev blazars. *Science*, 328(5974) :73–75, 2010.
- [227] Charles D Dermer, Massimo Cavadini, Soebur Razzaque, Justin D Finke, James Chiang, and Benoit Lott. Time delay of cascade radiation for tev blazars and the measurement of the intergalactic magnetic field. *The Astrophysical Journal Letters*, 733(2) :L21, 2011.
- [228] F. Aharonian et al. New constraints on the Mid-IR EBL from the HESS discovery of VHE gamma rays from 1ES 0229+200. *Astron. Astrophys.*, 475 :L9–L13, 2007.
- [229] Robi Banerjee and Karsten Jedamzik. The Evolution of cosmic magnetic fields : From the very early universe, to recombination, to the present. *Phys. Rev.*, D70 :123003, 2004.
- [230] Avery E Broderick, Philip Chang, and Christoph Pfrommer. The cosmological impact of luminous tev blazars. i. implications of plasma instabilities for the intergalactic magnetic field and extragalactic gamma-ray background. *The Astrophysical Journal*, 752(1) :22, 2012.
- [231] R Schlickeiser, D Ibscher, and M Supsar. Plasma effects on fast pair beams in cosmic voids. *The Astrophysical Journal*, 758(2) :102, 2012.

-
- [232] Andrey Saveliev, Carmelo Evoli, and Guenter Sigl. The Role of Plasma Instabilities in the Propagation of Gamma-Rays from Distant Blazars. 2013.
- [233] Lorenzo Sironi and Dimitrios Giannios. Relativistic pair beams from tev blazars : a source of reprocessed gev emission rather than intergalactic heating. *The Astrophysical Journal*, 787(1) :49, 2014.
- [234] F. Aharonian et al. Evidence for vhe gamma-ray emission from the distant bl lac pg 1553+113. *Astron. Astrophys.*, 448 :L19–L23, 2006.
- [235] AA Abdo, Markus Ackermann, Marco Ajello, WB Atwood, Magnus Axelsson, Luca Baldini, J Ballet, Guido Barbiellini, D Bastieri, K Bechtol, et al. Fermi observations of the very hard gamma-ray blazar pg 1553+ 113. *The Astrophysical Journal*, 708(2) :1310, 2009.
- [236] C. W. Danforth, B. A. Keeney, J. T. Stocke, J. M. Shull, and Y. Yao. Hubble/COS Observations of the Ly α Forest Toward the BL Lac Object 1ES 1553+113. *APJ*, 720 :976–986, September 2010.
- [237] A. Abramowski et al. The 2012 flare of PG 1553+113 seen with H.E.S.S. and Fermi-LAT. *Astrophys. J.*, 802(1) :65, 2015.
- [238] F. Aharonian et al. HESS Observations and VLT Spectroscopy of PG 1553+113. *Astron. Astrophys.*, 477 :481–489, 2008.
- [239] Jelena Aleksić, EA Alvarez, LA Antonelli, P Antoranz, M Asensio, M Backes, JA Barrio, D Bastieri, J Becerra González, W Bednarek, et al. Pg 1553+ 113 : five years of observations with magic. *The Astrophysical Journal*, 748(1) :46, 2012.
- [240] S. Archambault et al. Search for Magnetically Broadened Cascade Emission From Blazars with VERITAS. *Astrophys. J.*, 835(2) :288, 2017.
- [241] D. A. Sanchez and C. Deil. Enrico : a Python package to simplify Fermi-LAT analysis. *ArXiv e-prints*, July 2013.
- [242] M. Ackermann et al. Multiwavelength Evidence for Quasi-periodic Modulation in the Gamma-ray Blazar PG 1553+113. *Astrophys. J.*, 813(2) :L41, 2015.
- [243] Daniel Mazin, Martin Raue, Bagmeet Behera, Susumu Inoue, Yoshiyuki Inoue, Takeshi Nakamori, and Tomonori Totani. Potential of EBL and cosmology studies with the Cherenkov Telescope Array. *Astropart. Phys.*, 43 :241–251, 2013.
- [244] Manuel Meyer, Jan Conrad, and Hugh Dickinson. Sensitivity of the Cherenkov Telescope Array to the Detection of Intergalactic Magnetic Fields. *Astrophys. J.*, 827(2) :147, 2016.

Titre : Caractérisation de la transparence de l'univers aux rayons γ de très haute énergie avec H.E.S.S. et aspects associés en physique fondamentale et cosmologie

Mots-clés : Astronomie γ : H.E.S.S., Noyaux actifs de galaxies : blazars, Cosmologie, Invariance de Lorentz

Résumé : La propagation des rayons γ de très haute énergie ($E \gtrsim 100$ GeV) dans l'univers est affectée par les propriétés du milieu extragalactique. Ces photons à l'échelle du TeV, issus des processus d'accélération de particules dans les noyaux actifs de galaxies, peuvent en effet interagir avec des photons du fond optique et infrarouge qui baignent l'univers et produire des paires d'électrons et de positrons. Ce processus réduit la transparence de l'univers aux rayons γ de très haute énergie mais permet en revanche de sonder les propriétés du milieu extragalactique de façon unique. Dans cette thèse, les données prises par le réseau de télescopes à imagerie Tcherenkov atmosphérique H.E.S.S. sont analysées et utilisées afin de caractériser la transparence de l'univers aux rayons γ de très haute énergie. Une mesure indépendante de la distribution spectrale en énergie du fond cosmologique optique et infrarouge est réalisée à travers l'ajustement des modulations observées dans les spectres en énergie obtenus avec H.E.S.S. pour un échantillon de noyaux actifs de galaxies brillants dans

une gamme en redshift $0.03 < z < 0.28$. Les résultats obtenus sont compatibles avec les limites inférieures dérivées par comptages de galaxies et ne suggèrent pas d'anomalie de la transparence de l'univers aux rayons γ vis-à-vis des modèles actuels du fond de lumière extragalactique. Des processus de second ordre affectant la propagation des rayons γ de très haute énergie sont également explorés. Des limites sur une brisure de la symétrie de Lorentz à l'échelle de Planck sont obtenues à partir de l'analyse spectrale du noyau actif Mrk 501 observé dans un état de flux exceptionnel par H.E.S.S. en 2014, à grand angle zénithal. Enfin, des contraintes sur le champ magnétique extragalactique sont dérivées en considérant l'émission γ secondaire attendue à partir de simulations des cascades électromagnétiques initiées lors du processus d'absorption pour le noyau actif distant PG 1553+113 vu par H.E.S.S. et le télescope spatial *Fermi*. Cette thèse a également été l'occasion d'une participation aux développements de certains aspects de la calibration et de l'analyse des données de H.E.S.S.

Title : Characterization of the transparency of the universe to very-high-energy gamma rays with H.E.S.S. and related aspects in fundamental physics and cosmology

Keywords : γ -ray astronomy, Active galactic nuclei : blazars, Cosmology, Lorentz invariance violation

Abstract : The propagation of very high energy γ rays in the universe depends on the properties of the extragalactic medium. Such TeV-scale photons travelling cosmological distances are emitted through particle acceleration mechanisms in active galaxy nuclei and can interact with the low-energy photons of the extragalactic background light (EBL) to produce electron-positron pairs. This effect reduces the transparency of the universe to very high energy γ rays but it also provides a unique opportunity to probe the properties of the extragalactic medium. In this thesis, data taken with the H.E.S.S. array of Cherenkov telescopes are analyzed and used to characterize the transparency of the universe to very high energy γ rays. An independent measurement of the spectral energy distribution of the EBL with H.E.S.S. is presented. It is obtained by extracting the EBL absorption signal from the fit of spectral modulations in the high-quality spectra of a sample of bright blazars in the redshift range $0.03 < z < 0.28$. The intensity of the EBL obtained in different

spectral bands is presented together with the associated γ -ray horizon. The obtained results are consistent with lower limits derived from galaxy counts and do not suggest an anomaly of the transparency of the universe to γ rays with respect to current models of the extragalactic background light. Second-order processes affecting the propagation of very high energy γ rays in the universe are also considered : Limits on Lorentz invariance violation at Planck scale are obtained from the spectral analysis of the active galaxy nucleus Mrk 501 observed during a high-flux state by H.E.S.S. in 2014, at large zenith angle. Finally, constraints on the extragalactic magnetic field properties are derived by considering the secondary γ -ray emission expected from the simulation of electromagnetic cascades initiated by the EBL absorption process for the distant active galaxy nucleus PG 1553+113 seen by H.E.S.S. and the *Fermi* γ -ray space telescope. In this thesis some developments related to the calibration and analysis of H.E.S.S. data are also presented.

