



HAL
open science

Variabilité des blazars détectés par le télescope spatial Fermi-LAT Etude de 3C 454.3 et développement d'une méthode de génération de courbes de lumière optimisées.

L. Escande

► To cite this version:

L. Escande. Variabilité des blazars détectés par le télescope spatial Fermi-LAT Etude de 3C 454.3 et développement d'une méthode de génération de courbes de lumière optimisées.. Phénomènes cosmiques de haute energie [astro-ph.HE]. Université de Bordeaux1, 2012. Français. NNT: . tel-00778628

HAL Id: tel-00778628

<https://theses.hal.science/tel-00778628>

Submitted on 23 Jan 2013

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

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



THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par Lise Escande

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPECIALITÉ ASTROPHYSIQUE, PLASMAS ET CORPUSCULES

**Variabilité des blazars détectés par le télescope spatial *Fermi*-LAT
Etude de 3C 454.3 et développement d'une méthode de
génération de courbes de lumière optimisées.**

Soutenue le 19 Septembre 2012

Après avis de :

Mme C. Boisson	Astronome	Observatoire de Meudon	Rapporteurs
M. P. Jean	Professeur	IRAP, Université Toulouse III	

Devant la commission d'examen formée de :

M. B. Lott	Directeur de recherche	CENBG	Directeur de thèse Rapporteur Rapporteur Examineur Examineur Examineur
Mme C. Boisson	Astronome	Observatoire de Meudon	
M. P. Jean	Professeur	IRAP, Université Toulouse III	
M. P. Charlot	Directeur de Recherche	Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux	
M. F. Gobet	Professeur	CENBG, Université Bordeaux 1	
M. G. Tosti	Directeur de Recherche	INFN, Perugia	

À André,

À tous ceux qui me sont chers.

Remerciements

C'est au moment de faire le bilan de ces trois années de thèse que l'on se rend compte de la multitude de personnes impliquées dans une telle aventure. C'est le soutien de chacun d'entre vous qui a rendu possible cette expérience exceptionnelle tant sur le plan professionnel qu'humain. Ces trois années ont été uniques de par les nombreuses rencontres que j'ai eu la chance d'effectuer et par la preuve d'affection immense que m'ont apportée mes proches, famille, amis en supportant mes humeurs tantôt enjouées tantôt dépressives. Un grand merci à vous tous, vous qui m'avez apporté le soutien dont j'avais besoin dans cette période de ma vie où j'ai reçu plus que n'ai donné, vous dont je souhaiterais faire une liste exhaustive en sachant malgré tout que j'oublierai forcément certains d'entre vous.

Je souhaiterais remercier en tout premier lieu Ms. Bernard Hass et Philippe Moretto, directeurs du CENBG en début et fin de thèse respectivement, pour m'avoir accueillie au sein de leur laboratoire durant ces trois années.

Je souhaiterais également remercier Mme Catherine Boisson et Mrs Patrick Charlot, Franck Gobet, Pierre Jean et Gino Tosti pour m'avoir fait l'honneur de composer mon jury de thèse, avec un remerciement tout particulier à Catherine et Pierre pour avoir été les rapporteurs de cette thèse et avoir eu la patience de lire mon manuscrit en détail. Merci également à Gino pour avoir fait le déplacement depuis Perugia.

Je souhaite bien sûr adresser mes remerciements à mon directeur de thèse, Benoît Lott, pour m'avoir proposé ce sujet de thèse et avoir été grandement disponible durant ces trois années.

Si cette thèse est aujourd'hui rédigée noir sur blanc c'est également en grande partie grâce à vous, très cher "groupe galactique" qui par votre soutien et votre joie de vivre au quotidien m'a permis d'être là où j'en suis aujourd'hui. Chacun à votre manière vous avez fait de ces trois ans une expérience unique. Un grand merci à toi, David, pour ton humour, ton écoute, ton accompagnement durant ces trois années, pour ces discussions intarissables qui font de toi quelqu'un de passionnant. Je n'ai d'ailleurs pas oublié tes promesses de causette autour d'une Guinness ! Merci à vous Marianne, Thierry et Denis pour les nombreux moments passés à discuter avec vous, pour votre aide dans les moments les plus désespérés et pour tout le reste. Thierry, merci pour le chocolat salvateur, pour ton aide plus qu'appréciée dans la phase finale de rédaction, pour ces discussions politiques enflammées et pour m'avoir donné envie de suivre les aventures de Maurice et Patapon. Marianne, merci à toi, à vous, pour ces soirées réconfortantes et votre soutien tout au long de cette thèse. Denis, merci pour ton soutien discret mais ô combien apprécié, et grâce à toi je sais désormais que les chats aussi sont

capables de manger un yaourt à la petite cuillère !

Un grand merci aux doctorants et post-doctorants passés et actuels qui complètent de bien belle manière ce joli groupe astro. Lucas, Damien, bien que n'ayant passé que très peu de temps avec vous au labo j'ai vraiment apprécié faire votre connaissance et vous revoir aux réunions de collaboration. Marie-Hélène, merci pour tout, pour ces super moments passés avec toi et pour ton inébranlable gentillesse, même après avoir gâché ton goûter d'anniversaire "surprise" ! Merci à vous Xian, Romain, Jérémie et Matthew pour tout ce que vous m'avez apporté au quotidien : Xian tes fous rires soudain et parfois inexplicables, ta joie de vivre. Françou, Romain... je ne sais plus, tes petites blagounettes, tes post-its et ta prose chevaleresque ! Skwijy, surtout ne change pas ! Grâce à toi, le badminton acrobatique deviendra peut-être un jour une discipline olympique. Jérémie, tu es le dernier arrivé mais certainement celui qui a le plus de mérite puisque tu as eu la bravoure de partager mon bureau durant cette dernière année. Merci pour ta patience quand très souvent je te faisais répéter, ne comprenant pas ton accent "du Nord". Merci pour cette très bonne ambiance dans ce bureau 256, même si je dois avouer que tu as été un piètre compagnon de chasse à la mouche.

J'ai eu la chance de me voir confier une mission d'enseignement durant ces trois années, que j'ai en grande partie réalisée au sein de l'IUT Mesures Physiques de Gradignan. Cette expérience a été une vraie révélation et m'a beaucoup apporté. A ce titre, je tiens à remercier l'équipe enseignante formidable qui m'a entourée et épaulée dans cette mission et qui m'a fait entièrement confiance : Benjamin Gauffrès, Olivier Maillou, Luc Forest, Isabelle Baladié, Eric Lacoste, Catherine Bernou pour l'IUT et Baptiste Fabre et Pol Bégasse pour l'Université Bordeaux 1. Evidemment, merci à tous les étudiants dont j'ai eu la chance de croiser le chemin durant ces trois années et que j'aurai certainement du mal à oublier. La "visionette" restera longtemps gravée dans ma mémoire ! Merci à Martin et Brice pour la dédicace sur leur jolie 4L jaune ! J'espère avoir pu modestement faire passer un peu de ma passion pour les sciences, comme l'avait fait pour moi Mme Fabre et Mrs Barrié, Grand, Lucaroni et Daniau qui furent des profs d'exception me confortant dans l'idée de poursuivre des études scientifiques, et plus récemment Pierre Jean, Peter Von Ballmoos et bien d'autres... Après de nombreuses années, un grand merci à vous tous !

Merci à Franck Gobet et Michel Dobrijevic pour avoir suivi l'avancement de ma thèse durant ces trois années et m'avoir apporté le soutien nécessaire.

Merci à vous, Claire, Marie-Hélène et Sylvie pour ces excellents moments partagés autour d'un repas chaud.

Je souhaite adresser tous mes remerciements à la Collaboration Fermi-LAT dans son ensemble au sein de laquelle j'ai eu la chance de réaliser ma thèse. Ce fut une chance incroyable de travailler avec tous ces spécialistes de renom et, bien que simple doctorante, être considérée comme valable à leurs yeux. Je souhaiterais adresser un remerciement tout particulier à Chuck Dermer, Stefano Ciprini, Stefan Larson, Jeff Scargle, Steve Fegan, Greg Madejski, Lars Fuhrmann, avec qui j'ai eu l'honneur de travailler plus particulièrement. Un grand merci pour toutes ces belles rencontres : Véro, David, Sara, Justin, Luis, Teddy, Dario, Frank, Kirill... et tous les autres ! Marco, grazie mille pour ton accueil, ta gentillesse et tes supers pâtes bolognese !

Et les copains... ah, la vie serait bien triste sans les copains. Amanda, Audrey, Aurèle, Aurélie, Céline, Carole, Charles, Charlotte C., Charlotte D., Damien, Elodie, Eric, Estelle, Fabien, Fefe, Fouad, François, Gaël, Guillaume, Johnny, Julien, Justine, Lolo, Lucie, Maïté, Marie de B., Marie D., Marie-Anne, Marie-Sophie, Martin, Martine, Michaël, Mone, Nicolas C., Philippe, Raquel, Robin, Sarah, Serena, Sophie, Sylviane, Thomas, Tristan, Victor, Zalpha... merci à tous pour votre amitié sincère et ces moments inoubliables passés et j'en suis sûre à venir. Votre soutien a été très précieux durant ces trois années.

Une pensée émue pour vous Gégé, pour votre éternelle bonne humeur et votre joie de vivre, et merci à vous Cécile pour tout ce que vous avez toujours fait pour les personnes qui vous entourent.

Ma petite Marion, un immense merci pour ces 20 années passées à tes côtés. Par pudeur, je ne détaillerai pas ici les mille et une raisons qui font de toi l'amie la plus exceptionnelle qui soit et pour lesquelles je ne te remercierai jamais assez. Mais merci pour TOUT !

Une pensée tendre pour toi, dont l'amour, le soutien et tout ce qui fait de toi un être exceptionnel me comblent au quotidien et m'ont permis de tenir les derniers mois de cette aventure parfois difficile.

Un clin d'oeil à vous, R&R & Co pour m'avoir accompagnée dans mes différents voyages, toujours prêts à repartir pour de nouvelles aventures.

Merci à Janis Joplin, Les Yeux D'la Tête, Debout sur le zinc, la Varda, les Ogres de Barback et le chocolat pour m'avoir accompagnée dans les différentes étapes de cette thèse.

Pour terminer, merci à chacun d'entre vous, vous qui formez la famille la plus exceptionnelle dont on puisse rêver. A commencer par mes grands-parents, pour la formidable entente que vous avez su créer au sein de notre famille et les valeurs humaines que vous avez toujours défendues. Merci à Jean-Louis, Christine, Baptiste, Cécile, Laurent, Barbara, Nico, Ju, Auré, Bastien, Maëllou, Yaël et Yvan pour compléter à merveille cette petite tribu, avec une immense pensée pour toi Catherine. Merci à vous, Tati Titi, Tonton Charles, Simplicie, pour vos encouragements et votre amour. Mais le plus grand des remerciements va à vous, Papa, Maman, Aude, pour m'avoir toujours pleinement soutenue dans mes choix et mes envies depuis toute petite et m'avoir donné la force d'arriver au bout de ce projet. Merci pour ce super pot de thèse que vous avez préparé avec tant d'amour et de savoir-faire. Merci aussi pour tout le reste, ce reste si important et pourtant si difficile à définir.

André, tu es parti bien trop tôt mais tu resteras à jamais dans notre coeur. Merci infiniment pour ton soutien durant mes années de fac, tes conseils toujours très précieux et ton caractère si agréable. Pour tout cela et bien plus encore, je te dédie ce manuscrit.

Table des matières

Couverture	1
Remerciements	5
Table des matières	9
Introduction	15
L’astronomie gamma	21
I Instrumentation de l’astronomie gamma	23
1 Instruments de l’astronomie gamma de haute énergie	23
2 L’astronomie gamma de très haute énergie et les détecteurs Čerenkov	25
2.1 L’astronomie gamma de très haute énergie	25
2.2 Détecteurs Čerenkov	27
II L’instrument <i>Fermi-LAT</i>	29
1 La mission Fermi	29
2 Caractéristiques du télescope Fermi-LAT	31
2.1 Principe de fonctionnement	32
2.2 Physique des cascades électromagnétiques	33
2.3 Trajectographe	34
2.4 Calorimètre	36
2.5 Bouclier d’anticoïncidence	37
2.6 Reconstruction des événements	38
3 Performances du LAT	39
3.1 Les différentes classes d’événements	39
3.2 Les fonctions de réponse de l’instrument	40
3.3 Les modèles de fonds	44
3.4 Sensibilité	47

III Outils d'analyse des données du <i>Fermi-LAT</i>	49
1 Analyse standard	50
1.1 Vraisemblance	50
1.2 Test Statistic (TS)/Significativité	52
1.3 Sélection des photons	52
1.4 Création du modèle	52
1.5 Les différents types de spectres	53
1.6 Calcul du temps de vie	54
1.7 Calcul de l'exposition	54
1.8 Calcul de la réponse diffuse	55
1.9 Ajustement de la vraisemblance et déduction des paramètres de la source	55
2 Analyses temporelles	56
2.1 Courbes de lumière	56
2.2 Energie de décorrélation	56
3 Analyses spectrales	60
3.1 Détermination de l'énergie de coupure d'un spectre par ajustement du profil de vraisemblance	60
3.2 Analyses en bandes d'énergie	60
4 Simulations Monte-Carlo	61
5 Activité <i>Flare Advocate</i> : surveillance du ciel en temps réel	62
IV Les sources astrophysiques de rayons gamma	65
1 Les sources galactiques	66
1.1 Pulsars	67
1.2 Nébuleuses à vent de pulsars	69
1.3 Restes de supernovae	69
1.4 Systèmes binaires	70
1.5 Amas globulaires	71
1.6 Bulles de Fermi	72
1.7 Système solaire	73
1.8 Flashes terrestres	75
2 Les sources extragalactiques	77
2.1 Noyaux Actifs de Galaxie	77
2.2 Galaxies à flambée d'étoiles	77
2.3 Sursauts gamma	77
3 Emissions diffuses	78
3.1 Emission diffuse galactique	79
3.2 Emission diffuse extragalactique	79
4 Matière noire	81
Les Noyaux Actifs de Galaxies	83
V Introduction aux Noyaux Actifs de Galaxies	85
1 Historique	85

2	Introduction	86
3	Classification des AGN	88
3.1	AGN silencieux en radio	88
3.2	AGN émetteurs en radio	89
4	Modèle unifié des AGN	93
5	La séquence des blazars établie avec EGRET	95
VI La physique des Noyaux Actifs de Galaxies		99
1	La physique des trous noirs	100
1.1	Introduction	100
1.2	Accrétion par un trou noir	101
1.3	Le disque d'accrétion	104
2	Interaction trou noir/jet	105
2.1	Extraction de l'énergie : les différentes sources possibles	106
3	Accélération de particules	107
3.1	Introduction	107
3.2	Accélération de Fermi	108
4	La Relativité restreinte à l'oeuvre dans les blazars	114
4.1	Introduction	114
4.2	Facteur Doppler	114
4.3	Mouvement superluminique	114
4.4	Amplification Doppler et conséquences observationnelles	117
5	Processus radiatifs au sein des AGN	118
5.1	Rayonnement Synchrotron	119
5.2	Diffusion Compton	119
5.3	Décroissance de pions neutres	123
6	Processus d'atténuation des photons : création de paires e^-e^+	124
7	Modèles d'émission non thermique au sein des AGN	126
7.1	Modèles SSC et EC	126
7.2	Modèles hadroniques	128
8	Etude des blazars à partir des données astrophysiques	129
8.1	Taille de la zone d'émission	129
8.2	Distance de la zone d'émission au trou noir central	130
8.3	Compacité	130
8.4	Contraintes sur le facteur Doppler	131
9	Propriétés générales des AGN avec le <i>Fermi</i> -LAT	132
9.1	Populations	133
9.2	Fréquence du pic synchrotron	135
9.3	Flux et indice spectral	136
9.4	Cassure spectrale	137
9.5	Variabilité spectrale	137
9.6	Variabilité temporelle	137
9.7	Cycle utile	139
9.8	Distance	139
9.9	Luminosité gamma	139

9.10	Connection GeV-TeV	140
Etude des Noyaux Actifs de Galaxies avec le <i>Fermi</i>-LAT		143
VII Etude du quasar 3C 454.3		145
1	Historique	146
2	Motivations	153
3	Observations et analyse des données du LAT	154
4	Analyse temporelle	155
4.1	Effets liés à des temps d'intégration faibles	155
4.2	Courbe de lumière globale	156
4.3	Etude détaillée des différents événements	156
4.4	Variation temporelle durant le ToO	161
4.5	Fonction de structure (SF), Densité Spectrale de Puissance (PDS) et décomposition en ondelettes de Morlet	161
4.6	Comportement à haute énergie	165
5	Analyse spectrale	166
5.1	Corrélation flux/indice spectral	167
5.2	Distribution Spectrale en Energie (SED)	172
5.3	Evolution de l'énergie de coupure	175
5.4	Photon le plus énergétique	176
6	Interprétation physique des observations : caractérisation de la zone d'émission	177
7	Conclusions	185
VIII Mise au point d'une nouvelle méthode de génération de courbes de lumière		187
1	Introduction	187
2	Description de la Méthode à Echantillonnage Adaptatif (MEA)	189
2.1	Détermination des intervalles temporels	190
2.2	Génération d'une courbe de lumière avec la MEA	192
2.3	Résultats	193
2.4	Options proposées	197
3	Simulations et caractérisation de la MEA	199
3.1	Courbes de lumière de sources variables	200
3.2	Biais et limitations explorés à l'aide de sources constantes	201
3.3	Impact du choix du critère sur la courbe de lumière	204
3.4	Analyse de haut niveau avec les sources variables : cycles utiles	204
4	MEA versus Blocs Bayésiens	217
5	Application de la MEA aux données réelles	219
5.1	Paramètres de l'analyse	219
5.2	Courbes de lumière	219
5.3	Significativité des variations observées	219
5.4	Distributions en flux	220
6	Limitations de la MEA	227
6.1	Confusion	227

6.2	Absence de processus correctif à posteriori	228
7	Pass 7 : quels impacts sur la MEA ?	228
7.1	Courbes de lumière	228
7.2	Confusion	229
7.3	Performances de la MEA : Pass 6 versus Pass 7	229
8	Conclusions et perspectives	229
Conclusions		235
Annexes		239
A Formalisme associé à la MEA		241
1	Formalisme	241
1.1	Significativité	241
1.2	Incertitude relative en flux	242
1.3	Energie de décorrélation	243
B Communiqué de presse de la NASA du 8 Décembre 2009		245
C Fonction de structure		247
D Décomposition en ondelettes de Morlet		249
Références		251
Bibliographie		253
Acronymes et abréviations		263
Résumé - Abstract		265

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

L'astronomie gamma de haute énergie a connu des avancées considérables à partir de la fin des années 60, avec les satellites OSO-3, SAS-2, COS-B ou bien plus récemment EGRET et AGILE. Son apogée a été atteint avec le lancement du satellite Fermi, anciennement GLAST (*Gamma-ray Large Area Space Telescope*), le 11 juin 2008 embarquant à son bord deux instruments dont le *Large Area Telescope* (LAT). Le lancement du LAT promettait un enrichissement considérable du nombre de sources détectées dans le domaine d'énergie 20 MeV-300 GeV, grâce à des performances sans précédent en terme de sensibilité, résolution angulaire et couverture du ciel (Atwood et al., 2009). Après quatre années d'observation, le LAT a multiplié par 6 le nombre de sources connues émettrices de rayons gamma de haute énergie. Il a de plus multiplié par 10 le nombre de Noyaux Actifs de Galaxie détectés dans le domaine du GeV, avec 1120 objets dans le catalogue issu des 24 premiers mois d'observation du LAT (Ackermann et al., 2011), faisant des AGN la population de sources la plus grande dans ce domaine d'énergie. Les rayons gamma observés dans les AGN proviennent de processus énergétiques faisant intervenir des particules chargées de très haute énergie. Ces particules sont confinées dans un jet de plasma magnétisé qui prend sa source dans une région proche du trou noir supermassif habitant la zone centrale de la galaxie hôte. Ce jet s'éloigne à des vitesses aussi élevées que $0.9999c$, formant dans de nombreux cas des lobes radio sur des échelles du kiloparsec voire du mégaparsec.

Les AGN dont le jet fait un angle faible avec la ligne de visée sont appelés blazars. La combinaison de cette très faible inclinaison du jet par rapport à la ligne de visée et de vitesses d'éjection relativistes donne lieu à des effets relativistes : mouvements superluminiques, amplification de la luminosité et modification des échelles de temps. Les blazars sont caractérisés par une extrême variabilité à toutes les longueurs d'onde, sur des échelles de temps allant de quelques minutes à plusieurs mois. Leur émission s'étend sur la quasi-totalité du spectre électromagnétique et se divise en deux composantes. La première, s'étendant du domaine radio jusqu'aux UV et atteignant parfois le domaine des rayons X, est attribuée à l'émission synchrotron des électrons relativistes présents dans le jet. L'origine de la composante à haute énergie, couvrant le domaine des rayons X et gamma, est encore débattue. Elle peut, dans le cadre d'un scénario dit leptonique, provenir de la diffusion Compton inverse de ces mêmes électrons relativistes responsables de l'émission synchrotron à plus basse énergie sur un champ de photons cibles de plus basse énergie. Un scénario hadronique invoque, pour expliquer l'émission observée à haute énergie, soit une émission synchrotron de protons, soit une production de photons gamma par désintégration de pions neutres eux-mêmes produits par interaction proton-proton ou photoproduction.

Avant le lancement de Fermi, une couverture incomplète du ciel gamma ne permettait pas de contraindre les modèles d'émission de façon satisfaisante. Depuis son lancement et grâce à une couverture continue prolongée du ciel gamma, Fermi permet d'asseoir et d'étendre les connaissances acquises sur ces objets grâce notamment à des études de variabilité sans précédent. Ce sont justement ces études de variabilité qui occuperont une grande place dans cette thèse, par le biais de deux grands axes : l'un observationnel, l'autre méthodologique.

Situé à un redshift de 0.859, le blazar 3C 454.3 est l'une des sources radio extragalactiques les plus brillantes connues à ce jour. Observée pour la première fois en 1992 par EGRET (Hartman et al., 1992), son émission gamma est extrêmement variable. Détecté par le LAT dans une phase très active dès sa phase de mise en service, 3C 454.3 montra des variations de flux très rapides durant la période

Août-Septembre 2008. A partir des plus faibles échelles de temps de variabilité observées, il fut possible de caractériser la zone d'émission. Une limite inférieure sur le facteur Doppler put par exemple être dérivée des données. Alors qu'un spectre en loi de puissance était attendu, 3C 454.3 montra une coupure spectrale à une énergie de l'ordre de 2 GeV, avec un changement de spectre différent de celui attendu pour une coupure liée au refroidissement typique engendré par des pertes radiatives. Ceci constitua la première observation directe, au-delà de 100 MeV, d'une coupure dans le spectre d'un blazar très lumineux. Cette signature est désormais observée de manière quasi-systématique dans le spectre de nombreux blazars. Bien qu'une cassure dans la distribution des électrons fut alors avancée pour expliquer les observations, la nature exacte de cette cassure observée dans le spectre gamma de 3C 454.3 demeura incertaine. Cette observation inattendue souleva alors de nombreuses questions concernant la position de cette cassure et son évolution avec le temps et les différents états de flux de la source. Etudier 3C 454.3 durant ses phases particulièrement actives nous permet d'apporter des réponses à ces questions. C'est ce qui est réalisé dans cette thèse avec l'étude des variations spectrales et temporelles de 3C 454.3 durant trois éruptions majeures, entre Novembre 2009 et Décembre 2010.

L'étude de la variabilité des blazars se heurte au choix du pas d'échantillonnage lors de la génération des courbes de lumière. En effet, lors d'éruptions particulièrement intenses, le flux de certains blazars peut varier sur deux ordres de grandeur. Il est donc impossible de trouver un pas d'échantillonnage régulier qui soit à la fois adapté à révéler l'information contenue dans les périodes de faibles flux et celle contenue dans les périodes de forts flux. Moyenner le flux sur un long intervalle conduit à un lissage de la courbe de lumière et à une perte d'information liée aux variations rapides durant les périodes de forts flux. Au contraire, l'utilisation d'intervalles temporels courts conduit à l'obtention de limites supérieures durant les périodes de faible activité. Un échantillonnage adaptatif constitue la solution adéquate pour palier la perte d'information inhérente à l'utilisation d'un pas d'échantillonnage régulier. Triviale à d'autres longueurs d'onde, cette méthode n'avait pour le moment jamais été envisagée avec les données du LAT du fait de la relative complexité de l'analyse de celles-ci. Dans ce contexte, un objectif important de ma thèse a été de mettre au point cette méthode de génération de courbes de lumière pour les données du LAT.

Ce manuscrit s'articule autour de trois grandes parties. La première constitue une introduction à l'astronomie gamma au cours de laquelle l'instrumentation utilisée dans ce domaine d'énergie sera présentée, avec un accent particulier mis sur le télescope *Fermi*-LAT. Les différents outils d'analyse des données du LAT utilisés dans cette thèse seront également présentés après quoi un panorama des différentes sources émettrices de rayons gamma sera dressé. Dans une deuxième partie, les AGN seront abordés en détails à travers la physique des trous noirs, des disques d'accrétion, leur interaction avec le jet et plus largement les différents processus radiatifs au sein des AGN. Une présentation des différents modèles d'émission sera réalisée ainsi que des différents paramètres potentiellement contraints à l'aide des données du LAT. Cette section se clôturera par une présentation des propriétés générales des AGN avec le LAT. Enfin, le fruit de ce travail de thèse sera présenté dans une troisième et dernière partie au travers de deux sections. La première présentera les résultats de l'étude menée sur 3C 454.3 et les connaissances acquises sur cet objet. La nouvelle méthode de génération de courbes de lumière développée au cours de cette thèse sera présentée dans une seconde section.

Publications (auteur de contact)

- M. Ackermann, *et al.* (Fermi-LAT Collaboration), *Fermi Gamma-ray Space Telescope Observations of Gamma-ray Outbursts from 3C 454.3 in 2009 December and 2010 April*, ApJ 721, 1383 (2010)
Auteurs de contact : C. D. Dermer, L. Escande, B. Lott, Y. Tanaka
- A. A. Abdo, *et al.* (Fermi-LAT Collaboration), *Fermi Gamma-ray Space Telescope Observations of the Gamma-ray Outburst from 3C454.3 in November 2010*, ApJ 733, 26 (2011)
Auteurs de contact : C. D. Dermer, L. Escande, B. Lott
- B. Lott, L. Escande, S. Larsson, J. Ballet, *An adaptive-binning method for generating constant-uncertainty/constant-significance light curves with Fermi-LAT data*, soumis à Astronomy & Astrophysics (2012)

Autres publications

- A. Abdo et al (Fermi-LAT Collaboration), *The First Catalog of Active Galactic Nuclei Detected by the Fermi Large Area Telescope*, ApJ 715, 429-457 (2010)
- A. Abdo et al (Fermi-LAT Collaboration), *The First Fermi Multifrequency Campaign on BL Lactertae : Characterizing the Low-activity State of the Eponymous Blazar*, ApJ 730, 101 (2011)
- Y. Tanaka, L. Stawarz, . . . , L. Escande, *Fermi Large Area Telescope Detection of Bright Gamma-Ray Outbursts from the Peculiar Quasar 4C +21.35*, ApJ 733, 19 (2011)
- N. I. Palma, M. Böttcher, . . . , L. Escande, *Multiwavelength Observations of the Gamma-Ray Blazar PKS 0528+134 in Quiescence*, ApJ 735, 60 (2011)
- A. Abdo et al (Fermi-LAT Collaboration), *Fermi Large Area Telescope Observations of Markarian 421 : The Missing Piece of its Spectral Energy Distribution*, ApJ 736, 131 (2011)
- A. Abramowski et al. (H.E.S.S. and Fermi-LAT Collaborations), *Simultaneous multi-wavelength campaign on PKS 2005-489 in a high state*, AAP 533, A110 (2011)
- M. Ackermann et al (Fermi-LAT Collaboration), *The Radio/Gamma-Ray Connection in Active Galactic Nuclei in the Era of the Fermi Large Area Telescope*, ApJ 741, 30 (2011)
- M. Ackermann et al (Fermi-LAT Collaboration), *The Second Catalog of Active Galactic Nuclei Detected by the Fermi Large Area Telescope*, ApJ 743, 171 (2011)
- P. Nolan et al (Fermi-LAT Collaboration), *Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog*, ApJ 199, 31 (2012)

Proceedings

- L. Escande, B. Lott, C. D. Dermer, Y. Tanaka, *Fermi observations of gamma-ray outbursts from 3C 454.3 in December 2009 and April 2010*, *Il Nuovo Cimento*, C 34 03 (2011)

Astronomer's Telegrams

- L. Hays, L. Escande, *Fermi LAT observation of ongoing GeV activity from spectrally hard blazar GB6 B1310+4844 (GB1 1310+487)*, *The Astronomer's Telegram*, 2316 (2009)
- L. Escande, Y. Tanaka, *Fermi LAT detection of an extraordinary GeV outburst from 3C 454.3*, *The Astronomer's Telegram*, 2328 (2009)
- L. Escande, D. Gasparri, *Fermi LAT detection of a GeV flare from PKS 0244-47*, *The Astronomer's Telegram*, 2440 (2010)
- D. Sanchez, L. Escande, *Fermi LAT detection of a rapid and extraordinary GeV outburst from 3C 454.3*, *The Astronomer's Telegram*, 3041 (2010)
- L. Escande, F. K. Schinzel, *Fermi LAT detection of increasing gamma-ray activity of blazar OJ 287*, *The Astronomer's Telegram*, 3680 (2011)
- F. Hungwe, M. Dutka, R. Ojha, L. Escande, F. K. Schinzel, *Sustained and increasing gamma-ray activity of the blazar PKS 0454-234*, *The Astronomer's Telegram*, 3703 (2011)

PARTIE I

L'ASTRONOMIE GAMMA

Instrumentation de l'astronomie gamma

Sommaire

1	Instruments de l'astronomie gamma de haute énergie	23
2	L'astronomie gamma de très haute énergie et les détecteurs Čerenkov	25
2.1	L'astronomie gamma de très haute énergie	25
2.2	Détecteurs Čerenkov	27

L'ASTRONOMIE gamma consiste en l'étude des objets astrophysiques à des énergies supérieures à ≈ 10 MeV. Il est cependant coutume de diviser cette gamme d'énergie en deux bandes : 10 MeV-100 GeV et > 100 GeV, correspondant respectivement à l'astronomie gamma de haute et très haute énergie. A ces énergies, le ciel n'est peuplé que de sources non thermiques, dont l'observation donne un accès direct aux sites, galactiques et extragalactiques, d'accélération et d'interaction de particules relativistes. L'atmosphère terrestre étant opaque aux photons gamma, l'observation à haute énergie de ces derniers nécessite l'envoi de satellites dans l'espace, limitant ainsi la taille et la masse des détecteurs. Plusieurs satellites ont été construits dans le but d'observer le ciel dans le domaine des rayons gamma de haute énergie, les deux plus récents étant la mission AGILE, lancée en Avril 2007 par l'Agence Spatiale Italienne et le satellite Fermi, mis en orbite par la NASA en Juin 2008. L'histoire de l'astronomie gamma de haute énergie sera détaillée dans une première partie. Les photons d'énergie supérieure à 100 GeV ont eux l'avantage de produire un signal détectable depuis le sol, permettant alors la construction de détecteurs aux dimensions plus larges. L'astronomie de très haute énergie, accessible grâce aux télescopes à effet Čerenkov, sera l'objet d'une seconde partie.

1 Instruments de l'astronomie gamma de haute énergie

L'astronomie gamma de haute énergie connut des avancées considérables à partir de la fin des années 60, atteignant son apogée avec le lancement du satellite Fermi. Préalablement au lancement de Fermi, les détecteurs ayant eu un impact significatif sur l'avancée des recherches dans le domaine de l'astronomie gamma des hautes énergies sont les suivants :

- **1967-1968 : OSO-3** (*Third Orbiting Solar Observatory*) embarquait à son bord un compteur Čerenkov sensible aux rayons gamma d'énergie > 50 MeV. 621 rayons gamma furent détectés dans cette bande en énergie (Kraushaar et al., 1972), avec une distribution fortement anisotrope montrant

une concentration le long du plan galactique et une région de forte intensité autour du centre galactique.

- **1972-1973 : SAS-2** (*Small Astronomy Satellite-2*), chambre à étincelles sensible aux rayons gamma d'énergie entre ≈ 30 MeV et 200 MeV. Cet instrument permit la détection de $\approx 8\,000$ rayons gamma et conduisit à la première identification du pulsar du Crabe et du reste de supernova Vela X dans le domaine gamma (Fichtel et al., 1975). Une asymétrie nord-sud dans l'émission gamma du plan galactique fut également mise en évidence et attribuée aux étoiles massives présentes dans la ceinture de Gould. La première détection de l'émission gamma isotrope, en loi de puissance d'indice $2.7^{+0.4}_{-0.3}$, fut réalisée grâce aux données de SAS-2 et reportée dans Fichtel et al. (1973).

- **1975-1982 : COS-B** (*COsmic ray Satellite (option B)*), chambre à étincelles sensible aux énergies comprises entre 20 MeV et 5 GeV. Durant ses 7 ans de fonctionnement, il détecta $\sim 200\,000$ rayons gamma. La Collaboration COS-B Caravane annonça la découverte de 25 sources, la plupart située dans le plan galactique, comprenant également la première source extragalactique de rayons gamma d'énergie $\gtrsim 100$ MeV : 3C 273 (Hermsen et al., 1981). En 1982, Mayer-Hasselwander et al. (1982) mirent à la disposition de la communauté scientifique, grâce aux données de COS-B, la première carte complète de l'émission gamma de la Voie Lactée (voir Figure I.1), basée sur près de 100 000 photons détectés (contre 8 000 pour SAS-2).

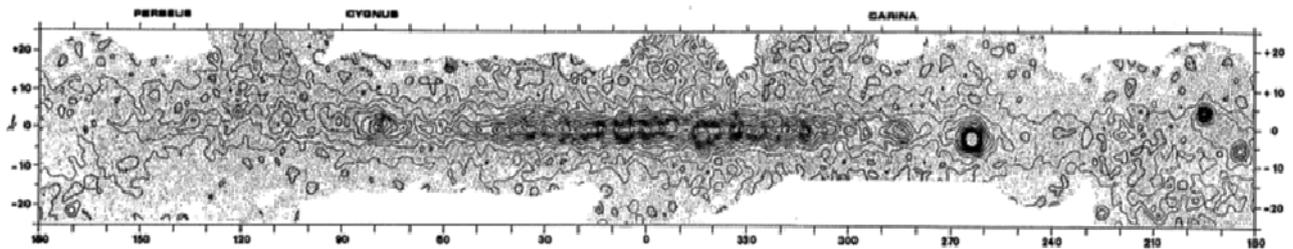


FIG. I.1 – Première carte complète de l'émission gamma de la Voie Lactée, basée sur près de 100 000 photons détectés par le satellite COS-B. Résolution angulaire de près d'un degré. *Crédit : Mayer-Hasselwander et al. (1982).*

- **1991-2000 : EGRET** (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*) à bord du CGRO (*Compton Gamma Ray Observatory*), chambre à étincelles de surface efficace $\gtrsim 1200$ cm² entre 200 MeV et 1 GeV, très bon rejet du bruit de fond (Thompson et al., 1993). Durant ses neuf années d'observation, il collecta plus de 2×10^6 photons gamma et permit de découvrir que les blazars et les sursauts gamma étaient des sources lumineuses en rayons gamma. Le *Third EGRET Catalog* contient 271 sources.

- **2007- : AGILE** (*Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero*) comptant parmi ses instruments un détecteur GRID (*Gamma Ray Imaging Detector*) et un petit calorimètre permettant une sensibilité aux rayons gamma d'énergie entre 30 MeV et 50 GeV. Le premier catalogue de sources obtenu avec le détecteur GRID contient 47 sources émettrices de rayons gamma à des énergies supérieures à 100 MeV avec une significativité supérieure à 4σ pour des données acquises entre Juillet 2007 et Juin 2008 (Pittori et al., 2009a).

• **2008- : Fermi**, anciennement GLAST (*Gamma-ray Large Area Space Telescope*), lancé par la NASA et embarquant à son bord le télescope LAT (*Large Area Telescope*) sensible aux rayons gamma d'énergie comprise entre 20 MeV et 300 GeV (Atwood et al., 2009). Le catalogue des 24 premiers mois d'observation du *Fermi*-LAT contient 1873 sources. Les caractéristiques et performances de cet instrument seront détaillées dans le Chapitre II.

2 L'astronomie gamma de très haute énergie et les détecteurs Čerenkov

Pour des énergies au-delà de quelques centaines de GeV, les flux disponibles sont très faibles, ce qui requiert l'envoi de détecteurs de surface efficace supérieure au mètre carré. Les technologies et moyens disponibles aujourd'hui ne permettent pas l'envoi dans l'espace d'instruments aussi volumineux et massifs. Ainsi, la solution pour collecter ces photons gamma de très haute énergie est de le faire depuis le sol en utilisant l'atmosphère terrestre comme partie du détecteur. A l'heure actuelle, les sources détectées dans le domaine du TeV incluent des nébuleuses à vent de pulsar, restes de supernovae, amas d'étoiles, nuages moléculaires, systèmes binaires dans notre galaxie, noyaux actifs de galaxies et galaxies à flambées d'étoiles. Le principal intérêt de cette astrophysique de très haute énergie est de révéler les conditions et les mécanismes à l'intérieur de ces sources responsables de l'émission détectée et les processus d'accélération de particules sous-jacents.

2.1 L'astronomie gamma de très haute énergie

L'astronomie gamma de très haute énergie, définie de façon arbitraire par $E \gtrsim 100$ GeV, constitue un ajout récent à la panoplie d'instruments dédiés à la physique des astroparticules. Cette astronomie gamma de très haute énergie fut rendue possible grâce au développement de la technique Čerenkov, expérimentée pour la première fois au Whipple Observatory en Arizona. En 1989, Weekes et al. (1989) détectèrent la première source de rayons gamma de très haute énergie, la Nébuleuse du Crabe. Cette technique, détaillée dans la suite, repose sur la détection indirecte des rayons gamma grâce à la gerbe électromagnétique qu'ils induisent dans l'atmosphère.

Les processus astrophysiques de haute énergie produisent des particules relativistes et un rayonnement gamma associé sur un domaine en énergie très étendu. Pour certaines sources telles que les AGN, la puissance totale émise à des énergies supérieures à 1 GeV domine la puissance émise sur le reste du spectre électromagnétique. A l'exception des deux galaxies à flambées d'étoiles NGC 253 et M82, toutes les sources extragalactiques détectées jusqu'à présent dans le domaine du TeV sont des AGN. Certains blazars tels que Mkn 421 ou Mkn 501 ont été observés comme actifs à très haute énergie (Punch et al. (1992) et Quinn et al. (1996)) lors d'épisodes ponctuels, avec des temps de variabilité jusqu'à environ 200 secondes pour PKS 2155-304 (Aharonian et al., 2007). A l'heure actuelle, 46 AGN sont listés dans le TeVCat¹. Les restes de supernovae, sites privilégiés d'accélération des rayons cosmiques, sont supposés émettre un rayonnement constant, à l'échelle humaine, dans la gamme d'énergie du TeV. Les pulsars, quant à eux, présentent une coupure spectrale dans le domaine d'énergie couvert par le LAT, rendant pour le moment très difficile leur détection dans le domaine du TeV. A ce jour, seule une émission provenant du pulsar du Crabe a été détectée pour des énergies

¹<http://tevcat.uchicago.edu>

respectivement supérieures à 25 GeV (Aliu et al., 2008) et 100 GeV (VERITAS Collaboration et al., 2011). Enfin, les nébuleuses à vent de pulsar semblent constituer la population la plus nombreuse dans le domaine du TeV : à l'heure de l'écriture de cette thèse, 34 nébuleuses sont référencées dans le TeVCat¹. La Figure I.2 représente les sources détectées dans le domaine des très hautes énergies et contenues dans le TeVCat (statut au 6 Juin 2012).

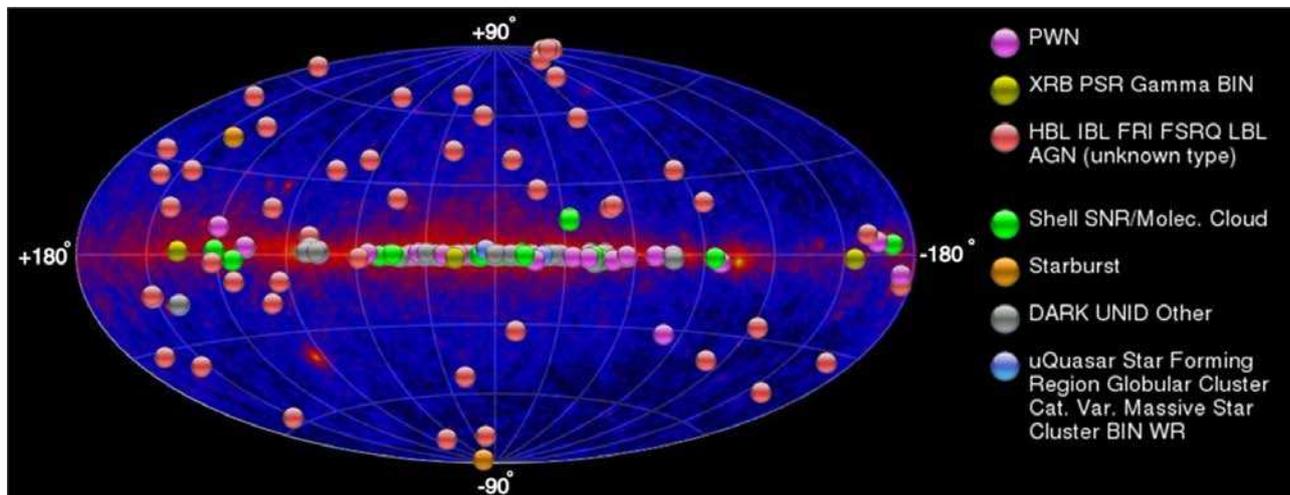


FIG. I.2 – Sources contenues dans le TeVCat au 6 Juin 2012. Le ciel tel que vu par le *Fermi*-LAT est représenté en arrière-plan.

Seule une fraction limitée de l'Univers est accessible aux observations dans le régime du TeV. En effet, au-delà d'une certaine distance, connue sous le nom d'*horizon gamma*, l'Univers devient opaque au rayonnement gamma de très haute énergie du fait de l'interaction des rayons gamma de haute énergie avec le rayonnement diffus extragalactique, ou EBL (*Extragalactic Background Light*), conduisant à la production de paires électron-positron (voir Section VI.6). Cet horizon est cependant dépendant de l'énergie, les photons d'énergie plus faible étant détectés à des distances plus élevées. Le libre parcours moyen des rayons gamma d'énergie de l'ordre du PeV, qui subissent la plus forte absorption de par leurs interactions avec les photons du fond diffus cosmologique à 2.7 K, est inférieur à 10 kpc (Aharonian et al., 2008). Par conséquent, seules les sources d'origine galactique seraient visibles au PeV (de telles sources n'ont encore jamais été observées à ce jour). Cette limite est cependant conservatrice puisqu'au-delà de quelques dizaines de TeV les photons sont tous d'origine galactique. Markarian 421 ($z = 0.03$) fut par exemple observé par H.E.S.S. jusqu'à une énergie d'environ 20 TeV, avec une limite supérieure entre 30 et 50 TeV (Aharonian et al., 2005).

Plusieurs détecteurs Čerenkov sont en fonctionnement aujourd'hui : les télescopes H.E.S.S. implantés en Namibie, MAGIC aux Iles Canaries, CANGAROO en Australie et VERITAS en Arizona. Le nombre de sources détectées à ce jour à des énergies supérieures à quelques centaines de GeV est encore faible (~ 135 sources dans le TeVCat²). Cependant, l'amélioration des performances des télescopes H.E.S.S., avec la phase II, ainsi que la mise en service du Čerenkov Telescope Array³ (CTA), composé de plusieurs dizaines de télescopes et prévu pour être opérationnel aux alentours de 2020 promettent une explosion du nombre de sources détectées dans le domaine des très hautes énergies.

²<http://tevcat.uchicago.edu>

³<http://www.cta-observatory.org>

2.2 Détecteurs Čerenkov

La technique des télescopes Čerenkov repose sur la détection indirecte des photons gamma de très haute énergie à partir de la gerbe de particules qu'ils induisent à leur arrivée dans l'atmosphère. En effet, les photons de très haute énergie interagissent avec les électrons et les nucléons présents dans les couches supérieures de l'atmosphère terrestre et conduisent à la création d'une paire électron/positron. Ce processus a généralement lieu après que le photon ait traversé une épaisseur d'atmosphère de $7/9 X_0$ ⁴, où $X_0 = 37.15 \text{ g cm}^{-2}$ est la longueur de radiation de l'air (Linsley, 1985). L'épaisseur totale de l'atmosphère terrestre étant d'environ 1000 g cm^{-2} , aucun photon gamma n'atteint le sol. Une fois cette paire produite, ces particules secondaires émettent des photons gamma par effet Bremsstrahlung. Une cascade de particules relativistes se propage alors vers le sol. Cette cascade électromagnétique se propage dans l'atmosphère terrestre à une vitesse légèrement supérieure à la vitesse de phase de la lumière dans ce même milieu. Ceci est impossible dans le vide, mais un milieu de densité non nulle tel que l'air ou l'eau possède un indice de réfraction tel que la lumière s'y déplace à une vitesse toujours légèrement inférieure par rapport au vide. Cette cascade s'évanouit lorsque les pertes par ionisation des électrons et positrons produits sont supérieures à celles dues à l'effet Bremsstrahlung. Les électrons et positrons relativistes donnent naissance à des photons dans les domaines optique ou UV, qui vont se déplacer dans le milieu à une vitesse inférieure à celle des électrons eux-mêmes. Cette lumière bleutée va se propager dans le milieu selon une direction formant un angle θ_c avec la direction de propagation des électrons tels que $\cos \theta_c = 1/\beta n$, où β est le rapport de la vitesse de l'électron sur la vitesse de la lumière dans le vide et n l'indice de réfraction du milieu (Čerenkov, 1937). Ce phénomène est appelé rayonnement Čerenkov.

L'ouverture angulaire typique du cône d'émission Čerenkov est de 1° . La gerbe atmosphérique débute généralement à une altitude de 10 km, ce qui conduit, pour une altitude d'observation typique de 2000 m au-dessus du niveau de la mer, à une "tache" au sol circulaire d'environ 140 m de rayon, appelée *Čerenkov light pool* ou *piscine de lumière Čerenkov*. Pour un photon primaire d'énergie 1 TeV, seuls environ 100 photons par m^2 sont détectés au sol (Buehler, 2009). L'ensemble des photons arrive au sol à l'intérieur d'une fenêtre temporelle très étroite de quelques nanosecondes⁵.

Un télescope localisé à l'intérieur de la piscine de lumière observera la gerbe provenant du ciel si la surface de ses miroirs est assez large pour collecter un nombre suffisant de photons. La surface efficace de détection d'un télescope Čerenkov est donc donnée de façon approximative par l'aire de la piscine de lumière Čerenkov, environ $60\,000 \text{ m}^2$. Ce chiffre est à comparer à la surface de détection inférieure au m^2 des satellites dédiés à la détection des rayons gamma avant leur interaction dans l'atmosphère. L'image obtenue par le télescope montre la trace de la gerbe atmosphérique qui pointe dans la direction de l'objet céleste duquel est parvenu le rayon gamma initial. L'intensité de l'image est reliée à l'énergie du rayon gamma. Le profil de l'image peut être utilisé pour rejeter le bruit de fond indésirable tel que les cascades induites par les particules du rayonnement cosmique. Avec un télescope unique, fournissant une seule image de la gerbe, il est difficile de reconstruire sa géométrie exacte dans l'espace. Ainsi, une combinaison de plusieurs télescopes est utilisée afin d'observer la gerbe avec différents points de vue, ce qui permet une reconstruction stéréoscopique de sa géométrie. L'utilisation des détecteurs Čerenkov est optimisée pour des photons d'énergie supérieure à 1 TeV,

⁴La longueur de radiation, notée X_0 est définie de la façon suivante : la probabilité de survie d'un photon à la conversion en une paire électron/positron est de la forme e^{-X/X_0} , X étant la distance qu'il parcourt dans le matériau avant de se convertir. Une définition plus détaillée est disponible en Section II.2.2

⁵<http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>

mais il n'est pas impossible d'appliquer cette technique à des rayons gamma d'énergie inférieure à la centaine de GeV (seuil de CELESTE : 30 GeV, seuil de MAGIC : 50 GeV). Cependant, à de telles énergies, la lumière Čerenkov est si ténue qu'il est difficile de l'extraire du bruit de fond ambiant. Pour des énergies de l'ordre de 100-300 GeV, le taux de hadrons chute rendant plus facile l'extraction de la lumière Čerenkov du bruit de fond.

L'instrument *Fermi*-LAT

Sommaire

1	La mission Fermi	29
2	Caractéristiques du télescope Fermi-LAT	31
2.1	Principe de fonctionnement	32
2.2	Physique des cascades électromagnétiques	33
2.3	Trajectographe	34
2.4	Calorimètre	36
2.5	Bouclier d'anticoïncidence	37
2.6	Reconstruction des événements	38
3	Performances du LAT	39
3.1	Les différentes classes d'événements	39
3.2	Les fonctions de réponse de l'instrument	40
3.3	Les modèles de fonds	44
3.4	Sensibilité	47

LE satellite Fermi, dénommé GLAST (*Gamma-ray Large Area Space Telescope*) avant son lancement, est un télescope spatial de la NASA dédié à l'étude des rayons gamma de haute énergie émis par les objets célestes, dans une gamme d'énergie s'étendant de quelques dizaines de MeV à plusieurs centaines de GeV. Grâce à une sensibilité jusque-là inégalée et de gros progrès en matière de résolution angulaire, surface efficace, champ de vue et gamme d'énergie couverte, la mission *Fermi* est un véritable succès. En effet, après seulement quatre ans de prises de données, les résultats ont engendré une véritable révolution de notre compréhension du ciel gamma en permettant à la communauté scientifique de répondre à de nombreuses questions concernant les processus d'accélération de particules jusqu'à des énergies supérieures à la centaine de GeV et de contraindre ainsi les modèles d'émission dans des objets tels que les noyaux actifs de galaxies, les pulsars ou les nébuleuses de pulsars. Ce chapitre fournit une description détaillée du LAT, télescope principal à bord du satellite Fermi, ainsi que de ses performances.

1 La mission Fermi

Le satellite Fermi a été mis en orbite le 11 juin 2008 avec pour mission l'observation du ciel dans le domaine des rayons gamma d'énergie comprise entre 8 keV et 300 GeV. Son prédécesseur le télescope

Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) à bord du *Compton Gamma-Ray Observatory* (CGRO), lancé en 1991, établit la première étude du ciel gamma dans son intégralité (Thompson et al. 1993) dans une gamme d'énergie s'étendant de 30 MeV à 10 GeV et modifia considérablement notre vision de l'univers à haute énergie en permettant la détection de nombreuses sources émettrices dans le domaine gamma. Cependant, le volume limité de gaz embarqué pour le fonctionnement de la chambre à étincelles dédiée à la détermination de la direction des particules incidentes constitua une limite temporelle à la mission qui prit fin en 2000, le renouvellement du gaz n'étant plus possible. Grâce à un gain de sensibilité d'un facteur 30 par rapport à EGRET, un large champ de vue (2.4 sr contre 0.4) et un très faible temps mort (27 μ s contre 100 ms), Fermi, à son lancement, promettait un enrichissement considérable du nombre de sources détectées à haute énergie. Placé sur une orbite basse circulaire inclinée de 28.5° , Fermi effectuée, à une altitude de 565 km, le tour de la Terre en 91 minutes. Avec une durée de vie programmée de cinq ans à son lancement, la mission a tout récemment été étendue jusqu'en 2016 lors du *Senior Review* de 2012¹.



FIG. II.1 – GLAST peu avant son lancement, dans la salle blanche du *General Dynamics Advanced Information Systems*. Crédit : NASA.

Fermi embarque deux instruments à son bord : le LAT (Large Area Telescope), instrument principal, qui détecte les rayons gamma d'énergie entre 20 MeV et 300 GeV et le GBM (GLAST Burst Monitor) dédié à l'étude des sursauts gamma et plus particulièrement à la détection de leur émission à basse énergie (8 keV-30 MeV). Fermi est orienté de façon à pointer à tout moment le LAT dans la direction opposée à la Terre afin que celle-ci n'obstrue pas le champ de vue du télescope. La normale à la surface de l'instrument (axe z) est pointée alternativement à $+\alpha$ et $-\alpha$, α étant l'angle par rapport à la direction du zenith local, ou angle de pivotement (*rocking angle* en anglais). Cette valeur d'angle

¹http://science.nasa.gov/media/medialibrary/2012/04/03/Report_of_the_2012_Senior_Review_of_Astrophysics_Division_Operating_Missions.pdf

a varié plusieurs fois depuis le lancement de Fermi entre des valeurs extrêmes de 35° et 52° , ces changements étant principalement dictés par un compromis entre la recharge et la durée de vie des batteries liée à l'exposition des panneaux solaires et l'uniformité de la couverture du ciel. Le radiateur de la batterie étant situé sur la face inférieure du satellite, une augmentation de l'angle de pivotement réduit son exposition à la réflexion de la lumière solaire par la Terre et diminue donc la température de la batterie. Un test réalisé le 24 Mars 2009, durant lequel l'angle de pivotement fut modifié de 35° à 40° durant 48 heures, montra une diminution de la température de la batterie d'environ 2 degrés. Cette rotation, qui s'effectue à chaque orbite, permet au LAT une couverture intégrale du ciel en 2 orbites. Ce mode d'observation, qui tire profit du large champ de vue offert par l'instrument, est appelé *balayage* et permet le suivi de toute source émettrice de rayons gamma sur des échelles de temps aussi variées que la journée, le mois ou bien l'année. Lorsqu'une éruption de forte intensité est détectée par le LAT, Fermi a la possibilité de pointer en direction de la source pendant une durée décidée par la NASA, s'étendant typiquement de quelques heures à quelques jours pour les phénomènes les plus intéressants. Ce mode d'observation, appelé mode *pointé* permet d'acquérir un surplus de statistique dont l'apport est non négligeable dans l'analyse des données. Depuis le lancement de Fermi, des observations en mode pointé ont été réalisées sur le centre galactique, le blazar 3C 454.3 (voir Chapitre VII), le système double Cygnus X-3 (observation soldée par une non détection de l'objet) et le pulsar du Crabe. Lorsque le satellite est en mode pointé, ce dernier doit effectuer des manoeuvres d'évitement de la Terre pour éviter que la direction de l'objet pointé ne forme un angle inférieur à 30° par rapport au limbe terrestre². En effet, l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère produit, en très grand nombre, des photons gamma "parasites" dont l'origine n'est pas céleste. Ces manoeuvres d'évitement ont donc pour but de limiter l'apparition de tels photons dans le champ de vue du LAT. Lorsqu'il réapparaît de l'autre côté de la Terre, l'objet observé est alors repositionné dans le champ de vue du satellite. Enfin, la combinaison GMB-LAT est un outil sans précédent pour l'observation des sursauts gamma (GRB pour *Gamma-Ray Burst*). En effet, lorsque le GBM, dont le champ de vue est bien plus large que celui du LAT, détecte l'apparition d'un sursaut gamma dans le ciel, il transmet aussitôt un signal au LAT afin que ce dernier interrompe son programme d'observation habituel et pointe vers la région du ciel d'où provient cette bouffée soudaine de photons. Cette procédure porte le nom d'ARR pour *Autonomous Repoint Request*. Le critère de déclenchement est tel qu'en moyenne une ARR intervient une fois par semaine pour un GRB apparaissant dans le champ de vue du LAT et une fois par mois pour un GRB détecté hors du champ de vue du LAT.

La collaboration *Fermi-LAT* est constituée d'instituts de cinq pays (Etats-Unis, France, Italie, Japon et Suède). Côté français, cinq équipes y participent : trois équipes de l'IN2P3-CNRS (CENBG, LLR, LUPM), une du CEA (IRFU/SAP) et une de l'INSU-CNRS (IRAP).

2 Caractéristiques du télescope Fermi-LAT

Grâce à un champ de vue de 2.4 steradians, le LAT balaye la totalité du ciel en 3 heures couvrant 20% du ciel à tout moment. De nombreuses sources de rayons gamma étant variables, cette surveillance continue du ciel permet d'alerter la communauté scientifique en cas d'éruption ou de tout phénomène transitoire inattendu. L'étude de phénomènes transitoires très intenses est facilitée par un temps mort faible, de 27 microsecondes. Une sensibilité environ 30 fois supérieure à celle de

²http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/proposals/pointing_analysis/



FIG. II.2 – GLAST lors de sa phase de préparation au lancement, dans la coiffe d'une fusée Delta II.

son prédécesseur EGRET, une gamme d'énergie très large s'étendant de 20 MeV à 300 GeV, une surface de collection proche de 0.8 m^2 à haute énergie font de ce télescope un instrument sans précédent pour l'étude du ciel dans le domaine des rayons gamma. Au moment de l'écriture de cette thèse, et depuis son lancement, le LAT a fonctionné de manière remarquable, avec une perte de temps potentiel d'observation (i.e. lorsque Fermi se trouve hors de l'Anomalie Sud Atlantique, ou SAA pour *South Atlantic Anomaly*) inférieure à 0.5% (Fermi-LAT Collaboration in preparation, 2012c), ceci correspondant à des interruptions imprévues ou problèmes instrumentaux.

L'ensemble des caractéristiques du LAT est regroupé dans le Tableau II.1.

2.1 Principe de fonctionnement

Contrairement à la lumière visible, les photons gamma de haute énergie ne peuvent être réfractés par une lentille ou focalisés par un miroir. Ainsi, leur détection est basée sur la même technologie que celle des détecteurs utilisés dans les accélérateurs de particules de haute énergie à savoir la conversion d'un photon gamma en une paire électron/positron après interaction avec la matière qui compose le télescope. Cette paire de particules donne ensuite naissance à une cascade électromagnétique. Ces particules chargées sont détectables par les éléments du télescope qui, en déterminant leurs trajectoires et leurs énergies, permettent de remonter à la direction et l'énergie totale du photon initial. Le LAT est composé de trois éléments : le trajectographe, le calorimètre et le bouclier d'anticoïncidence, chacun ayant un rôle bien spécifique dans la détection du photon incident, la détermination de ses

2. CARACTÉRISTIQUES DU TÉLESCOPE FERMI-LAT

	LAT	EGRET
Domaine d'énergie	20 MeV - 300 GeV	30 MeV - 10 GeV
Surface efficace maximale (cm^2) (incidence normale)	8000	1500
Champ de vue (sr)	2.4	0.4
Sensibilité à 1 an ($cm^{-2} s^{-1}$) ($E > 100 MeV$, $\Gamma = 2$) (Γ est l'indice spectral tel que $N(E) \propto E^{-\Gamma}$)	5.10^{-9}	10^{-7}
Résolution en énergie (%) (incidence normale, $E = 1 GeV$)	10	20-25
Résolution angulaire ($^\circ$) (incidence normale)		
100 MeV	3.5	5.5
1 GeV	0.6	1.5
> 10 GeV	≤ 0.15	-
Temps mort	27 μs	100 ms
Dimensions	1.8 m x 1.8 m x 0.72 m	L=2.25 m, $\Phi = 1.65$ m
Masse (kg)	2789	1830
Puissance requise (W)	650	190

TAB. II.1 – Comparaison des caractéristiques techniques du LAT (Atwood et al., 2009) avec celles d'EGRET (<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/egret/>).

caractéristiques (direction, énergie) et le rejet des particules chargées composant le bruit de fond. Un système électronique associé permet quant à lui l'enregistrement des informations. Les valeurs citées ci-dessous sont extraites de Atwood et al. (2009) dans lequel une description détaillée des éléments du LAT peut être trouvée.

2.2 Physique des cascades électromagnétiques

Lorsqu'un photon de haute énergie rencontre une couche de matériau de grande épaisseur, une cascade électromagnétique est initiée, conduisant à la création de paires électron/positron et de photons de plus basse énergie par effet Bremsstrahlung. Le développement longitudinal de la cascade est gouverné par les particules les plus énergétiques de la gerbe et est caractérisé par la longueur de radiation du matériau. Pour un élément de numéro atomique Z , X_0 est proportionnel à Z^{-2} :

$$X_0 = \frac{716.4g cm^{-2}A}{Z(Z+1)\ln(287\sqrt{Z})} \quad (II.1)$$

où A et Z sont respectivement la masse atomique et le numéro atomique de l'élément chimique ³. Après plusieurs X_0 , l'énergie des électrons finit par atteindre une énergie critique, E_C , définie comme l'énergie d'un électron pour laquelle les pertes d'énergie par ionisation sont égales aux pertes par effet Bremsstrahlung (Rossi, 1952). Pour des valeurs d'énergie inférieures à cette valeur critique, le processus de génération de cascades de particules est stoppé et l'énergie des électrons est dissipée par des processus d'ionisation. Pour décrire le comportement des cascades électromagnétiques, on exprime donc les distances en unités de longueurs de radiation (X/X_0) et les énergies en unités d'énergie critique (E/E_C). Le développement transversal de la cascade électromagnétique dépend du matériau

³Particle Data Group, chap.27

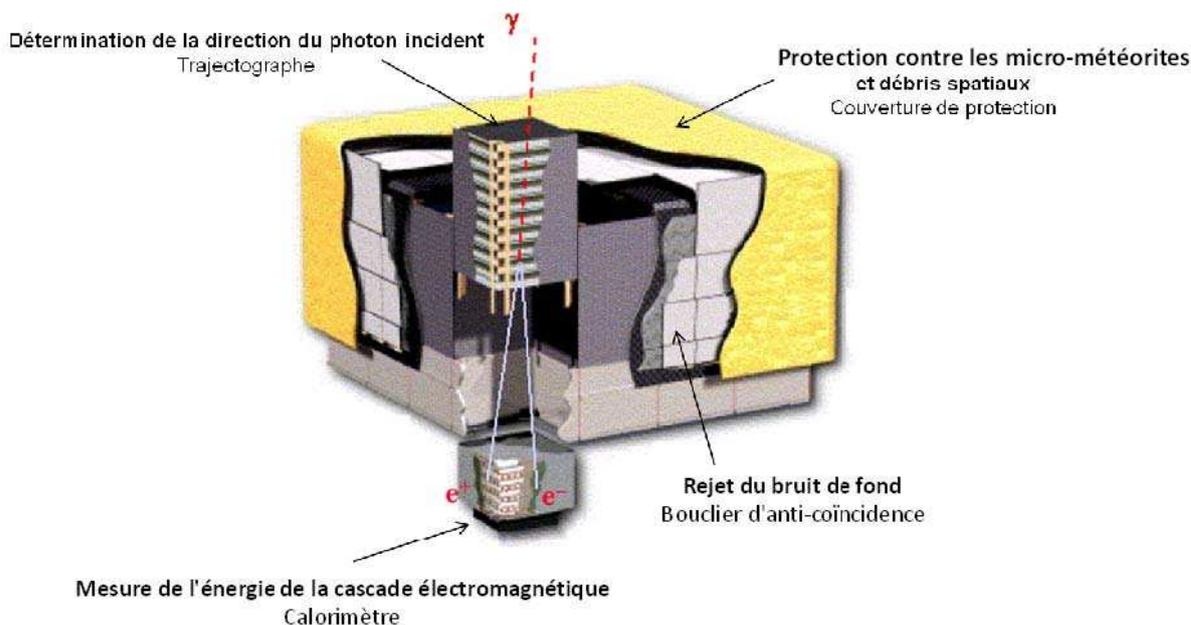


FIG. II.3 – Schéma du principe de fonctionnement du LAT : conversion d’un photon gamma en une paire électron/positron dans les différents éléments du télescope.

qu’elle pénètre et peut être décrite par le *rayon de Molière*, R_M , défini comme :

$$R_M = X_0 E_S/E_C \tag{II.2}$$

où :

$$E_S = \sqrt{4\pi/\alpha} m_e c^2 \approx 21.2 \text{ MeV} \tag{II.3}$$

En moyenne, seuls 10% de l’énergie de la cascade sont déposés à l’extérieur du cylindre de rayon R_M ⁴. Environ 99% de l’énergie sont contenus dans $3.5 R_M$. Nous verrons dans la suite que les caractéristiques des éléments du LAT sont directement gouvernées par les grandeurs associées à la physique des cascades électromagnétiques, à savoir la longueur de radiation et le rayon de Molière.

2.3 Trajectographe

Le trajectographe (ou *tracker*) est principalement conçu pour déterminer la direction du rayon gamma pénétrant le télescope. En cas de conversion du photon, la mesure des points de passage des particules chargées dans le détecteur permet, en les rejoignant, de déduire la position où la conversion a eu lieu ainsi que l’angle d’incidence du photon. Le trajectographe est un assemblage de 16 tours (4x4), chacune d’elle étant constituée de 18 plateaux parallèles les uns aux autres, délimitant ainsi 18 plans. Chaque plan est lui-même doté de deux plans de détecteurs à piste de silicium (SSD pour *Silicon Strip Detector*) orientées selon les directions x et y , la direction z étant orientée suivant l’axe

⁴Particle Data Group, chap.27

longitudinal de l'instrument. Chaque piste a une épaisseur de $400 \mu\text{m}$ et deux pistes consécutives sont séparées de $228 \mu\text{m}$. Chaque plateau est orienté perpendiculairement à celui qui le précède. Ainsi on peut localiser en 3 dimensions les points de passage des particules chargées. La longueur de radia-

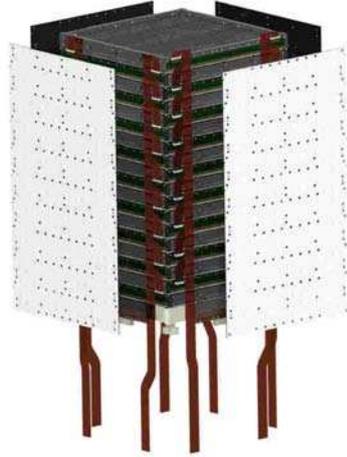


FIG. II.4 – Une des 16 tours du trajectographe, constituée de 18 plans xy de détecteurs à piste de silicium.

tion du silicium est élevée ($X_0=9.37 \text{ cm}$), correspondant à une faible probabilité de conversion. Afin d'augmenter la conversion des photons gamma en paires électrons/positron, des couches de tungstène sont associées aux 16 premiers étages xy de silicium constituant la partie supérieure du trajectographe. La précision de la reconstruction spatiale se heurte principalement à la diffusion multiple des particules de basse énergie. La distribution angulaire des angles de diffusion des particules par diffusion coulombienne est une gaussienne centrée sur :

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z_0 \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] \quad (\text{II.4})$$

où p , βc et z_0 sont respectivement le moment, la vitesse et le nombre de charges de la particule incidente. x/X_0 est l'épaisseur du milieu diffuseur en longueurs de radiation. Le second membre de l'Equation II.4 étant négligeable devant le premier, θ_0 est proportionnel à $\sqrt{x/X_0}$. Les faibles épaisseurs de matériau sont donc privilégiées. Cependant, une grande épaisseur de tungstène apporte un plus grand nombre de longueurs de radiation accroissant ainsi la capacité de conversion du matériau pour une surface donnée. Un compromis dut donc être trouvé. Ainsi, dans les 12 premiers plans, les couches de tungstène sont fines et représentent 0.03 longueur de radiation chacune. Cette partie, appelée FRONT, privilégie la résolution angulaire (en minimisant la diffusion multiple la résolution est moins dégradée) au détriment de l'efficacité de conversion (probabilité de conversion faible). Pour les 4 plans qui suivent, les couches de convertisseurs sont épaisses et équivalent à 0.18 longueur de radiation chacune. Dans cette partie, appelée BACK, la probabilité de conversion est plus importante que dans la partie FRONT, mais l'épaisseur des couches de tungstène augmente la diffusion multiple ce qui engendre une dégradation de la résolution angulaire. Les deux derniers plans xy , quant à eux, ne contiennent pas de feuille de convertisseur. Au cours du processus de traitement des événements, une mention est assignée à chaque photon en fonction de l'endroit où a eu lieu la conversion

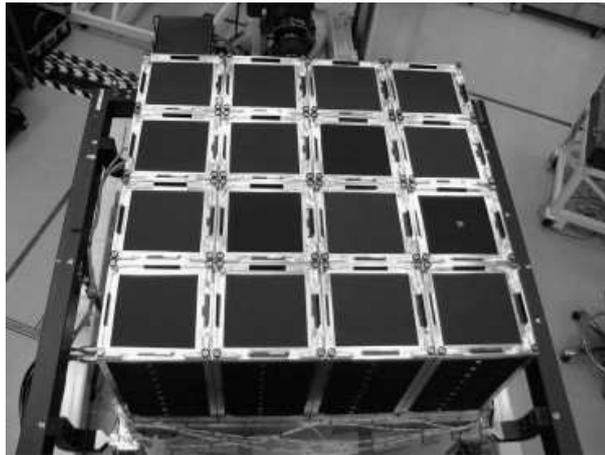


FIG. II.5 – Vue du trajetographe dans son ensemble, assemblage de 16 tours (4x4), avant son intégration avec le système d'anticoïncidence.

du photon initial en électron/positron : "FRONT" si la conversion a eu lieu dans la partie supérieure du trajetographe et "BACK" si elle a eu lieu dans l'un des 4 plans constituant la partie BACK du détecteur.

Le rapport hauteur/largeur du trajetographe, d'environ 0.4, procure un grand champ de vue au LAT.

2.4 Calorimètre

Le rôle du calorimètre est triple : (1) mesurer le dépôt d'énergie dû à la cascade électromagnétique produite par le photon incident ; (2) caractériser le profil de développement de la cascade dans les directions longitudinales et transversales ; (3) initier la détermination de la direction du photon incident. Chacune des seize tours du trajetographe possède un module de calorimètre dans sa partie inférieure. Un module est composé de 8 couches de 12 barreaux, soit 96 barreaux, d'iodure de césium (CsI) enrichi au thallium (Tl). Ce dernier a un rôle double : il agit comme un dopant en augmentant le rendement lumineux et modifie la longueur d'onde du pic d'émission du CsI (*wave-shifting*) pour une meilleure efficacité de collection de la lumière par les diodes. Le nombre total de barreaux est de 1536 (12x8x16). Chaque barreau possède quatre photodiodes : deux à chaque extrémité, de tailles différentes, mesurant la lumière produite par scintillation du cristal. Chacune de ces deux photodiodes est sensible à une gamme d'énergie différente. La photodiode de grande taille est utilisée pour les signaux de faible énergie (2 MeV-1.6 GeV) tandis que la plus petite est utilisée pour les signaux d'énergie plus élevée (100 MeV-70 GeV). Deux voies d'électronique sont associées à chaque photodiode. Les barreaux sont disposés suivant des directions perpendiculaires d'une couche à l'autre de façon à ce que la position (x, y) du dépôt d'énergie dans la couche considérée puisse être mesurée. La mesure de cette position repose sur la différence d'amplitude des signaux qui arrivent à chaque extrémité du barreau. La précision sur la mesure de la position est de quelques millimètres pour les faibles dépôts d'énergie (~ 10 MeV) et jusqu'à moins d'1 mm pour des énergies supérieures à 1 GeV. Chaque barreau a une épaisseur de 2.0 cm, similaire à la longueur de radiation du CsI (1.86 cm). L'association de 8 barreaux permet un bon échantillonnage de la gerbe sur une distance 0-8.6 X_0 et donc une bonne reconstruction de celle-ci dans son intégralité. La largeur des barreaux a été calculée

de façon à pouvoir déterminer l'extension latérale de la gerbe. Ainsi, les barreaux ont une largeur de 2.7 cm compatible avec le rayon de Molière du CsI (3.8 cm). Une cascade, de largeur typique $2 R_M$ intercepte donc seulement trois barreaux de CsI, ce qui permet de reconstruire avec précision son extension spatiale. Enfin, les barreaux ont une longueur de 32.6 cm.

Comme vu précédemment, le trajectographe et le calorimètre sont respectivement chargés de déterminer la direction et l'énergie du photon incident. Cependant, chacun de ces deux sous-systèmes n'a pas une mission unique. En effet, grâce au profil de développement de la cascade de particules dans le trajectographe, ce dernier est capable de déterminer l'énergie du photon initial. Par exemple, à basse énergie, les particules de la cascade engendrée par l'interaction du photon avec la matière composant le trajectographe n'atteignent pas le calorimètre. Dans ce cas, un algorithme dit "de Kalman" permet d'accéder à l'énergie initiale du photon. Le calorimètre, quant à lui, peut remonter à la direction du photon incident à partir du dépôt d'énergie dans les différentes couches xy le composant. Cette redondance d'information entre les deux sous-systèmes permet une détermination plus précise des caractéristiques du photon initial.

2.5 Bouclier d'anticoïncidence

Placé en orbite autour de la Terre, Fermi est soumis à un intense flux de particules chargées qui interagissent également avec les éléments du LAT. Ces interactions peuvent être interprétées à tort comme des détections de photons gamma. Environ 10^4 protons pénètrent dans le LAT pour un photon gamma détecté. Le rejet des particules chargées indésirables est donc indispensable. Pour cette raison, le détecteur est entouré d'un bouclier d'anti-coïncidence (ACD pour *AntiCoincidence Detector*), recouvrant ses faces supérieure et latérales, chargé de rejeter le maximum de ces particules chargées indésirables. Celui-ci est constitué de 89 scintillateurs plastique d'un centimètre d'épaisseur, dits tuiles. Le principe de l'ACD repose sur le fait que les rayons gamma interagissent peu avec ce dernier (grand X_0). La présence d'un signal dans l'ACD est la signature d'une particule chargée et ne déclenche alors pas le processus d'enregistrement de l'événement. Ce bouclier a été conçu de façon à obtenir une efficacité de 0.9997 pour la détection des particules chargées pénétrant le champ de vue du LAT.

Le LAT est capable de mesurer des photons gamma avec des énergies pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de GeV (~ 400 GeV dans Abdo et al. (2009g)). Ceci implique une condition sur la taille du calorimètre qui, afin de pouvoir mesurer des énergies aussi élevées, doit avoir une taille et donc une masse non négligeables (~ 1800 kg pour le LAT) lui permettant d'absorber une fraction assez importante de l'énergie produite par la cascade induite par le photon incident (la fraction d'énergie absorbée par le calorimètre n'étant cependant que de 50% pour une énergie de 30 GeV et inférieure pour des valeurs d'énergie supérieures). Cependant, cette masse nécessaire au bon fonctionnement du calorimètre est la source d'un problème appelé *effet backslash* (ou effet d'"éclaboussures"). Distribuées de façon isotrope, les particules secondaires (principalement des photons entre 0.1 et 1 MeV) issues de la cascade électromagnétique créée par le photon incident peuvent être à l'origine d'une diffusion Compton à l'intérieur de l'ACD et créer alors de faux signaux à partir des électrons de recul. Ce phénomène crée donc des signaux dans l'ACD susceptibles de rejeter de vrais événements lorsque celui-ci est placé en anticoïncidence, et a pour conséquence manifeste de réduire l'efficacité de détection des photons gamma. L'efficacité de détection se voit tout particulièrement dégradée pour les photons de haute énergie, pour lesquels la statistique devient très faible. Pour limiter cet effet de *backslash*, la voie empruntée est de segmenter l'ACD et de considérer uniquement la tuile d'ACD

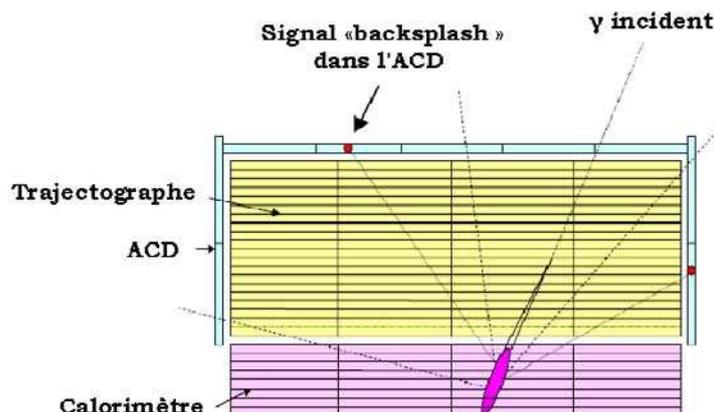


FIG. II.6 – Effet de *backsplash* dans le système d'anticoïncidence du LAT.

située dans le prolongement de la direction d'incidence du photon. Ceci est réalisé par l'intermédiaire de la reconnaissance de la trace reconstruite dans le détecteur. L'effet de *backsplash* est illustré dans la Figure II.6. Les lignes pleines matérialisent les particules chargées issues de la cascade électromagnétique sujète à un effet de *backsplash*. Dans ce cas, ces particules interceptent toutes deux une tuile de l'ACD (interaction matérialisée par un point rouge) différente de celle se trouvant dans l'alignement de la direction d'incidence reconstruite : la trace laissée sur l'ACD est jugée fallacieuse et est ignorée. Avec cette technique, le LAT a une bonne efficacité de détection des photons de haute énergie avec une probabilité de rejet d'un photon à cause de l'effet *backsplash* inférieure à 20% à 300 GeV. Muni d'un bouclier d'anticoïncidence non segmenté, EGRET fut confronté à un important problème de *backsplash* qui dégrada considérablement son efficacité de détection.

2.6 Reconstruction des événements

Lorsque le trajectographe du LAT déclenche pour signaler la détection d'un événement, un système d'acquisition de données sophistiqué initie la lecture de l'information enregistrée par les trois sous-systèmes et utilise le système de traitement de données embarqué pour réduire le taux d'événements transmis au sol à un taux compatible avec les 1 Mbps disponibles en moyenne pour le LAT. Le système de traitement embarqué est optimisé pour rejeter au mieux les événements déclenchés par les particules chargées parasites (afin de rentrer dans le budget de la télémétrie) tout en conservant le maximum d'événements liés à la détection de photons gamma, ces derniers étant ensuite transmis au sol. Sur les 2.3 kHz d'événements considérés par le LAT en moyenne (taux compris entre 1.8 kHz et 3 kHz en moyenne, voir Figure II.7 panneau du haut, ce taux pouvant cependant atteindre 9 kHz au cours de la période de précession⁵), seuls 400 Hz environ sont enregistrés et transmis au sol, après application d'un algorithme de filtrage (voir Figure II.7, panneau du bas). Finalement, la combinaison du trajectographe avec l'ACD et l'algorithme de filtrage des données assure une efficacité de détection

⁵Inclinée de 28.5° par rapport à l'axe de rotation de la Terre, l'orbite de Fermi effectue un mouvement de précession par rapport à cet axe, d'une période de 53.4 jours. Cette valeur se retrouve à partir des données contenues dans le fichier satellite FT2 : la période de précession est le temps écoulé entre deux valeurs identiques de la variable `_NPOLE`, où `(RA_NPOL ; DEC_NPOL)` sont les coordonnées du vecteur précession du satellite.

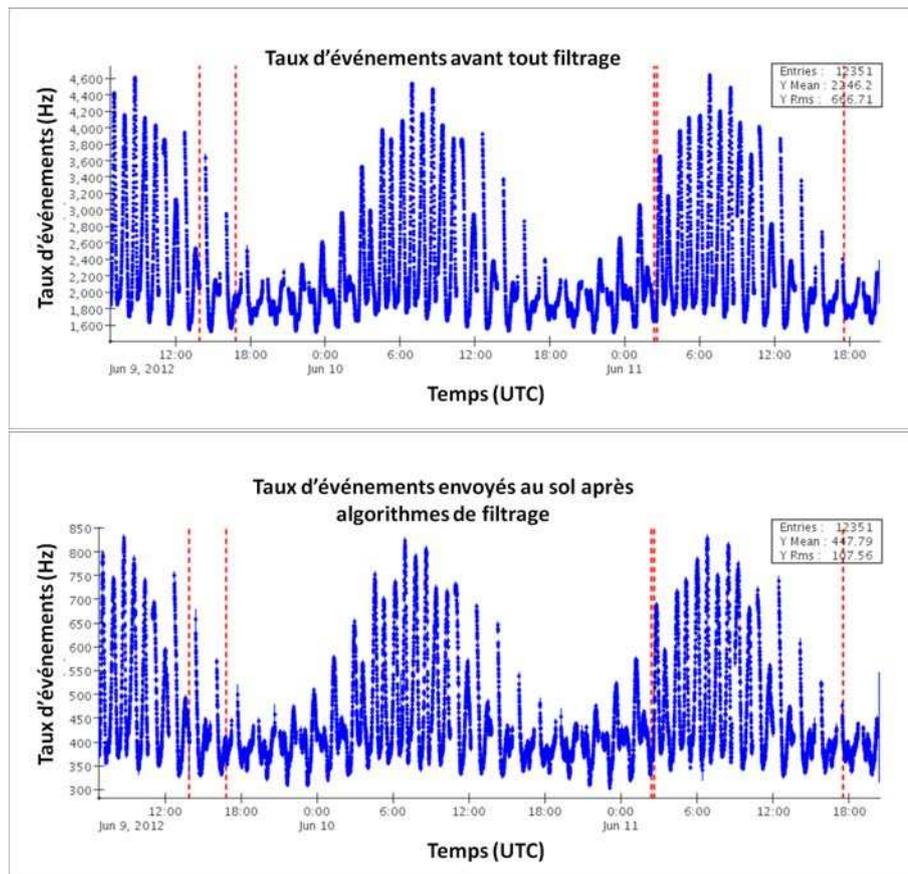


FIG. II.7 – Taux d'événements considérés par le LAT avant (haut) et après (bas) application d'algorithmes de filtrage des données pour une période de 2.5 jours.

supérieure à 75% pour les photons gamma, avec un taux de détection de photons gamma d'environ 2 Hz.

3 Performances du LAT

Les performances du LAT sont déterminées par les caractéristiques de l'instrument, les algorithmes de reconstruction des événements et les algorithmes de sélection des événements.

3.1 Les différentes classes d'événements

La très grande variété d'observations effectuées par le LAT et d'analyses possibles, depuis l'étude des sursauts gamma jusqu'à celle des émissions diffuses étendues, conduit à différentes optimisations de la sélection des événements et des différents taux de fond résiduel. Par exemple, pour l'étude d'un sursaut gamma, une région relativement petite du ciel ainsi qu'une fenêtre temporelle courte (qui peut être de quelques minutes) permettent un certain relâchement des coupures gouvernant le rejet du fond, contrairement à l'étude d'une source diffuse étendue couvrant une grande portion du ciel et nécessi-

tant un temps d'intégration de l'information plus important. Le rejet des particules chargées pénétrant le champ de vue du télescope est tel que chaque classe d'événements est optimisée pour un domaine d'étude bien spécifique. Chacune d'elles est caractérisée par son propre jeu de fonctions de réponses de l'instrument (voir section suivante). La méthode de reconstruction des événements et les coupures menant à la définition des différentes classes d'événements évoluent régulièrement. Pour le jeu de fonctions de réponses instrumentales utilisé dans cette thèse (P6V3), trois classes d'événements sont définies : *Diffuse*, *Source* et *Transient*. Ces trois classes définissent la qualité des données en terme de contamination par les particules chargées par rapport au nombre de photons gamma.

La classe *Diffuse*, prévue pour l'étude de l'émission diffuse, est la plus restrictive (taux d'événements attribués au fond de 0.1 Hz (Atwood et al., 2009)). Avec une faible surface efficace, elle inclut la plus faible fraction de particules chargées au détriment d'un rejet significatif de photons gamma. Elle permet donc la sélection d'un échantillon peu contaminé, mais incomplet. Ce rejet efficace du bruit de fond est accompagné de la plus petite PSF, i.e. la localisation la plus précise.

La classe *Source*, moins restrictive sur les coupures, inclut la classe *Diffuse*. La surface efficace est augmentée au détriment d'une fraction plus élevée de fond et de photons ayant une plus large PSF. Le taux d'événements attribués au fond pour cette classe est de 0.4 Hz (Atwood et al., 2009).

La classe *Transient*, quant à elle, est la moins restrictive de toutes (taux d'événements attribués au fond de 2 Hz (Atwood et al., 2009)). Elle inclut la classe *Source*. La surface efficace est encore augmentée au détriment d'une plus grande PSF et une fraction toujours plus élevée d'événements associés à des particules chargées. Cette classe est idéale pour l'étude de phénomènes transitoires intervenant sur des échelles inférieures à ou de l'ordre de la minute, tels que les sursauts gamma, pour lesquels une bouffée importante de photons gamma est détectée sur une échelle de temps très courte. Dans ces cas-là, une pureté extrême des données n'est pas nécessaire puisque la fenêtre temporelle étroite elle-même limite le nombre de photons du fond diffus.

3.2 Les fonctions de réponse de l'instrument

Le LAT a été conçu dans le but d'étudier les mécanismes d'accélération des particules au sein d'objets astrophysiques tels que les galaxies actives. Ce travail repose sur la détermination des paramètres physiques des sources en question, tels que le flux intégral, l'indice spectral ou les énergies de coupure des spectres. La détermination de ces paramètres est basée sur les fonctions de réponse de l'instrument (IRFs pour *Instrument Response Functions*). Les IRFs dépendent de l'instrument lui-même mais également des algorithmes de sélection et de reconstruction des événements. Elles sont calculées à partir de simulations Monte-Carlo. Depuis le lancement de Fermi en juin 2008, plusieurs jeux d'IRFs ont été successivement utilisés dans les analyses. Dans la suite, nous présentons deux jeux d'IRFs : Pass 6 version 3 (P6_V3) et Pass 7 version 6 (P7_V6), le premier étant la version officielle au début de ma thèse et utilisée pour les analyses détaillées dans ce manuscrit, le deuxième étant quant à lui la version officielle en fin de thèse.

Un jeu d'IRFs se compose de trois fonctions de réponse :

- la surface efficace, représentant la surface de collection "utile" du détecteur (inférieure à la surface physique réelle du détecteur). Elle est le lien entre le nombre de photons gamma détectés et acceptés par l'analyse et le flux gamma incident de la source pendant une durée donnée.

- la fonction d'étalement du point (PSF pour *Point Spread Function*) qui traduit la résolution angulaire.
- la résolution en énergie.

Ces trois fonctions dépendent de l'énergie du photon incident, de son angle polaire θ et son angle azimutal ϕ entre la direction apparente du photon et l'axe normal du LAT.

Comme vu précédemment, en partant de la partie supérieure de l'instrument, la partie FRONT du trajectographe est composée de 12 couches de convertisseurs en tungstène de 0.03 longueur de radiation, suivies de 4 couches de 0.18 longueur de radiation formant la partie BACK. Ces deux sections ont des PSFs intrinsèquement différentes du fait de la diffusion multiple. Ainsi, dans la suite, les différentes performances du LAT sont présentées pour chacune de ces deux sections. Les IRFs dépendant également de la classe d'événements, ces dernières seront présentées pour la classe *Diffuse* de la version P6V3. La Figure II.8 présente les trois fonctions de réponses mentionnées ci-dessus.

Les panneaux de gauche présentent l'évolution de ces IRFs en fonction de l'énergie, pour des photons à incidence normale (correspondant à $\cos\theta > 0.975$ dans le cas de la surface efficace et $\cos\theta > 0.9$ pour la PSF et la résolution en énergie). La surface efficace au centre du champ de vue est d'environ 7000 cm^2 à une énergie de 1 GeV, décroissant pour des énergies plus faibles et atteignant un plateau proche de 8000 cm^2 pour les plus hautes énergies. Les contributions des parties FRONT et BACK à la surface efficace participent environ pour moitié à la surface efficace totale (à $\theta \sim 0^\circ$). La PSF d'un photon à incidence normale a une zone de confiance de 68% d'environ 3.5° à 100 MeV et 0.07° à 100 GeV. La PSF est dominée par la diffusion multiple des premières paires e^-e^+ dans le trajectographe, principalement à basse énergie ($E < 100 \text{ MeV}$). A haute énergie, elle est dominée par la résolution spatiale des plans de positionnement.

La résolution en énergie, pour une zone de confiance de 68%, est d'environ 10% à 1 GeV, la résolution en énergie la plus faible étant atteinte pour une énergie proche de 5 GeV. Les panneaux de droite présentent les IRFs à une énergie de 10 GeV en fonction de l'angle d'incidence du photon.

La version Pass 7 d'IRFs fut développée après lancement du LAT en utilisant des données acquises en orbite. Des mises à jour concernant le LAT furent incluses dans les simulations Monte-Carlo, telles que les effets d'empilement (ou "pile-up") dans les sous-systèmes, laissant des signaux fantômes dans le détecteur en coïncidence avec la détection de "bons" photons gamma. L'effet de ces événements réduisait significativement l'efficacité de traitement des événements et leur prise en compte dans les simulations Pass 7 constitue donc une réelle avancée.

Bien que la version d'IRFs utilisée dans les analyses présentées dans ce manuscrit soit la Pass 6, la version Pass 7, dont les caractéristiques de la version 6 CLEAN sont détaillées en Figure II.9, présente un certain nombre d'avantages par rapport à la version antérieure :

- **réduction de la contamination par les rayons cosmiques** : la combinaison de nouveaux filtres et d'une nouvelle reconstruction des événements ont permis de diminuer la contamination par les rayons cosmiques de 5-10 kHz passant à travers l'instrument à $\sim 1 \text{ Hz}$ dans le jeu de données P7_SOURCE (et $\sim 0.1 \text{ Hz}$ dans le jeu de données P7_CLEAN) tout en conservant une acceptance supérieure à $2 \text{ m}^2\text{sr}$ pour P7_SOURCE et supérieure à $1.75 \text{ m}^2\text{sr}$ pour P7_CLEAN (Fermi-LAT Collaboration in preparation, 2012c).

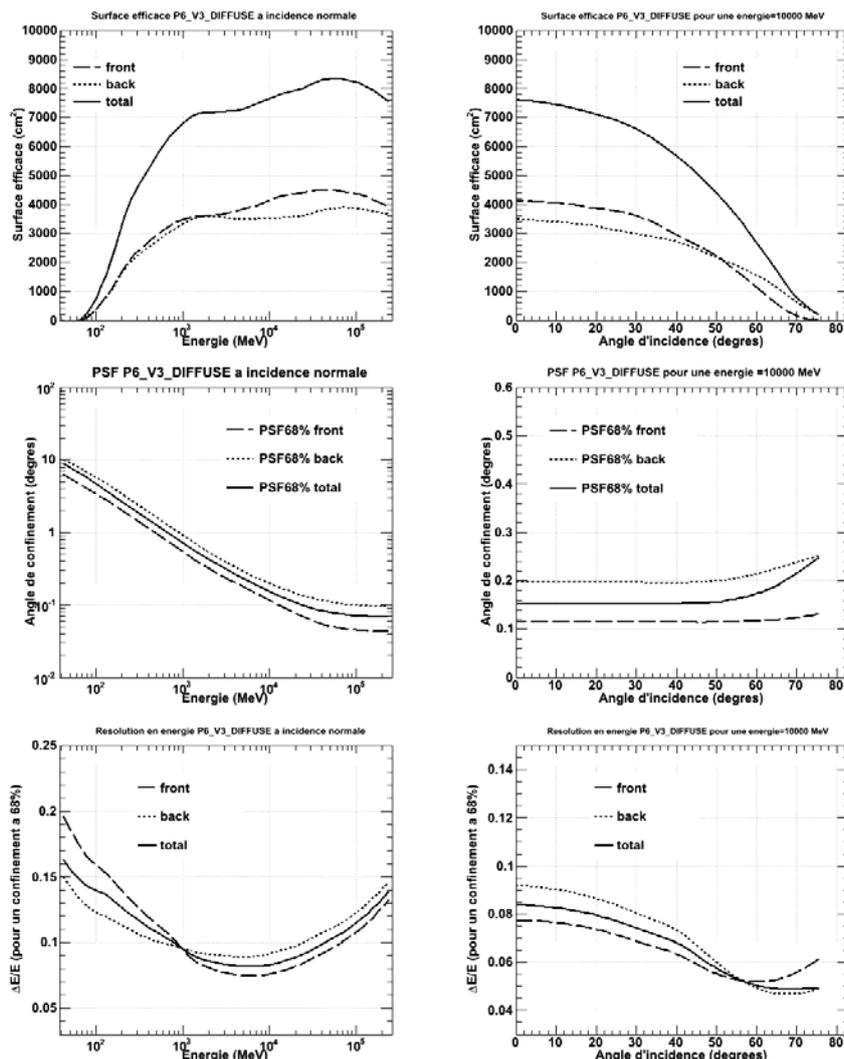


FIG. II.8 – Fonctions de réponses de l’instrument pour la classe *Diffuse* et la version d’IRFs P6V3 : surface efficace (haut), PSF (milieu), résolution en énergie (bas).

- **augmentation de la surface efficace à basse énergie** : un rapport d’environ 4.5 existe entre la surface efficace totale du détecteur à 100 MeV pour la version P7CLEAN_V6 ($S_{eff,total} \simeq 2800 \text{ cm}^2$) et celle pour la version P6V3 ($S_{eff,total} \simeq 600 \text{ cm}^2$).

- **résolution en énergie meilleure pour $E > 10 \text{ GeV}$**

- **prise en compte de la dépendance de la surface efficace en fonction de l’angle azimutal ϕ** : de par la forme carrée du détecteur, la surface efficace dépend de l’angle ϕ avec lequel arrive le photon incident. Cette dépendance angulaire a été prise en compte pour la première fois dans la version 11 de Pass 6.

- **meilleure sensibilité** : fonction de la PSF, de la surface efficace, du bruit de fond et donc des

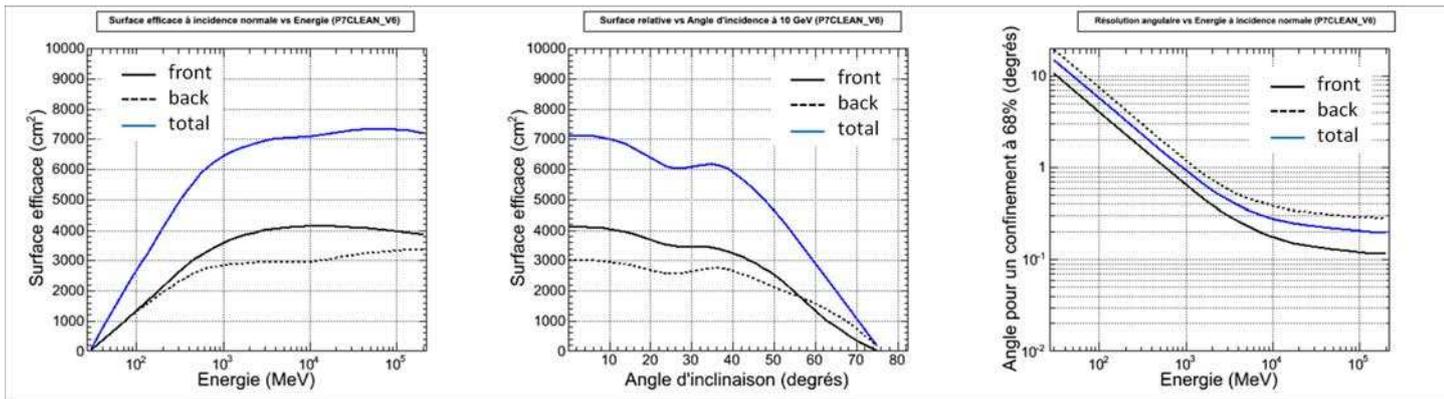


FIG. II.9 – Fonctions de réponses de l’instrument pour le jeu d’IRFs P7CLEAN_V6 : surface efficace en fonction de l’énergie (gauche) et de l’angle d’inclinaison (milieu) et PSF en fonction de l’énergie (droite).

différentes coupures effectuées durant tout le processus de reconstruction et classification des événements, et étant donnée l’amélioration de l’ensemble de ces paramètres entre la version Pass 6 et Pass 7, la sensibilité Pass 7 est meilleure d’un facteur environ égal à 2 par rapport à Pass 6⁶.

- **utilisation d’une PSF caractérisée après lancement** : suite à des analyses de sources ponctuelles utilisant une statistique cumulée sur plusieurs mois, quelques divergences furent observées entre la description de la PSF du LAT telle qu’issue des simulations Monte Carlo et la distribution angulaire des photons autour de sources ponctuelles brillantes, avec un profil systématiquement plus étendu pour des énergies supérieures à quelques GeV. Après deux ans d’enregistrement de données par le LAT, il apparut donc naturel de caractériser une nouvelle fois la PSF de l’instrument avec les données acquises en vol, la statistique étant cette fois suffisante pour caractériser de façon convenable la PSF à haute énergie. Un échantillon composé des 65 blazars les plus brillants du catalogue Fermi à 11 mois (Abdo et al., 2010b) fut choisi pour déterminer la réponse de l’instrument, puisque ces derniers fournissent davantage de statistiques à haute énergie que les pulsars. L’utilisation de cette nouvelle PSF permet une meilleure reproduction des données, avec une augmentation de significativité pour l’ensemble des sources.

Cette PSF caractérisée en vol a une queue à haute énergie dont l’amplitude est plus grande que celle de la PSF estimée avant le lancement. Cette nouvelle PSF étant calibrée sur un échantillon de blazars, elle pourrait être biaisée si des halos de rayons gamma entouraient ces derniers et que ceux-ci n’aient pas été pris en compte dans le processus de calibration. Caractériser la PSF de façon précise revêt donc une importante capitale puisqu’elle permet de contraindre le champ magnétique intergalactique et de tester la présence de halos de rayons gamma autour des sources extragalactiques (Fermi-LAT Collaboration in preparation, 2012a).

Cette PSF caractérisée en vol ne prend plus en compte la dépendance en theta (angle d’inclinaison) afin de palier la faible statistique dans la mesure de la PSF. Un angle theta moyen, calculé à partir d’une centaine d’AGN sur les deux premières années de la mission, est alors utilisé. En effet, pour des temps d’intégration de longue durée, on estime que cette négligence n’a pas d’effet significatif

⁶http://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat_Performance.htm

puisque la valeur de theta moyennée sur une longue période est proche de la valeur moyennée sur deux ans utilisée dans Pass 7. Le panneau du milieu (droite) de la Figure II.8 représente la dépendance de la PSF à l'angle θ . Cette dépendance est de faible amplitude ce qui confirme le fait qu'elle peut bien être négligée.

Du fait d'une surface efficace différente à basse énergie et suite à une mise à jour de la classification des événements, une fraction des événements inclus dans les données Pass 7 n'étaient pas présente dans les données Pass 6. Au contraire, certains événements de Pass 6 ont été reclassés comme appartenant au fond et ne figurent plus dans les données Pass 7 qui constitue de ce fait un nouveau jeu de données LAT. Les classes d'événements subirent ainsi quelques modifications : la classe *Diffuse* fut supprimée au profit de la création de deux nouvelles classes : *Clean* et *Ultra Clean*.

Une page web regroupant les performances du LAT est disponible et mise à jour régulièrement ⁷.

3.3 Les modèles de fonds

Tout l'enjeu des analyses effectuées avec les données LAT est de corriger du fond diffus sur l'analyse et donc sur les résultats scientifiques qui en découlent. Ce fond se divise en une composante galactique et une autre isotrope, cette dernière étant la somme d'une composante résiduelle instrumentale et d'un fond extragalactique. Afin de discriminer au mieux les photons issus du fond de ceux provenant de la source d'intérêt, il est nécessaire de créer un modèle de fond qui soit le plus réaliste possible en vue d'une analyse optimisée. Ce dernier est bien sûr en constante évolution, prenant régulièrement en compte les progrès effectués sur la connaissance du ciel gamma.

Le modèle galactique

Le modèle galactique est un modèle spatial et spectral. Le modèle d'émission diffuse galactique a été développé à partir de l'observation des raies spectrales de HI et CO (comme traceur de H₂) pour déduire la distribution du gaz interstellaire dans des anneaux centrés sur la galaxie. Des traceurs infrarouges de densité de colonne de poussière ont été utilisés afin de corriger les densités de colonne dans les directions où l'épaisseur optique du HI était soit sur- soit sous-estimée. Le modèle d'émission diffuse fut alors construit en ajustant les émissivités gamma de ces anneaux dans différentes bandes d'énergie aux observations effectuées par le LAT. Cet ajustement fut basé sur un modèle d'émission Compton inverse calculé en utilisant GALPROP (Strong et al., 2000) et un modèle pour l'émission diffuse isotrope.

Le modèle galactique utilisé durant cette thèse est *gll_iem_v02*, fourni sous format FITS par la Collaboration. Ce dernier donne à la fois la dépendance énergétique et spatiale de la composante diffuse galactique. Un ensemble de 30 cartes monoénergétiques donne accès à l'évolution de cette composante pour des énergies espacées de façon logarithmique entre 50 MeV et 100 GeV. La dépendance spatiale intervient quant à elle sur chacune de ces cartes donnant la distribution des flux diffus d'origine galactique sur l'ensemble du ciel. Chacune d'elles, centrée sur $l=0$ et $b=0$ (où l et b sont respectivement la longitude et latitude galactiques), est constituée de $720 \times 360 = 259200$ pixels d'angle solide $\Delta\Omega = \Delta l \Delta b \cos b$.

Une carte de l'émission diffuse galactique à $E=110$ MeV et couvrant l'ensemble du ciel est représentée en Figure II.10. La Figure II.11 montre quant à elle l'évolution de l'intensité de l'émission diffuse en fonction de la latitude galactique pour une énergie de 110 MeV. Cette composante est

⁷http://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat_Performance.htm

maximale au niveau du centre galactique ($l=0^\circ$, $b=0^\circ$) et diminue fortement vers les pôles. Le flux diffus galactique au niveau du centre galactique est supérieur d'un facteur 10^5 au flux au niveau des pôles galactiques. Une diminution d'un facteur 15 en intensité est de plus à noter dans les 10 premiers degrés de part et d'autre du plan galactique.

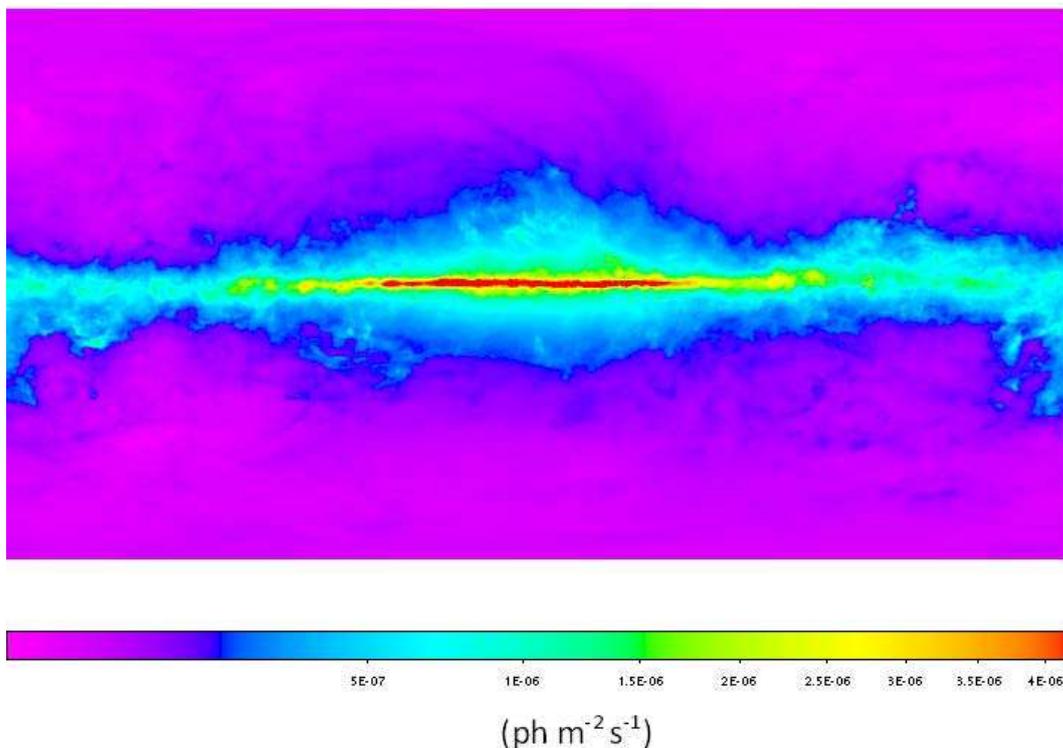


FIG. II.10 – Carte de l'émission diffuse galactique à 110 MeV, en coordonnées galactiques ($-180^\circ \leq l \leq 180^\circ$, $-90^\circ \leq b \leq 90^\circ$). Le coin en haut à droite correspond à $(l, b) = (-180^\circ, 90^\circ)$. Carte extraite du fichier `gll_iem_v02.fit`.

La dépendance en énergie de la composante diffuse galactique est mise en évidence sur la Figure II.12 où sont représentés les spectres en énergie pour différentes bandes en latitude : $|b| < 20^\circ$ (ronds), $20^\circ < |b| < 40^\circ$ (carrés vides) et $|b| > 40^\circ$ (triangles). La dépendance en énergie de ces spectres à l'allure en loi de puissance, est très similaire dans les trois bandes. Le forme du spectre ne semble donc pas dépendre de la latitude galactique, contrairement à la normalisation. Il est néanmoins nécessaire de tempérer cette conclusion. En effet, une intégration sur l'ensemble des longitudes galactiques a été réalisée dans chacune des bandes. Une étude plus détaillée, faisant intervenir des zones du ciel plus restreintes, dans lesquelles les processus de formation des photons du diffus ne sont pas les mêmes montrerait certainement des variations spectrales plus évidentes. Le flux diffus galactique intégré sur l'ensemble du ciel et sur la gamme d'énergie [50 MeV-100 GeV], à partir d'une interpolation en loi de puissance entre les différentes bandes en énergie est de $8.3 \text{ ph m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

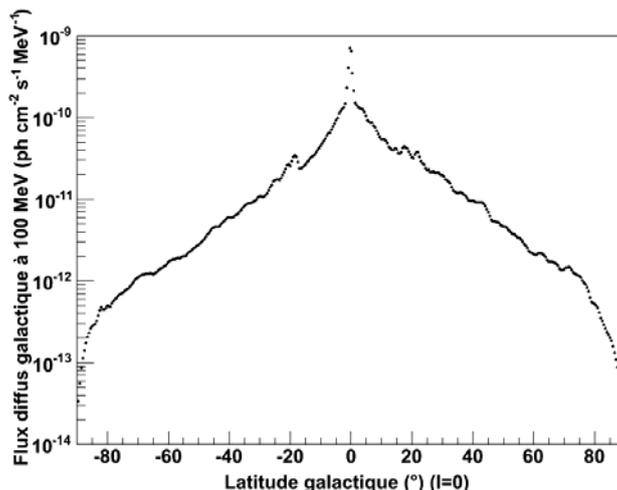


FIG. II.11 – Dépendance en latitude (pour une longitude nulle) du modèle d’émission diffuse galactique à E=110 MeV.

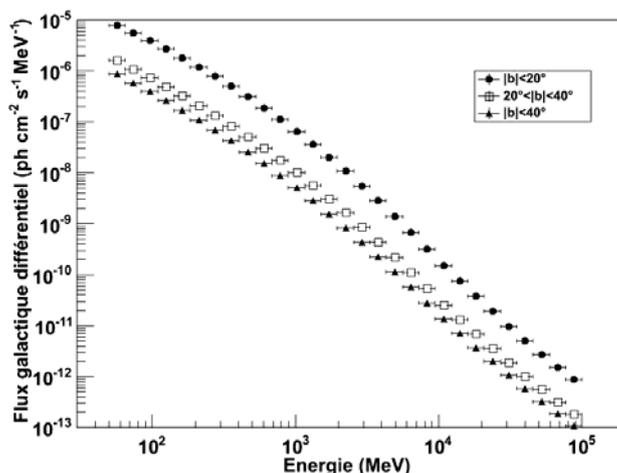


FIG. II.12 – Spectre en énergie de la composante diffuse galactique pour différentes bandes en latitude : $|b| < 20^\circ$ (ronds), $20^\circ < |b| < 40^\circ$ (carrés vides) et $|b| > 40^\circ$ (triangles).

Le modèle isotrope

Le modèle isotrope fournit la forme spectrale à partir d’un ajustement de l’émission sur tout le ciel ($|b| > 30^\circ$) qui n’est pas présente dans le modèle d’émission diffuse galactique et inclut donc à la fois la composante diffuse de photons extragalactiques et l’émission résiduelle des rayons cosmiques ayant résisté aux différentes coupures effectuées lors du traitement à bord du satellite. Ce modèle d’émission isotrope est déterminé en supposant un modèle spécifique d’émission diffuse galactique, et l’une des classes d’événements seulement. Ainsi, le modèle spectral isotrope résultant de cette opération doit être utilisé avec le même modèle galactique et la même classe d’événements que ceux qui

ont permis sa création. Le modèle isotrope utilisé durant cette thèse est *isotropic_iem_v02*, fourni en format ascii par la Collaboration. Ce dernier donne le flux différentiel isotrope, associé à son erreur systématique, exprimés en $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{MeV}^{-1}$ pour 20 valeurs d'énergie comprises entre 39.4 MeV et 404 GeV. Seule la dépendance en énergie de la composante isotrope est donnée puisque par définition ce spectre est applicable en tout point de l'espace. Ce spectre est donné en Figure II.13. Le flux isotrope intégré sur tout le ciel est obtenu grâce à une interpolation entre les points listés dans ce fichier : une interpolation en loi de puissance donne un flux isotrope intégré sur l'ensemble du ciel de $5.0 \text{ ph m}^{-2} \text{s}^{-1}$.

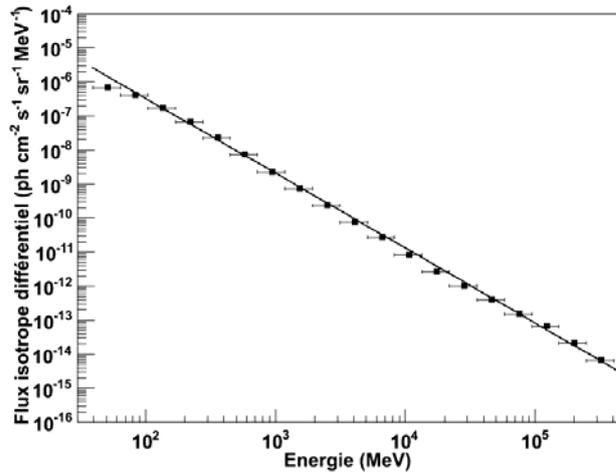


FIG. II.13 – Modèle *isotropic_iem_v02* (points rouge) sur lequel a été superposée une loi de puissance d'indice arbitrairement fixé à 2.2.

3.4 Sensibilité

A partir des modèles de fonds diffus et des performances de l'instrument, il est possible d'estimer la sensibilité du LAT. La sensibilité à une source dépend bien entendu du temps d'observation, de son spectre et de la gamme en énergie considérée. La sensibilité est définie comme le flux minimal d'une source ponctuelle pouvant être détectée par le LAT tel que le Test Statistic ⁸, associé à la détection soit de 25 (équivalent à presque 5σ dans le cas gaussien avec 1 degré de liberté qu'est le flux).

La sensibilité n'est pas uniforme sur tout le ciel du fait de structures spatiales dans la composante galactique du fond diffus et de la non-uniformité de l'exposition. Ainsi, du fait de cette répartition inhomogène de l'émission diffuse galactique, la sensibilité du LAT est fonction de la position de la source dans le ciel. Ces inhomogénéités sont présentées dans la Figure II.14 qui montre une carte de la sensibilité du LAT sur tout le ciel (Flux [$E > 100 \text{ MeV}$] en $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) en coordonnées galactiques pour les 11 premiers mois de données du LAT acquis en mode balayage (incluant donc les effets liés au passage du satellite dans la SAA ainsi que les temps morts). Cette carte suppose un seuil de

⁸Le Test Statistic est défini comme $TS = 2(\log \mathcal{L}(\text{source}) - \log \mathcal{L}(\text{nosource}))$, où \mathcal{L} représente la vraisemblance des données étant donné le modèle avec ou sans la source à une position donnée dans le ciel.

détection fixé à un TS de 25 pour une source d'indice spectral 2.0. Elle fut générée avec la version Pass 6 des IRFs à partir des outils d'estimation de flux et de significativité qui seront présentés dans le Chapitre VIII. Dans les régions situées près du plan galactique, les sources seront moins facilement détectables que les sources de même flux localisées dans une région à plus haute latitude galactique. La sensibilité du LAT est dépendante de l'intervalle de temps considéré. Une estimation (avec les

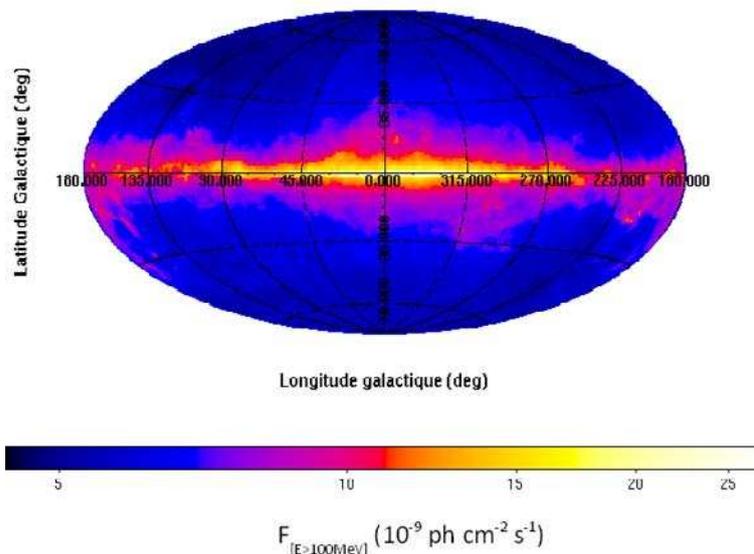


FIG. II.14 – Projection Aitoff d'une carte de sensibilité obtenue avec les outils d'estimation présentés au Chapitre VIII pour un jeu de données LAT de 11 mois, en coordonnées galactiques (Pass 6, $\Gamma=2.0$).

mêmes outils que ceux utilisés pour la Figure II.14) de la sensibilité du LAT en 2016, soit après 8 ans d'observation, donne pour une source située à la position $(l, b) = (60^\circ, 60^\circ)$ avec un indice spectral $\Gamma = 2.0$, une sensibilité de $1.4 \times 10^{-9} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, promettant un enrichissement conséquent du nombre de sources détectées à ce jour dans le domaine des hautes énergies.

Outils d'analyse des données du *Fermi-LAT*

Sommaire

1	Analyse standard	50
1.1	Vraisemblance	50
1.2	Test Statistic (TS)/Significativité	52
1.3	Sélection des photons	52
1.4	Création du modèle	52
1.5	Les différents types de spectres	53
1.6	Calcul du temps de vie	54
1.7	Calcul de l'exposition	54
1.8	Calcul de la réponse diffuse	55
1.9	Ajustement de la vraisemblance et déduction des paramètres de la source .	55
2	Analyses temporelles	56
2.1	Courbes de lumière	56
2.2	Energie de décorrélation	56
3	Analyses spectrales	60
3.1	Détermination de l'énergie de coupure d'un spectre par ajustement du profil de vraisemblance	60
3.2	Analyses en bandes d'énergie	60
4	Simulations Monte-Carlo	61
5	Activité <i>Flare Advocate</i> : surveillance du ciel en temps réel	62

TOUTE analyse des données du LAT est réalisée à partir de deux fichiers fournis au format FITS (*Flexible Image Transport System*) par la Collaboration (<http://fits.gsfc.nasa.gov/>). Le premier contient une liste de photons, ayant passé avec succès les différents filtres destinés à rejeter les particules chargées. Chaque photon est caractérisé par son temps d'arrivée, son énergie, son origine apparente dans le ciel et la classe d'événement lui étant associée, chacun de ces paramètres étant la meilleure estimation résultant du processus de reconstruction des événements par les éléments du LAT. Ce fichier est appelé "fichier événements" ou "fichier FT1". Du fait du large champ de vue du LAT et de sa couverture du ciel en 3h, ce dernier observe différentes sources au même moment. Le fichier FT1 constitue donc une liste semi continue de photons sur une période donnée, avec des photons provenant d'une région donnée du ciel. Le deuxième fichier nécessaire à toute analyse, plus communément appelé "fichier FT2", est celui contenant les données du satellite. Il permet, à tout moment, de connaître la position, l'orientation et le mode d'observation du LAT. Ce fichier liste également les moments durant lesquels le LAT est inactif, lors de ses passages dans l'Anomalie Sud Atlantique par exemple. Ce chapitre s'attache à présenter les outils d'analyse standard utilisés lors des analyses des données du LAT. Plus de détails peuvent être trouvés sur le site du *Fermi Science Support Center* (<http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/>).

1 Analyse standard

Alors qu'une exploration grossière des données du LAT peut suggérer la présence de sources et une variabilité temporelle, une analyse quantitative plus précise nécessite un ajustement de modèles aux données. Cette approche est nécessaire du fait de la dépendance des IRFs à l'énergie et à la géométrie, de la nature des fonds galactique et isotrope et de la façon dont le satellite observe le ciel. L'analyse des données du LAT est donc basée sur un maximum de vraisemblance afin de trouver les paramètres qui permettent le meilleur ajustement entre le modèle et les données.

1.1 Vraisemblance

La vraisemblance \mathcal{L} (ou *likelihood* en anglais) est la probabilité de reproduire les données étant donné un modèle d'entrée qui est, dans notre cas, la distribution sur le ciel des flux dans le domaine gamma. La méthode de maximisation de vraisemblance consiste à maximiser \mathcal{L} pour obtenir le meilleur accord entre le modèle et les données. Les données peuvent être groupées (binnées¹) en intervalles multidimensionnels (pixels sur le ciel, intervalles en énergie...). Le nombre d'événements observé dans chaque intervalle (bin) est caractérisé par une distribution de Poisson. \mathcal{L} est le produit des probabilités d'observer le nombre d'événements détectés n_j dans chaque bin j , alors que le modèle

¹"bin" signifie "bac" en anglais, d'où l'idée d'un tri des événements dans différents bacs.

prédit m_j .

$$\mathcal{L} = \prod_j \frac{m_j^{n_j} e^{-m_j}}{n_j!} \quad (\text{III.1})$$

Ainsi :

$$\mathcal{L} = \prod_j e^{-m_j} \prod_j \frac{m_j^{n_j}}{n_j!} = e^{-N_{\text{pred}}} \prod_j \frac{m_j^{n_j}}{n_j!} \quad (\text{III.2})$$

Le traitement de plusieurs photons dans un même intervalle (*binned likelihood* en anglais) conduit à une perte d'information. En effet, les caractéristiques de chaque bin sont alors la moyenne des caractéristiques des photons inclus dans ce bin. Ainsi, lorsque c'est possible, i.e. lorsque le nombre de photons n'est pas trop important (pour des sources loin du plan galactique), il est préférable de traiter les photons individuellement pour ne pas altérer l'information disponible sur chacun d'entre eux, en choisissant une taille infinitésimale de pixel, 0 ou 1 photon est observé dans chaque pixel j . C'est ce processus, appelé *unbinned likelihood*, qui sera utilisé dans les analyses présentées dans cette thèse. Une analyse non-binnée est forcément plus coûteuse en temps de calcul qu'une analyse binnée. C'est pour cela qu'elle doit être réservée aux cas pour lesquels le nombre de photons est limité. Selon Cash (1979), la log-vraisemblance est obtenue en additionnant la contribution de chaque photon, indexé par i dans la suite, à l'intérieur d'une région d'intérêt (ROI pour l'anglais *Région Of Interest*) durant un intervalle de temps $[T_0, T_1]$:

$$\ln \mathcal{L} = \sum_i \ln M_i - N_{\text{pred}} \quad (\text{III.3})$$

avec :

$$M_i = \text{Exp}(E_i, T_0, T_1) [S_s(E_i) \text{PSF}(r_i, E_i) + S_B(E_i)] \quad (\text{III.4})$$

la densité d'événements du modèle, r_i la déviation angulaire par rapport à la position de la source, $\text{Exp}(E_i, T_0, T_1)$ l'exposition sur la période de temps considérée, N_{pred} le nombre d'événements prédit par le modèle et $S_s(E_i)$ le spectre différentiel de la source, supposé ici être une loi de puissance :

$$S_s(E_i) = A \left(\frac{E_i}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad (\text{III.5})$$

avec E_0 une énergie de référence, A le flux différentiel pour $E_i = E_0$ et Γ l'indice spectral du photon. $\text{PSF}(r_i, E_i)$ est la fonction d'étalement du point (supposée être indépendante de l'angle θ_i entre l'axe normal au satellite et la direction d'arrivée des photons) et $S_B(E_i)$ le fond différentiel par unité d'angle solide.

Dans la plupart des cas, nous savons que la source est présente et nous souhaitons attribuer aux paramètres spectraux du modèle la meilleure valeur possible. Puisque nous attendons du meilleur modèle qu'il ait la probabilité la plus élevée d'engendrer les données observées, les valeurs des paramètres spectraux sont modifiées pour maximiser la vraisemblance.

1.2 Test Statistic (TS)/Significativité

A partir de la vraisemblance, il est usuel de définir le *Test Statistic* (TS), dont l'expression est la suivante :

$$TS = 2\Delta \ln \mathcal{L} \quad (\text{III.6})$$

où $\Delta \ln \mathcal{L} = \ln \mathcal{L}_{source} - \ln \mathcal{L}_{nosource}$ est la différence de vraisemblance entre un modèle contenant le fond et la source à une position donnée et un modèle ne contenant que le fond (hypothèse nulle).

Le TS est une fonction strictement croissante de \mathcal{L}_{source} , c'est pourquoi maximiser le TS équivaut à maximiser la vraisemblance. Dans la limite d'un grand nombre de photons, le Théorème de Wilk stipule que le TS pour l'hypothèse nulle est asymptotiquement distribué comme un χ_n^2 , où n représente le nombre de paramètres caractérisant la source additionnelle. Dans notre cas, la source additionnelle est caractérisée par un flux intégral et un indice spectral (les spectres sont supposés être des lois de puissance), donc $n = 2$, la position de la source étant fixe. Le TS est donc distribué selon un χ_2^2 si la source est absente. Une source apparente résulte donc d'une fluctuation. Ainsi, un plus grand TS indique que l'hypothèse nulle est incorrecte (une source est effectivement présente). L'intégration de la distribution du χ_2^2 de la valeur observée de TS jusqu'à l'infini donne la probabilité que la source apparente soit due à une fluctuation statistique du fond. Dans le cas gaussien et pour un degré de liberté (flux), la racine carrée du TS d'une source est environ égale à sa significativité de détection. Ainsi, la significativité résultante est $\sqrt{TS} \sigma$. Par exemple, $TS = 25$ équivaut à environ 5σ . Pour deux degrés de liberté (flux et indice spectral), $TS = 25$ équivaut alors à 4.63σ . Dans le cas du catalogue des données Fermi à 24 mois (Nolan et al., 2012), la position de la source est elle aussi laissée libre dans le modèle. Avec quatre degrés de liberté (F, Γ, l, b), $TS = 25$ équivaut alors à 4.05σ .

1.3 Sélection des photons

Supposons dans la suite que nous souhaitons étudier le spectre d'une source unique. Du fait de la PSF étendue à basse énergie (68% des photons à l'intérieur de 5° à 100 MeV), il est nécessaire d'élargir l'analyse à une ROI de rayon de quelques degrés ou dizaines de degrés selon la nature plus ou moins étendue de la source et la gamme d'énergie utilisée pour l'analyse. Cette région du ciel sera centrée sur les coordonnées de la source d'intérêt. La sélection des photons se fait grâce à l'outil *gtselect* qui permet une sélection à plusieurs niveaux : sélection spatiale, temporelle et en énergie. Une sélection sur la classe des événements peut également être appliquée. Puisque la connaissance des caractéristiques instantanées du LAT (position et orientation) est nécessaire à l'analyse de toute donnée, il est indispensable d'avoir en sa possession, en plus du fichier événements FT1, un fichier FT2 couvrant la période de l'analyse².

1.4 Création du modèle

L'analyse de toute région du ciel nécessite un modèle, qui rend compte le mieux possible des différentes sources de rayons gamma dans la ROI. Ce modèle inclut la position de la/les source(s) analysée(s), la position des sources voisines, un modèle d'émission diffuse, le type de spectre des sources

²Dans les fichiers FT1 et FT2, les temps sont exprimés en MET (pour l'anglais *Mission Elapsed Time*) qui correspond au nombre de secondes écoulées depuis la date de référence du 1^{er} Janvier 2001, à 00 :00 :00 UTC et qui équivaut à une Date Julienne Modifiée (MJD) de 51910 dans le système UTC.

(loi de puissance, loi de puissance brisée...) et la valeur des paramètres spectraux (flux intégral ou différentiel, indice spectral...). Lors de l'ajustement du modèle avec les données, les paramètres de la/les source(s) analysée(s) doivent être libres de varier. Du fait de la large PSF à basse énergie et du champ de vue très étendu du LAT, de nombreuses sources sont détectées dans le voisinage de la source étudiée, avec un recouvrement de leur PSF à basse énergie. Bien que la contribution des sources voisines décroisse avec leur éloignement à la source centrale, la ROI contient des photons parasites provenant des sources voisines. Il est donc nécessaire de laisser varier également les paramètres des sources situées dans l'environnement proche de la source étudiée. L'espace des paramètres peut être très étendu (les paramètres spectraux de l'ensemble des sources de la ROI peuvent être ajustés simultanément). Plusieurs optimiseurs sont disponibles afin de maximiser l'efficacité du processus de convergence de la vraisemblance.

1.5 Les différents types de spectres

Le spectre d'une source peut être modélisé à l'aide de plusieurs fonctions, chacune d'elles ayant des caractéristiques propres. Les cinq plus fréquemment utilisées sont présentées dans cette section.

Loi de puissance

Abréviée par l'acronyme PL pour l'anglais *Power law*, la loi de puissance a l'expression suivante :

$$N(E) = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad (\text{III.7})$$

où N_0 est le flux différentiel comme vu dans l'Equation III.5, Γ l'indice spectral et E_0 une énergie de référence. Si l'on considère maintenant une loi de puissance avec, pour normalisation, le flux intégré entre deux énergies, on obtient la fonction Power law 2 (PL2) qui s'écrit de la façon suivante :

$$N(E) = (1 - \Gamma) \frac{NE^{-\Gamma}}{E_{max}^{1-\Gamma} - E_{min}^{1-\Gamma}} \quad (\text{III.8})$$

où N est le flux intégral de photons entre les énergies E_{min} et E_{max} et Γ l'indice spectral. Cette fonction a le même nombre de paramètres que la fonction PL, mais fournit directement le flux intégral et non différentiel. Son utilisation sera donc préférée dans les analyses présentées par la suite.

Loi de puissance brisée

Egalement appelée BPL pour l'anglais *Broken Power Law*, la loi de puissance brisée est une fonction formée de deux lois de puissance :

$$N(E) = N_0 \left(\frac{E}{E_b} \right)^{-\Gamma_i} \quad (\text{III.9})$$

avec $i=1$ pour $E < E_b$ et $i=2$ pour $E > E_b$. Γ_1 et Γ_2 sont respectivement les indices spectraux à basse et haute énergie, E_b est l'énergie de coupure du spectre et N_0 le flux différentiel.

Loi de puissance brisée lissée

Une loi de puissance brisée, également appelée SBPL pour l'anglais *Smooth Broken Power Law*, *SBPL*, dont la cassure est adoucie par rapport à une BPL prend la forme suivante :

$$N(E) = \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\Gamma_1} \left(1 + \left(\frac{E}{E_b} \right)^{(\Gamma_1 - \Gamma_2)/\beta} \right)^{-\beta} \quad (\text{III.10})$$

N_0 est le flux différentiel, E_0 une énergie de référence, Γ_1 et Γ_2 les indices spectraux pour les énergies inférieures et supérieures à la cassure spectrale à l'énergie de coupure E_b . β est le paramètre de lissage de la cassure (*smoothing* en anglais, d'où le nom de la fonction).

Loi de puissance avec coupure exponentielle

La loi de puissance avec coupure exponentielle, utilisée par exemple pour modéliser le spectre des blazars sujets à l'absorption par les photons du fond extragalactique, s'écrit de la façon suivante :

$$N(E) = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \exp \left(-\frac{E}{E_c} \right) \quad (\text{III.11})$$

où N_0 est le flux différentiel, E_0 une énergie de référence, E_c l'énergie de coupure du spectre et Γ l'indice spectral.

Parabole logarithmique

La fonction parabole logarithmique, ou LogPar, s'écrit de la façon suivante :

$$N(E) = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-(\alpha + \beta \log(E/E_0))} \quad (\text{III.12})$$

où N_0 est le flux différentiel, E_0 une énergie de référence. α et β régissent la pente de la fonction.

1.6 Calcul du temps de vie

Les IRFs dépendent de l'angle θ entre la direction de la source étudiée et l'axe normal du LAT. Le nombre de photons provenant de la source est donc fonction de la durée durant laquelle le LAT a observé la source à un angle θ donné. Le *temps de vie* (*livetime* en anglais), i.e. la durée durant laquelle le LAT a observé une position donnée dans le ciel avec un angle d'inclinaison donné, dépend seulement de l'historique de l'orientation du LAT durant l'observation et non du modèle de la source observée. La compilation de ces temps de vie pour tous les points du ciel est appelé *livetime cube* (LTC dans la suite). Les LTCs sont calculés par l'outil *gltcube*, à partir du fichier FT2, après définition par l'utilisateur de la taille de la grille spatiale et de l'échantillonnage de l'angle d'inclinaison. *gltcube* calcule le LTC pour l'intégralité du ciel, pour la période couverte par le fichier satellite. Ainsi, le même fichier de sortie peut être utilisé pour analyser différentes régions du ciel durant le même intervalle de temps. Cette étape de l'analyse nécessite un important temps de calcul. Cependant, une propriété intéressante est que ces LTCs sont additifs : le LTC pour un intervalle de temps qui est la somme de deux sous-intervalles est la somme du LTC pour chacun de ces deux sous-intervalles.

1.7 Calcul de l'exposition

Afin de déduire le flux observé de la source étudiée, il est nécessaire de corriger le nombre de photons reçus par l'exposition, qui correspond à la surface effective du détecteur multipliée par le temps d'observation du satellite à cette position. Pour cela, l'outil *gtexpmap* génère des cartes d'exposition qui correspondent à l'exposition totale pour une région du ciel donnée. Puisque les IRFs dépendent de l'énergie du photon, les cartes d'exposition sont également fonctions de cette énergie. L'outil *gtexpmap* nécessite en entrée le LTC ainsi que la définition de la grille spatiale (taille et nombre de pixels, type de projection...). Il fournit en sortie un ensemble de cartes représentant l'exposition à différentes énergies.

1.8 Calcul de la réponse diffuse

La distribution de photons attendue, intervenant dans le calcul de la vraisemblance, est issue de la convolution du modèle de la source avec la réponse de l'instrument. Plus particulièrement, la contribution à la log-vraisemblance associée à un photon individuel est calculée comme l'intégrale sur l'angle solide du modèle de la source convolué à la réponse de l'instrument évaluée aux temps d'arrivée, direction et énergie observés du photon. En d'autres termes, elle est proportionnelle à la densité de probabilité qu'un événement j arrive d'une source i avec un spectre et une distribution angulaire intrinsèque $S_i(\varepsilon, \hat{p})$:

$$r_{ij} \equiv \int d\hat{p} S_i(\varepsilon, \hat{p}) A_{eff}(\varepsilon, \hat{p}) PSF(\hat{p}'_j; \varepsilon, \hat{p}) D(\varepsilon'; \varepsilon, \hat{p}) \quad (\text{III.13})$$

où ε et \hat{p} sont l'énergie et la direction vraies du photon et les primes indiquent les quantités mesurées correspondantes. A_{eff} , PSF et D sont respectivement la surface efficace, la fonction d'étalement du point et la dispersion en énergie.

Pour les sources ponctuelles, la composante spatiale est une fonction delta, ce qui rend l'intégrale facile à calculer. Cependant, pour les sources diffuses telles que le fond diffus galactique, cette intégrale nécessite un temps de calcul très important puisqu'en principe elle doit être réalisée sur l'ensemble du ciel. Elle est donc précalculée et fournie par le Fermi Science Support Center³ (FSSC), dans le fichier de données FT1 pour les IRFs recommandées. Dans le cadre de simulations, cette étape doit être réalisée par l'utilisateur. L'outil *gtdiffrsp* permet de calculer ces intégrales et ajoute les résultats dans une colonne supplémentaire du fichier FT1 pour chaque source diffuse. Ces quantités sont appelées "réponses diffuses". L'outil *gtdiffrsp* nécessite le fichier de sortie de *gtexpmap* ainsi que le modèle qui décrit l'émission diffuse.

1.9 Ajustement de la vraisemblance et déduction des paramètres de la source

Effectuer un ajustement implique de trouver le jeu de paramètres qui maximise la vraisemblance. La vraisemblance est une fonction non linéaire des paramètres, ainsi les algorithmes de maximisation de fonctions non linéaires peuvent être utilisés. Le maximum de \mathcal{L} est cherché de façon itérative jusqu'à la convergence.

Soit σ_F l'incertitude sur le flux intégral à un sigma. La significativité d'une source étant environ égale à la racine carrée du TS, une significativité de un sigma équivaut donc à un $TS=1$ et donc un $\Delta \ln \mathcal{L} = 0.5$. Ainsi, comme représenté dans la Figure III.1, l'intersection de la fonction $\ln \mathcal{L} = f(F)$ avec la droite d'équation $\ln \mathcal{L} = (\ln \mathcal{L})_{max} - 0.5$ donne l'incertitude à un sigma sur le flux intégral. Ce même processus est utilisé pour la détermination de l'incertitude sur l'indice spectral, l'énergie de coupure ou tout paramètre inclus dans le modèle.

³<http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/>

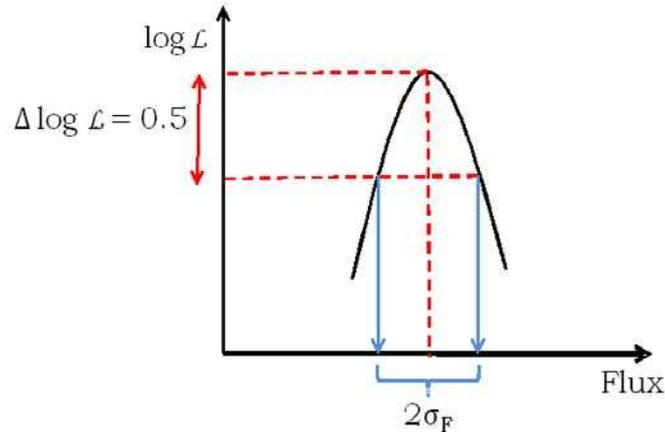


FIG. III.1 – Dédution de l'incertitude sur le flux intégral à partir du profil de vraisemblance.

2 Analyses temporelles

2.1 Courbes de lumière

Une caractéristique importante des blazars est leur variabilité extrême sur la quasi-totalité du spectre électromagnétique et sur des échelles de temps très variées. Cette propriété a pu être mise en évidence par la production de courbes de lumière, i.e. l'étude du flux de la source en fonction du temps. Ces courbes de lumière permettent de révéler les variations de flux intrinsèques à la source et de mettre en évidence des échelles de temps de variabilité. Pour construire une courbe de lumière, un pas d'échantillonnage (appelé *binning* dans la suite) doit être préalablement choisi. En astronomie gamma, ce binning est régulier dans la plupart des cas. Cependant, pour des raisons d'optimisation de l'extraction de l'information, une méthode de génération de courbe de lumière à échantillonnage adaptatif a été développée au cours de cette thèse (voir Chapitre VIII). Produire une courbe de lumière avec les données Fermi consiste à répéter l'analyse standard *likelihood* présentée précédemment pour chaque intervalle de temps de la période choisie. Les paramètres calculés dans un intervalle de temps étant indépendants des autres intervalles, l'ensemble de ces analyses peut être réalisé en parallèle.

2.2 Énergie de décorrélation

La bande d'énergie $E > 100$ MeV est utilisée en astronomie gamma depuis EGRET, les flux étant habituellement calculés dans cette bande pour référence. Le spectre de la source n'étant pas connu, l'erreur relative sur son flux dépend du domaine en énergie choisi pour reporter le flux. Or la précision dans la bande $E > 100$ MeV n'est pas optimale. Les incertitudes relatives les plus faibles sur le flux intégral sont obtenues pour des photons au-dessus d'une énergie caractéristique E_1 , appelée *énergie de décorrélation* par la suite, pour laquelle la corrélation entre flux intégral et indice spectral est minimale.

Dans la suite, appelons :

- E_p l'énergie pour laquelle l'incertitude relative sur le flux différentiel est la plus faible (nommée "Pivot_Energy" dans le catalogue Fermi à 11 mois (Abdo et al., 2010d)).

- E_1 l'énergie pour laquelle l'incertitude relative sur le flux intégral est la plus faible ;
- E_{min} l'énergie au-dessus de laquelle les photons sont sélectionnés ;
- F_{E_0} le flux intégral reporté au-dessus d'une énergie donnée E_0 dans le modèle ;

Dans le but de réduire les incertitudes statistiques affectant le flux intégral, il est donc recommandé de produire les courbes de lumière au-dessus de l'énergie de décorrélation de la source. Le calcul de cette énergie E_1 est basé sur le calcul de la matrice de covariance.

Calcul de l'énergie de décorrélation à partir de la matrice de covariance

Si l'on considère des spectres en lois de puissance, les flux $F_{E_{min}}$ et F_{E_1} sont reliés par l'expression suivante :

$$F_{E_1} = F_{E_{min}} \left(\frac{E_1}{E_{min}} \right)^{-\Gamma+1} \quad (\text{III.14})$$

où Γ est l'indice spectral défini positif.

L'incertitude absolue ΔF_{E_1} sur le flux intégral s'écrit donc :

$$\Delta F_{E_1} = \sqrt{\left(\frac{\partial F_{E_1}}{\partial F_{E_{min}}} \right)^2 C_{F_{E_{min}} F_{E_{min}}} + \left(\frac{\partial F_{E_1}}{\partial \Gamma} \right)^2 C_{\Gamma\Gamma} - 2C_{F_{E_{min}} \Gamma} \left(\frac{\partial F_{E_1}}{\partial F_{E_{min}}} \right) \left(\frac{\partial F_{E_1}}{\partial \Gamma} \right)} \quad (\text{III.15})$$

où $C_{F_{E_{min}} F_{E_{min}}} = \sigma_{F_{E_{min}}}^2$, $C_{\Gamma\Gamma} = \sigma_{\Gamma}^2$ et $C_{F_{E_{min}} \Gamma}$ sont les éléments de la matrice de covariance du couple $(F_{E_{min}}, \Gamma)$.

De là nous pouvons tirer :

$$\left(\frac{\Delta F_{E_1}}{F_{E_1}} \right)^2 = \frac{C_{F_{E_{min}} F_{E_{min}}}}{F_{E_{min}}^2} + \left(\ln \left(\frac{E_1}{E_{min}} \right) \right)^2 C_{\Gamma\Gamma} - \frac{2C_{F_{E_{min}} \Gamma}}{F_{E_{min}}} \ln \left(\frac{E_1}{E_{min}} \right) \quad (\text{III.16})$$

Le minimum de cette fonction intervenant pour $E = E_1$, cherchons la dérivée de l'expression III.16 par rapport à E_1 . Le calcul $\frac{\partial}{\partial E_1} \left[\left(\frac{\Delta F_{E_1}}{F_{E_1}} \right)^2 \right] = 0$ donne :

$$E_1 = E_{min} \exp \left(\frac{C_{F_{E_{min}} \Gamma}}{C_{\Gamma\Gamma} F_{E_{min}}} \right) \quad (\text{III.17})$$

Connaissant le flux au-dessus de E_{min} et la matrice de covariance obtenue avec MINUIT, il est ainsi aisé de calculer l'énergie de décorrélation E_1 .

La valeur de E_1 peut être vérifiée à partir de la valeur E_p disponible dans le catalogue Fermi, valeur également obtenue à l'aide de la matrice de covariance.

E_p et E_1 sont en effet reliées par l'équation (Ballet, 2007) :

$$\ln(E_1) = \ln(E_p) - \frac{1}{\Gamma - 1} \quad (\text{III.18})$$

Pour démontrer cette relation, supposons toujours une source dotée d'un spectre en loi de puissance : $S_S(E) = AX^{-\Gamma}$ avec $X = E/E_0$. Le flux intégral K s'écrit :

$$K = \int_{E_1}^{E_2} S_S(E) dE \quad (\text{III.19})$$

Le calcul de l'intégrale conduit à :

$$K = AE_0 \frac{X_1^{1-\Gamma} - X_2^{1-\Gamma}}{\Gamma - 1} \quad (\text{III.20})$$

L'énergie de décorrélation est obtenue pour $\left(\frac{\partial K}{\partial \Gamma}\right)_A = 0$ (voir Ballet (2007) pour plus de détails). La dérivée de K par rapport à Γ s'écrit :

$$\frac{\partial K}{\partial \Gamma} = AE_0 \frac{((\Gamma - 1) \ln X_2 + 1) X_2^{1-\Gamma} - ((\Gamma - 1) \ln X_1 + 1) X_1^{1-\Gamma}}{(\Gamma - 1)^2} \quad (\text{III.21})$$

En la posant nulle, on obtient :

$$((\Gamma - 1) \ln X_2 + 1) X_2^{1-\Gamma} = ((\Gamma - 1) \ln X_1 + 1) X_1^{1-\Gamma} \quad (\text{III.22})$$

Une simplification consiste à prendre $E_2 = +\infty$ ce qui conduit à annuler le terme de gauche de l'Equation III.22 qui tend alors vers 0. En remplaçant X_1 par E_1/E_p , on obtient alors :

$$\ln(E_1) = \ln(E_p) - \frac{1}{\Gamma - 1} \quad (\text{III.23})$$

Caractéristiques de l'énergie de décorrélation

L'énergie de décorrélation dépend de la position de la source dans le ciel, de son flux intégral et de son indice spectral moyens. A flux et indice constants, elle est indépendante de la durée d'intégration. La Figure III.2 présente l'évolution de l'énergie de décorrélation en fonction de l'indice spectral, pour des valeurs de flux fixes (gauche) et en fonction du flux intégral au-dessus de 100 MeV, pour des valeurs d'indice spectral fixes (droite). Cette énergie de décorrélation fut calculée à l'aide d'une formule analytique présentée dans l'Annexe A, faisant intervenir l'indice spectral de la source, son flux et sa position dans le ciel.

A flux fixé (panneau de gauche), plus la source est dure, i.e. plus l'indice spectral Γ est faible, plus l'énergie de décorrélation E_1 est éloignée des 100 MeV traditionnellement utilisés. En outre, plus la valeur du flux intégral fixée est faible, plus l'écart entre les valeurs extrémales de E_1 s'agrandit entre une source à spectre dur ou mou. De façon symétrique, à indice spectral fixé (panneau de droite), plus le flux intégral de la source est faible, plus E_1 est élevée. Et plus la valeur de l'indice spectral est fixée à une valeur faible, plus la différence d'énergie E_1 entre une source de faible ou fort flux est importante.

Amélioration liée à l'utilisation de l'énergie de décorrélation

Dans cette section, nous allons quantifier l'impact lié à l'utilisation de l'énergie de décorrélation sur les incertitudes relatives sur le flux intégral. La Figure III.3 compare les distributions d'erreurs relatives en flux pour la source PKS 0048-09 pour des flux reportés au-dessus de 100 MeV (violet) et de l'énergie de décorrélation de la source (vert) pour différents intervalles de temps. Ces intervalles de temps furent calculés de façon à avoir une significativité constante $TS = 50$ dans chacun d'entre eux. La méthode à la base de ce calcul, développée durant cette thèse, est expliquée en détails dans le Chapitre VIII. La période couverte par cette courbe de lumière est MJD 54682.7-55486.7. Dans le catalogue à 11 mois des données du LAT, cette source a un flux intégral au-dessus de 100 MeV de $(7.4 \pm 0.6) \times 10^{-8}$ ph cm⁻² s⁻¹ et un indice spectral de 2.20 ± 0.05 (Abdo et al., 2010d). Sa déclinaison

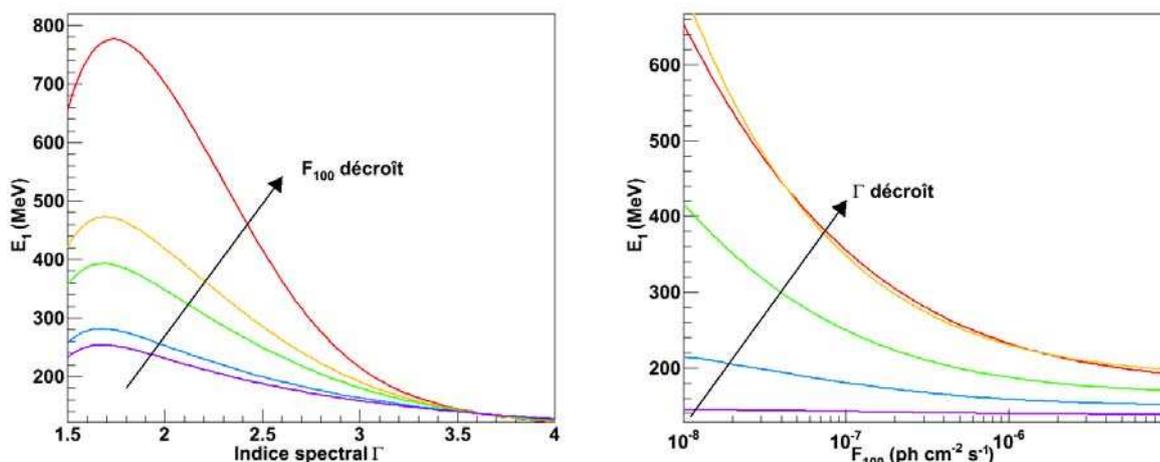


FIG. III.2 – Gauche : Energie de décorrélation en fonction de l'indice spectral pour différentes valeurs de flux intégral au-dessus de 100 MeV (en photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) : rouge : $F_{100}=10^{-8}$, orange : $F_{100}=5 \times 10^{-8}$, vert : $F_{100}=10^{-7}$, bleu : $F_{100}=5 \times 10^{-7}$, violet : $F_{100}=10^{-6}$. Droite : Energie de décorrélation en fonction du flux intégral pour différentes valeurs d'indice spectral : rouge : $\Gamma=1.5$, orange : $\Gamma=2.0$, vert : $\Gamma=2.5$, bleu : $\Gamma=3.0$, violet : $\Gamma=3.5$.

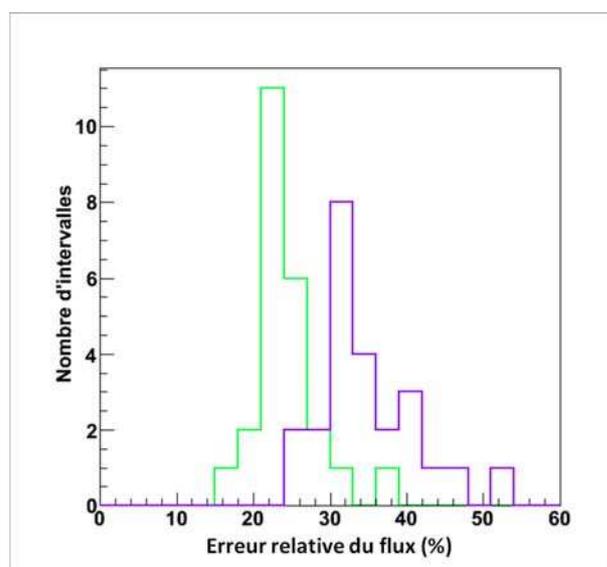


FIG. III.3 – Distribution d'erreur relative du flux pour la source PKS 0048-09 pour des flux reportés au-dessus de 100 MeV (violet) et de l'énergie $E_1 = 322$ MeV (vert). Les intervalles de temps furent calculés de façon à avoir une significativité constante $TS = 50$ dans chacun d'entre eux, dans le cas $E > 100$ MeV (voir Chapitre VIII). L'analyse $E > E_1$ fut réalisée sur les mêmes intervalles. La période couverte par cette courbe de lumière est MJD 54682.7-55486.7.

et son ascension droite sont respectivement de 12.6° et -9.5° . Pour cette source, l'énergie de décor-

relation calculée est de 322 MeV. Les distributions obtenues pour $E_1 = 322$ MeV et $E_1 = 100$ MeV, respectivement centrées sur 24.4 ± 0.9 et 35 ± 1 , mettent en lumière l'apport évident de l'utilisation de l'énergie de décorrélation par rapport aux 100 MeV standards. Les incertitudes relatives en flux obtenues en utilisant l'énergie de décorrélation sont en moyenne 30% inférieures à celles obtenues avec une énergie de 100 MeV. L'apport de cette énergie caractéristique n'est donc pas négligeable et justifierait une utilisation systématique de l'énergie de décorrélation dans le calcul des courbes de lumière, ce qui n'est pour le moment pas une pratique très répandue.

3 Analyses spectrales

3.1 Détermination de l'énergie de coupure d'un spectre par ajustement du profil de vraisemblance

Dans le cas de l'ajustement d'un spectre avec une fonction BPL, l'énergie de coupure E_b qui sépare les domaines d'énergie où s'appliquent des indices spectraux différents (Γ_1 pour $E < E_b$ et Γ_2 pour $E > E_b$) ne peut pas être obtenue directement à partir de l'ajustement à cause de problèmes de convergence dus au caractère non-régulier de la fonction BPL à l'énergie de coupure. Une méthode consiste donc à extraire la valeur de cette énergie de coupure grâce à une procédure d'ajustement du profil de log-vraisemblance. Un exemple est montré en Figure III.4. Cette analyse concerne la source 3C 454.3, dont l'étude détaillée fera l'objet du Chapitre VII, et couvre la période du 29 décembre 2009 au 12 janvier 2010. Cette méthode consiste à fixer la valeur de l'énergie de coupure E_b dans le modèle, effectuer une analyse *likelihood* en laissant le flux et les indices spectraux avant et après la coupure varier et extraire la valeur de la log-vraisemblance dans ce cas. Cette séquence est répétée pour différentes valeurs de E_b . Le but est de faire varier la valeur fixée de E_b sur une large gamme en énergie. En sortie de ce processus, une série de points permet de dessiner l'évolution de $\ln \mathcal{L}$ en fonction de E_b . Un polynôme est ensuite ajusté aux points. Le maximum (ou le minimum si $-\ln \mathcal{L}$ est représenté en ordonnées) de la fonction donne la valeur de l'énergie de coupure et un $\Delta \ln \mathcal{L} = 0.5$ par rapport à ce point permet de déduire son incertitude statistique. Pour que cette procédure soit valide, il est nécessaire de vérifier que le minimum local de la fonction $\ln \mathcal{L}$ correspond également au minimum absolu.

3.2 Analyses en bandes d'énergie

Pour extraire la SED (pour l'anglais *Spectral Energy Density*) d'une source, qui correspond au flux d'énergie moyen par intervalle logarithmique en énergie, il est intéressant de réaliser une analyse en bandes. Cette analyse consiste à fractionner le domaine d'énergie [100 MeV ; 300 GeV] en différents intervalles d'énergie (dont les bornes sont généralement équidistantes en échelle logarithmique) et réaliser pour chacun d'entre eux une analyse *likelihood*. Elle néglige la résolution en énergie qui redistribue les photons sur différentes bandes adjacentes. Combinés à d'autres domaines en énergie, ces résultats permettent d'obtenir une "image" de l'état spectral de la source à un instant donné.

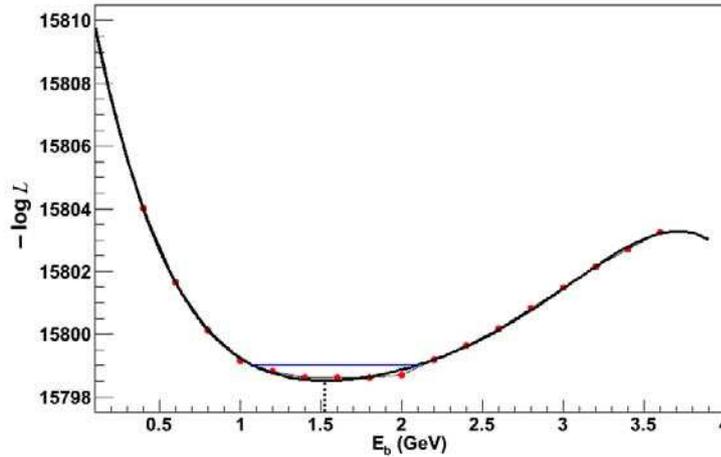


FIG. III.4 – Exemple de calcul de l'énergie de coupure par ajustement manuel de profil de vraisemblance. E_b , dont la valeur est indiquée par la ligne pointillée, est donnée par le minimum de la fonction $-\log \mathcal{L}$ et son incertitude statistique par une différence de 0.5 par rapport au minimum de la fonction. L'analyse concerne la source 3C 454.3 et couvre la période du 29/12/09 au 12/01/10.

4 Simulations Monte-Carlo

Dans le cadre de la mise en place d'une nouvelle méthode de génération de courbes de lumière à bins non réguliers (présentée dans le Chapitre VIII), des simulations furent nécessaires afin de valider la méthode. L'outil utilisé pour générer ces simulations sera présenté dans cette section.

Lors de simulations, une réalisation constitue l'une des nombreuses images possibles du ciel étant donné un modèle de ciel. Ainsi, pourvu que la variable d'initialisation de la simulation soit différente, exécuter une nouvelle simulation résulte en un nouveau jeu de photons, différent du précédent. Dans le cas du LAT, il est nécessaire de fournir un modèle d'émission des sources accompagné d'une description du pointage de l'instrument. L'historique de pointage du LAT est généralement utilisé puisque, dans la majorité des cas, l'utilisateur souhaite simuler le ciel gamma sur une période de temps déjà révolue (dans ce cas, le fichier satellite actuel du LAT peut être utilisé) ou pour une observation moyenne en mode balayage (dans ce cas, un fichier satellite de la durée correcte peut être utilisé, pourvu que le LAT observait alors en mode balayage). L'outil *gtobssim* permet de réaliser les simulations souhaitées à partir d'un fichier satellite d'entrée ainsi que d'un modèle. Il est également nécessaire de préciser la date de début et la durée de la simulation. *gtobssim* génère en sortie un fichier événements (fichier FT1), avec l'extension FITS, de même structure qu'un fichier événements contenant des données réelles, et peut donc être analysé avec les mêmes outils que ceux appliqués aux données réelles. Pour un historique de pointage du LAT et un modèle de ciel donnés, il y a un flux attendu de photons gamma incident sur le LAT. *gtobssim* échantillonne alors ce flux pour créer une liste de photons. Il utilise ensuite le modèle afin de générer des photons dans des directions appropriées, correspondant aux sources listées dans le modèle. Le modèle peut contenir plus de sources que celle(s) que l'utilisateur souhaite simuler. Ainsi, il est nécessaire de fournir à *gtobssim* un fichier ascii contenant la liste des sources que l'utilisateur souhaite simuler dans ce cas précis. Les fonctions

de réponses instrumentales analytiques sont ensuite appliquées pour convertir cette liste de photons en une liste de photons observés. La surface efficace fournit la probabilité que le photon soit détecté. L'origine apparente et l'énergie du photon détecté sont respectivement calculées à partir de la PSF et de la fonction de redistribution de l'énergie.

5 Activité *Flare Advocate* : surveillance du ciel en temps réel

Une surveillance du ciel en continu rendue possible par le LAT est assurée par l'activité *Flare Advocate*, également connue sous le nom de *Gamma-ray Sky Watcher*, *FA-GSW*, dévolue à une surveillance quotidienne du ciel gamma observé par le LAT par une inspection rapide des données, de façon continue sur l'année. La tâche de *Flare Advocate* s'effectue par l'intermédiaire de périodes (*shifts*) d'une semaine. Les données acquises la veille sont inspectées afin de mettre en évidence d'éventuels sursauts d'activités (*éruptions*), phénomènes transitoires voire apparition de nouvelles sources. Les informations concernant ces événements, détectés sur des intervalles de temps de 6 heures ou un jour, sont ensuite communiquées à la communauté astrophysique multi-longueur d'ondes externe à la Collaboration *Fermi-LAT*, par l'intermédiaire de courriers électroniques, ATels⁴ (Astronomer's Telegrams), GCN⁵ (*GRB Coordinates Network*) et rapports hebdomadaires postés sur le blog de la collaboration⁶. Ce service, couplé à une distribution publique des données du LAT par le FSSC, permet de promouvoir et d'augmenter le nombre des collaborations et observations multi-longueurs d'ondes, optimisant ainsi le retour scientifique. Plusieurs campagnes multi-longueurs d'ondes ont déjà été initiées par l'activité *FA-GSW*⁷.

L'activité *FA-GSW* permet la découverte de nouveaux blazars dans le domaine des rayons gamma, avant la publication des catalogues *Fermi*, la découverte de plusieurs éruptions brillantes provenant de blazars, ainsi que quelques phénomènes transitoires associés à des sources galactiques de faible latitude. Des épisodes d'intense activité solaire ont également pu être observés dans ce cadre-là. Sur le plan des campagnes multi-longueurs d'ondes, *FA-GSW* permet de déclencher plusieurs *Target of Opportunity* (ToO) du satellite *Swift* (environ une douzaine par an) et établit des observations conjointes avec la communauté des radio astronomes. Entre le 24 Juillet 2008 et le 16 Avril 2012, 191 ATels ont été publiés par la collaboration *Fermi*. Le taux moyen de publication d'ATel est d'environ un par semaine/shift.

De façon plus détaillée, les découvertes du *FA-GSW* ont concerné :

- de nombreuses éruptions de blazars (3C 454.3, PKS 1510-089, 4C 21.35, PKS 1830-211, AO 0235+164, PKS 1502+106, 3C 279, 3C 273, PKS 1622-253, 3C 66A...);
- des phénomènes transitoires non identifiés proches du plan galactique ;
- des phénomènes transitoires associés à des sources galactiques (telles que la nébuleuse du Crabe, la nova V407 du Cygne, le microquasar Cyg X3, le système binaire 1FGL J1018.6-5856) ;

⁴site internet référençant les ATels : <http://www.astronomerstelegram.org>

⁵<http://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn/fermi.html>

⁶<http://fermisky.blogspot.com>

⁷voir le Groupe de Coordination Multi-longueurs d'ondes du LAT <https://confluence.slac.stanford.edu/x/YQw>

5. ACTIVITÉ FLARE ADVOCATE : SURVEILLANCE DU CIEL EN TEMPS RÉEL

- l'émission solaire intense dans le domaine du MeV, dans des périodes de faible ou forte activité.

Durant ma thèse, j'ai réalisé un total de 5 semaines de shifts, donnant lieu à la parution de 6 ATels, publiés en collaboration étroite avec des collègues, et relatifs aux objets suivants : GB6 B1310+4844 (Hays & Escande, 2009), 3C 454.3 (Escande & Tanaka (2009) et Sanchez & Escande (2010)), PKS 0244-47 (Escande & Gasparrini, 2010), OJ 287 (Escande & Schinzel, 2011) et PKS 0454-234 (Hungwe et al., 2011).

Les sources astrophysiques de rayons gamma

Sommaire

1	Les sources galactiques	66
1.1	Pulsars	67
1.2	Nébuleuses à vent de pulsars	69
1.3	Restes de supernovae	69
1.4	Systèmes binaires	70
1.5	Amas globulaires	71
1.6	Bulles de Fermi	72
1.7	Système solaire	73
1.8	Flashes terrestres	75
2	Les sources extragalactiques	77
2.1	Noyaux Actifs de Galaxie	77
2.2	Galaxies à flambée d'étoiles	77
2.3	Sursauts gamma	77
3	Emissions diffuses	78
3.1	Emission diffuse galactique	79
3.2	Emission diffuse extragalactique	79
4	Matière noire	81

Le satellite Fermi a, depuis son lancement, permis une cartographie intégrale de la voûte céleste sans égale dans le domaine du GeV. Il a révélé une multitude de sources, dont le nombre a fortement augmenté par rapport aux observations effectuées par son prédécesseur EGRET. Le catalogue à 24 mois édité par la Collaboration Fermi contient 1873 sources (Nolan et al., 2012). Pour comparaison, le 3^{ème} catalogue d'EGRET contenait quant à lui 271 sources (Hartman et al., 1999). La Figure IV.1 présente le ciel vu par le *Fermi*-LAT après deux ans d'opération, dans une gamme d'énergie s'étendant de 100 MeV à 10 GeV. Dominée par l'émission diffuse du plan de notre galaxie, la voûte céleste est parsemée de sources de natures diverses, d'origines galactiques et extragalactiques. Ce chapitre s'attache à présenter ces différentes sources galactiques et extragalactiques, de natures ponctuelles ou diffuses, émettrices de rayons gamma.

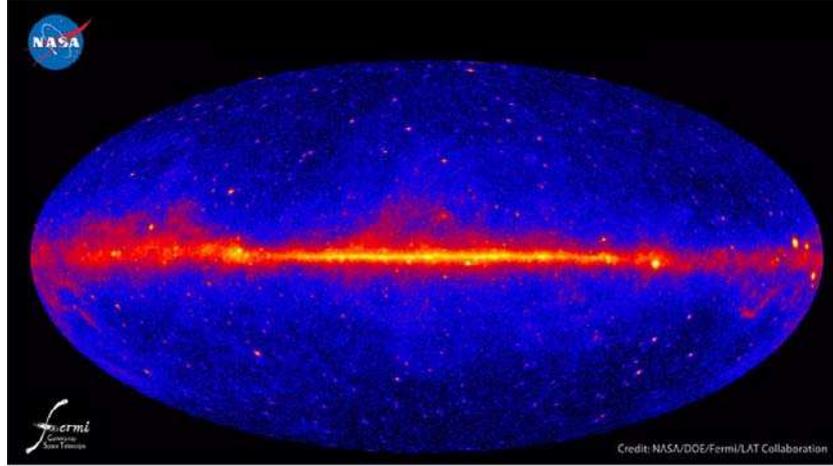


FIG. IV.1 – Carte du ciel obtenue avec les 24 premiers mois de données du LAT, pour une gamme d’énergie s’étendant de 100 MeV à 10 GeV. De nombreux pulsars sont visibles dans le plan de la galaxie (dont les plus célèbres Vela, Geminga et le Crabe), les AGN sont eux répartis sur tout le ciel. Projection Aitoff en coordonnées galactiques. *Crédit : NASA/DOE/Fermi-LAT Collaboration.*

1 Les sources galactiques

Environ 25% de la densité d’énergie disponible dans la Voie Lactée se trouve sous forme de rayons cosmiques (fractions égales provenant des rayons cosmiques, de l’énergie rayonnée par les étoiles, de l’énergie magnétique interstellaire et de l’énergie cinétique du gaz interstellaire). Les interactions de ces rayons cosmiques avec le gaz et les photons interstellaires produisent des rayons gamma de haute énergie. En première approximation, notre galaxie est transparente à ces rayons gamma¹. L’émission du ciel dans le domaine gamma est dominée par l’émission du plan de notre galaxie, d’échelle de hauteur $z_g \simeq 200$ pc, dans lequel nous nous trouvons. Dans une bande de faible latitude galactique $b \sim \tan(z_g/d) \lesssim 10^\circ$ (où $d \simeq 8.5$ kpc est la distance au centre de la galaxie) de part et d’autre de ce plan se regroupent une multitude de sources émettrices de rayons gamma, telles que les pulsars, nébuleuses à vent de pulsar, restes de supernovae, binaires et phénomènes transitoires dont la nature demeure parfois non identifiée. Plus proche de nous, le flux de rayons cosmiques baignant la galaxie interagit avec certains corps à son arrivée dans le Système Solaire : atmosphères gazeuses (atmosphère terrestre, Soleil) ou surfaces solides (Lune), ces cibles émettant alors des rayons gamma. Dans la suite, nous présentons de manière synthétique les différentes sources émettrices de rayons gamma dans la galaxie, de manière directe (pulsars, nébuleuses à vent de pulsars, restes de supernovae...) ou indirecte via leur interaction avec le flux de rayons cosmiques environnant (Soleil, Lune).

¹L’équation II.1 donne une longueur de radiation de l’hydrogène $X_{0HI}=63.29$ g cm⁻². Supposons une densité de colonne $N_{HI}=10^{22}$ atomes cm⁻². Le nombre de longueurs de radiation de HI dans la galaxie est $N_{X_{0HI}} = \frac{N_{HI}M_{HI}}{\mathcal{N}_A} = 1.66 \times 10^{-2}$ g cm⁻² $\simeq 2.6 \times 10^{-4} X_{0HI} \ll 1$ (avec $M_{HI}=1$ g mol⁻¹ la masse molaire de l’hydrogène et \mathcal{N}_A le nombre d’Avogadro). On peut donc considérer la galaxie transparente aux rayons gamma.

1.1 Pulsars

Historiquement, les pulsars furent découverts par hasard par Jocelyn Bell et Antony Hewish en 1967, grâce à l'observation d'émissions régulières dans le domaine radio. Ce sont des étoiles à neutrons, résidus de l'explosion d'étoiles massives, en rotation très rapide. Le pulsar du Crabe a une période de 33 ms (Abdo et al., 2010g). En s'effondrant pour donner naissance à une étoile à neutrons (phénomène de supernova), l'astre initial voit sa vitesse angulaire augmenter fortement par conservation du moment angulaire $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$. De plus, lors de son effondrement, le flux magnétique de l'étoile est conservé :

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = cte \quad (\text{IV.1})$$

Par conséquent, puisque la surface de l'étoile diminue, le champ magnétique doit fortement augmenter, jusqu'à des valeurs extrêmes telles que 10^{12} Gauss pour le pulsar du Crabe (Harding et al., 2008). L'effet conjugué d'une rotation rapide et d'un champ magnétique puissant donne naissance à un champ électrique tout aussi intense. Sous l'effet du champ électrique, des électrons sont arrachés à la surface de l'étoile à neutrons et sont fortement accélérés. Ceux près des pôles magnétiques se déplacent alors le long de lignes qui s'enroulent autour du champ magnétique et émettent un rayonnement synchrotron. Deux faisceaux très étroits d'onde radio sont émis par les pôles magnétiques de l'étoile à neutrons. Sous l'effet de la rotation de celle-ci, les faisceaux balayent deux régions du ciel. Si la Terre se trouve dans la zone balayée, elle reçoit à chaque tour une bouffée d'ondes radio. L'une des conséquences de la nature même du processus est que nous ne pouvons observer qu'une faible partie du nombre total de pulsars, étant donnée la faible probabilité que la Terre intercepte leurs faisceaux. On connaît aujourd'hui près de 1800 pulsars radio. Même si le rayonnement d'un

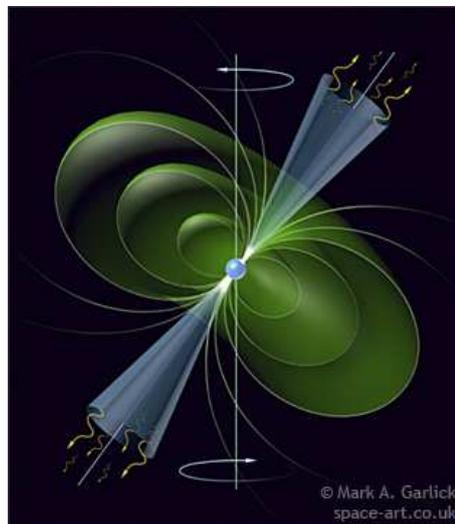


FIG. IV.2 – Schéma de structure d'un pulsar.

pulsar est globalement stable, il varie légèrement au cours du temps. En effet, la source d'énergie du pulsar est sa rotation et puisqu'il y a perte d'énergie par rayonnement, la vitesse de rotation doit nécessairement lentement diminuer. Bien que l'émission de certains pulsars soit très faible en optique ou en rayons X, elle s'étend généralement sur la totalité du spectre électromagnétique, depuis la radio

jusqu'aux rayons gamma. L'émission gamma est caractérisée par une coupure (ou *cutoff*) à quelques GeV. Celle-ci est illustrée sur la Figure IV.3 qui représente le spectre en énergie du pulsar Geminga dans le domaine gamma (Abdo et al., 2010). Plusieurs modèles ou scénarios coexistent pour expli-

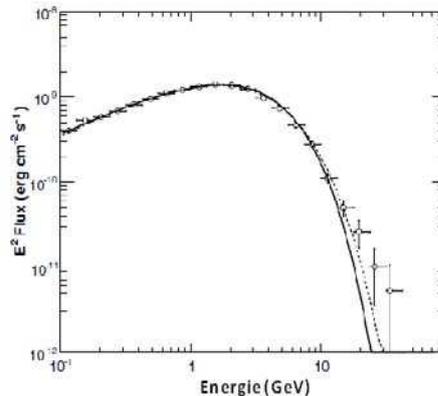


FIG. IV.3 – Spectre en énergie du pulsar Geminga avec les données du LAT. Les lignes représentent deux ajustements en loi de puissance avec coupure exponentielle, avec des paramètres que nous ne détaillerons pas ici. *Figure extraite de Abdo et al. (2010)*

quer cette dernière : les modèles dits de "calotte polaire" où les photons sont produits par les électrons arrachés de la surface près des pôles de l'étoile, et les modèles dits à "cavité externe" où l'émission provient d'une altitude plus élevée aux abords du cylindre de lumière. Le cylindre de lumière est défini comme la distance à l'axe de rotation telle que $R = c/\omega$.

Le suivi radio et la production d'éphémérides sont indispensables puisqu'ils permettent, en contrôlant les moindres variations de la rotation du pulsar, d'intégrer à la bonne phase rotationnelle les rares photons gamma qui nous parviennent (1 photon seulement capturé par le LAT pour 500 rotations du pulsar du Crabe) et de mettre ainsi en évidence la pulsation gamma si elle existe. Lorsqu'une source en question n'est dotée d'aucune éphéméride, la recherche de la pulsation gamma se fait "en aveugle" (*blind period search* en anglais), la signature d'une éventuelle pulsation étant recherchée directement dans les données gamma, à une position donnée, mais de façon non guidée.

Deux représentants célèbres de la population de pulsars aujourd'hui connue, les pulsars du Crabe et de Vela, furent les premières sources astronomiques découvertes dans le domaine des rayons gamma de haute énergie. Avec le pulsar Geminga, ce sont les sources persistantes les plus brillantes du ciel dans le domaine du GeV. Avant le lancement de Fermi, seuls 7 pulsars avaient été détectés dans le domaine des rayons gamma, par l'observatoire CGRO (Thompson, 2004). Grâce à des performances améliorées par rapport à EGRET, le LAT a déjà permis la découverte de 101 pulsars dans le domaine des rayons gamma ² (en date du 5 Novembre 2011).

Une sous-classe d'objets se démarque et est formée par les pulsars millisecondes, dont la période de rotation est extrêmement courte, atteignant 1 à 2 millisecondes pour les plus rapides. Ces derniers ont un champ magnétique faible ($\sim 10^8$ G) et une perte d'énergie par freinage relativement limitée. Ils sont interprétés comme de vieux pulsars qui ont été réaccélérés en accréant de la matière, et donc du moment cinétique, de leur étoile compagne au sein d'un système binaire. Fermi fut le premier

²<https://confluence.slac.stanford.edu/display/GLAMCOG/Public+List+of+LAT-Detected+Gamma-Ray+Pulsars>

instrument à détecter une émission à haute énergie provenant de pulsars millisecondes et avec 27 détections avérées³, il est en train de mettre en évidence toute une population de tels objets (Abdo et al. (2009c)).

1.2 Nébuleuses à vent de pulsars

L'émission galactique de sources ponctuelles observée par le LAT provient également d'objets appelés "nébuleuses de pulsars". Un pulsar tourne rapidement sur lui-même en émettant des faisceaux d'électrons et de positrons accélérés par d'intenses forces électromagnétiques (le "vent" de pulsar) dont l'émission synchrotron dessine une nébuleuse diffuse autour du pulsar, nommée "nébuleuse à vent de pulsar" (PWN pour *Pulsar Wind Nebula*) ou "pléïon". Parvenues aux limites de la magnétosphère du pulsar, ces particules interagissent avec le gaz environnant. Des chocs surviennent au cours desquels les particules sont réaccélérées, ce qui peut induire une émission gamma de très haute énergie. Les PWNs contiennent à la fois les particules accélérées reliques du pulsar et les particules relativistes accélérées *in situ* dans le choc terminal formé à l'endroit où le vent du pulsar rencontre les éjectas issus de la supernova. La Figure IV.4 montre une image de la région interne de la Nébuleuse du



FIG. IV.4 – Image de la région interne de la Nébuleuse du Crabe en rayons X. Cette image de Chandra couvre un champ d'un peu moins de 9 années-lumière. *Crédit : NASA/CXC/SAO/F. D. Seward, W. H. Tucker, R. A. Fesen.*

Crabe. Comme une dynamo cosmique, le pulsar fournit l'énergie nécessaire aux émissions à hautes énergies, accélérant les particules chargées et produisant les jets jaillissant des pôles. Il est également à l'origine de l'intense vent observé dans la direction équatoriale. Les bords de cette structure sont dus à l'écoulement des particules chargées qui perdent de l'énergie lors de leur interaction avec le puissant champ magnétique du pulsar.

1.3 Restes de supernovae

Lorsqu'une étoile explose en supernova, celle-ci laisse derrière elle un vestige de supernova (SNR pour *SuperNova Remnant*), constitué des couches externes de l'étoile éjectées et se propageant dans le milieu ambiant. De par leurs vitesses importantes, ces ejecta viennent choquer le milieu interstellaire créant une onde de choc au niveau de laquelle les particules chargées seront accélérées efficacement par les mécanismes de Fermi présentés en Section 3.2. Cette onde de choc façonne alors une "coquille"

³<https://confluence.slac.stanford.edu/display/GLAMCOG/Public+List+of+LAT-Detected+Gamma-Ray+Pulsars>

rayonnante. Les SNRs sont considérés aujourd'hui comme les meilleurs candidats pour l'accélération des rayons cosmiques jusqu'à des énergies de l'ordre de la centaine de TeV voire du PeV. L'observation des rayons gamma issus des SNRs est considérée comme la méthode la plus prometteuse afin de confirmer ou d'infirmer le paradigme actuel relatif à l'origine des rayons cosmiques de haute énergie. La Figure IV.5 montre une image composite du reste de supernova Tycho, ou SN 1572, rémanant en



FIG. IV.5 – Image composite du reste de supernova Tycho : rayons X (Chandra), infrarouge (Spitzer), optique (téléscope 3.5 m, Calar Alto) *Crédit : rayons X : NASA/CXC/SAO ; Infrarouge : NASA/JPL-Caltech ; Optique : MPIA, Calar Alto, O. Krause et al.*

expansion des couches externes d'une étoile massive effondrée et observée il y a de cela plus de 400 ans par le célèbre astronome Tycho Brahé.

1.4 Systèmes binaires

Les systèmes binaires contiennent deux étoiles qui orbitent autour de leur centre de masse commun. Plus de la moitié des étoiles contenues dans notre Galaxie évolueraient en réalité à l'intérieur d'un système double ou multiple. Les binaires X constituent une sous-classe spéciale des systèmes binaires. Celles-ci sont composées d'une étoile normale accompagnée d'une étoile ayant subi un effondrement gravitationnel (naine blanche, étoile à neutrons, trou noir). Ces systèmes doubles produisent des rayons X si les étoiles sont suffisamment proches l'une de l'autre pour que de la matière soit arrachée de l'étoile normale par son compagnon dense. L'émission des rayons X provient de la matière accrétée par l'étoile dense et chauffée jusqu'à des températures de l'ordre du million de degrés.

Les binaires X de faible masse (LMXB pour l'anglais *Low Mass X-ray Binary*) sont interprétées comme étant un état transitoire entre les pulsars et les pulsars millisecondes. Comme évoqué précédemment, ceux-ci seraient des pulsars recyclés anciennement dotés d'une période de rotation plus élevée, et accompagnés d'un compagnon de faible masse. Le pulsar (ou le trou noir) accrete de la matière tombée en deça de sa limite de Roche⁴, et devient brillant dans le domaine des rayons X par échauffement de la matière. L'ensemble devient alors une LMXB. En présence d'un disque d'accrétion, l'accélération de particules chargées peut avoir lieu dans les jets collimatés situés de part et d'autre du disque. L'interaction avec la matière ambiante engendre alors l'émission de photons non thermiques. Dans le cas où l'objet compact est une étoile à neutrons, l'interaction du vent du pulsar

⁴La limite de Roche, qui tire son nom de l'astronome français Edouard Roche qui l'a théorisée le premier, est la distance en dessous de laquelle un corps en orbite autour d'un autre se disloque sous l'action des forces de marées que ce dernier lui impose.

avec celui de l'étoile est à l'origine d'un choc collisionnel au niveau duquel les particules chargées peuvent être accélérées et rayonner par des processus non-thermiques. Le processus Inverse Compton sur les photons ambiants est en particulier responsable de l'émission à haute énergie. Quatre systèmes doubles ont été détectés par Fermi depuis son lancement. On peut citer l'exemple de PSR B1259-63/LS 2883, système double composé d'un pulsar et d'une étoile de type Be (Abdo et al., 2011b). Ce système est, lui, un HMXB (pour l'anglais *High Mass X-ray Binary*).

Les microquasars constituent également une population de systèmes binaires observée dans le domaine des hautes énergies. Ils sont composés d'un trou noir orbitant autour d'une étoile compagnon et sont associés à l'émission de jets relativistes. Si jusqu'au lancement de Fermi, les microquasars étaient soupçonnés d'être des sources de rayons gamma de haute énergie, une telle émission n'avait jamais été observée avec certitude. Abdo et al. (2009h) détectèrent une source variable de haute énergie coïncidant avec la position du microquasar Cygnus X-3 (voir Figure IV.6). Cette identification fut rendue formelle par la détection de sa période orbitale en rayons gamma, ainsi que par la corrélation du flux de rayons gamma avec l'émission radio provenant du jet relativiste de Cygnus X-3.

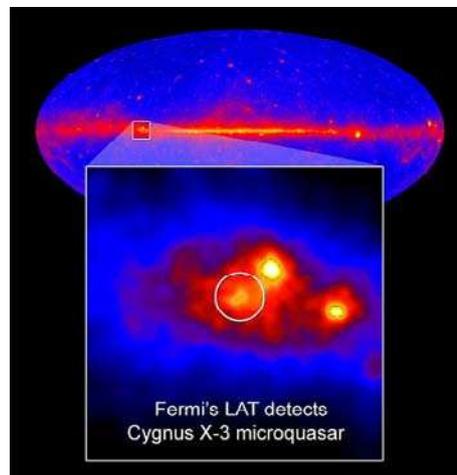


FIG. IV.6 – Cygnus X-3 détecté par le LAT dans le domaine 200 MeV-100 GeV. La position de Cygnus X-3 est indiquée par un cercle. *Crédit : NASA/DOE/Fermi-LAT Collaboration.*

1.5 Amas globulaires

Âgés typiquement de quelques 10^{10} ans, les amas globulaires forment les plus anciens constituants de notre Galaxie. Ils sont observés sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Jusque là jamais détectés dans le domaine des rayons gamma, c'est le satellite Fermi qui, en 2009, annonça la première détection, 47 Tucanae, dans ce domaine d'énergie (Abdo et al., 2009e). Ces concentrations de plusieurs dizaines de milliers à plus d'un million d'étoiles, liées gravitationnellement, sont étonnamment stables. Le fait que ces formations ne s'effondrent pas sous l'effet des forces gravitationnelles implique l'existence d'une source d'énergie interne qui compense la gravitation. L'énergie potentielle des systèmes binaires est une source plausible de cette énergie interne. En effet, lorsqu'une étoile croise l'orbite d'un système double, elle acquiert un surplus d'énergie qui tend à l'éloigner du cœur de l'amas et à limiter voire empêcher l'effondrement de l'amas. Les amas globulaires contiennent davantage de systèmes binaires proches par unité de masse que le disque galactique (Clark, 1975). A

ce jour, 11 amas globulaires ont été fermement détectés comme tels par Fermi (Nolan et al., 2012). L'existence d'une population significative de pulsars millisecondes avaient déjà été démontrée par des observations radio pour cinq d'entre eux. Pour trois autres, l'observation, dans le domaine des rayons gamma, de signatures caractéristiques des pulsars millisecondes tend à faire penser qu'ils abritent eux aussi une population importante de pulsars millisecondes (Abdo et al., 2010o). Les données du satellite Fermi semblent donc indiquer que les pulsars, et tout particulièrement les pulsars millisecondes, constituent la population majoritaire de sources émettrices de rayons gamma au sein des amas globulaires.

1.6 Bulles de Fermi

Une des découvertes les plus surprenantes révélées par les données Fermi fut l'observation de zones d'émission à grande échelle, en forme de bulles, s'étendant de part et d'autre du plan de la Voie Lactée (Su et al., 2010). Cet excès d'émission par rapport aux modèles s'étend sur une échelle de $\sim 50^\circ$ en latitude (~ 10 kpc) de part et d'autre du plan galactique, de façon symétrique, avec une extension d'environ 40° en longitude impliquant une taille de plusieurs kiloparsecs. Les deux bulles

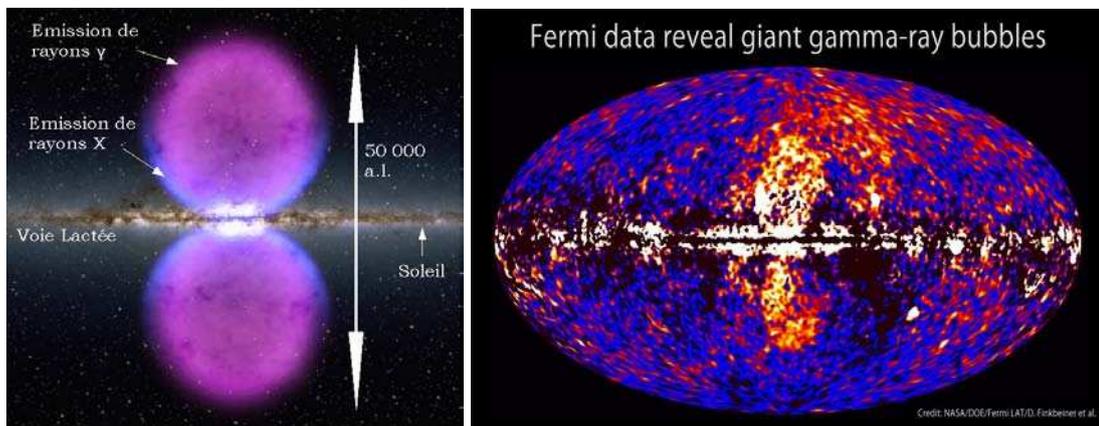


FIG. IV.7 – Gauche : vue d'artiste montrant la taille approximative des bulles s'étendant de part et d'autre de la Voie Lactée. *Crédit NASA/GSFC*. Droite : bulles géantes révélées par les données du satellite Fermi. *Crédit NASA, DOE, Fermi-LAT Collaboration*.

géantes sont bien visibles sur la Figure IV.7. Sur le panneau de droite, qui représente une carte du ciel des données réelles du *Fermi-LAT*, elles apparaissent sous la forme d'une hélice verticale à deux pales, de couleur rougeâtre. L'émission de rayons gamma associée à ces bulles possède un spectre significativement plus dur que l'émission Compton inverse des électrons dans le disque galactique, ou que les rayons gamma produits par la décroissance de pions issus de l'interaction de protons avec le milieu interstellaire. Aucune variation significative n'est observée dans le spectre ou dans l'intensité du rayonnement gamma à l'intérieur des bulles, et aucune asymétrie majeure n'est constatée entre les lobes nord et sud. Ces bulles sont spatialement corrélées avec l'excès de signal révélé par WMAP dans le spectre micro-ondes, à l'intérieur d'une région située à 10 - 20° du centre galactique (Finkbeiner, 2004). Les contours extérieurs de ces bulles sont également alignés avec des motifs observés sur les cartes ROSAT dans le domaine des rayons X de 1.5 à 2 keV (Sofue, 2000). L'origine de ces bulles reste encore un mystère mais pourrait être reliée à des épisodes passés d'activité particulièrement

intense au centre de la galaxie ; e.g. une injection importante d'énergie dans le centre galactique par l'intermédiaire d'accrétion de matière par le trou noir central.

1.7 Système solaire

L'émission en rayons gamma des corps du système solaire provient de l'interaction des particules du rayonnement cosmique galactique (principalement des protons) avec les couches les plus externes de leur surface. Cette émission gamma est souvent appelée *albedo*, bien qu'elle ne soit pas due à un processus de réflexion, mais bien produite *in situ*. Les processus à l'oeuvre sont la décroissance de particules secondaires telles les pions neutres et les kaons, produits par les rayons cosmiques impactant la surface, le rayonnement de freinage, dit *Bremsstrahlung*, et la diffusion Compton d'électrons et positrons primaires et secondaires. Bien que les mêmes processus physiques soient à l'origine de l'émission de rayons gamma provenant de différents objets du système solaire, les spectres observés dans le domaine gamma reflètent des différences dans le développement des cascades hadroniques dans différents environnements, tels que les atmosphères gazeuses (N et O pour la Terre, H et He pour le Soleil) ou les surfaces solides (Lune).

Le Soleil

Le Soleil est depuis longtemps une source bien connue de rayons X et rayons gamma durant les périodes de sursauts d'activité (Peterson & Winckler, 1959). Quant à elle, l'émission gamma quiescente du Soleil générée par l'interaction des particules hadroniques du rayonnement cosmique avec l'atmosphère solaire et la photosphère fut mentionnée pour la première fois par Dolan & Fazio (1965). L'existence d'une composante supplémentaire de l'émission solaire, étendue spatialement et due à la diffusion Compton inverse des électrons du rayonnement cosmique sur les photons solaires cibles de l'héliosphère ne fut mise en évidence que récemment avec les données EGRET (Moskalenko et al., 2006).

L'analyse des données Fermi collectées durant les 18 premiers mois d'observation a permis, grâce à une détection significative, de séparer clairement ces deux composantes de l'émission solaire dans le domaine gamma (Abdo et al., 2011d). Durant les deux premières années d'opération de la mission Fermi, l'activité solaire fut de très faible intensité, résultant en un flux héliosphérique de rayons cosmiques élevé, ces deux quantités étant anti-corrélées. En effet, plus l'activité solaire est importante, plus l'intensité du champ magnétique à la surface du Soleil est élevée et plus ceci perturbe la propagation des particules chargées jusqu'à la Terre.

Le flux intégral de la composante du disque observé par le LAT est supérieur d'un facteur ~ 2.5 (Abdo et al., 2011d) à celui obtenu avec les données EGRET (Orlando & Strong, 2008). Une telle augmentation dans le flux gamma issu du disque solaire pourrait être le signe d'une variation significative du flux de rayons cosmiques au cours du cycle solaire. En effet, le flux issu du disque dépend du spectre des protons du rayonnement cosmique ambiant, dans l'environnement immédiat de l'atmosphère solaire. L'émission Compton Inverse est, quant à elle, produite par des électrons du rayonnement cosmique au niveau de l'héliosphère, très étendue, et intégrée le long de la ligne de visée.

Dans les années à venir, l'observation continue du Soleil par Fermi permettra une étude approfondie des deux composantes de son émission dans le domaine gamma ainsi que des effets d'une activité solaire plus intense sur les flux de ces diverses composantes par un suivi de leur évolution tout au long du cycle.

La Lune

Dénuée de tout processus de haute énergie habituellement associé aux objets émetteurs dans le domaine gamma, la Lune est clairement visible dans le domaine des rayons X et des rayons gamma. Elle est, jusqu'à présent, le seul objet connu émetteur de rayons gamma doté d'une surface solide, hormis la Terre. L'émission continue de rayons gamma à haute énergie par la Lune fut détectée pour

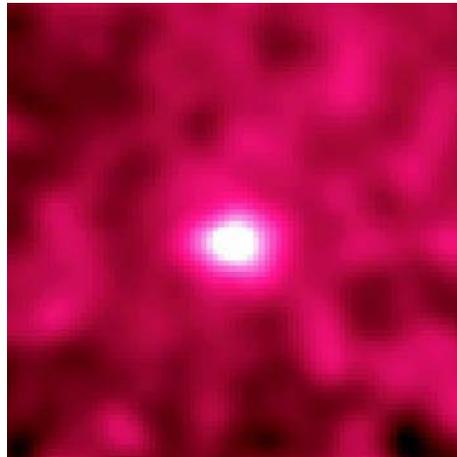


FIG. IV.8 – Emission de la Lune en rayons gamma telle qu'observée par EGRET. *Credit : NASA/GSFC/USRA.*

la première fois par EGRET (voir Figure IV.8). Le flux intégral obtenu au-dessus de 100 MeV fut de $(4.7 \pm 0.7) \times 10^{-7}$ ph cm^{-2} s^{-1} (Thompson et al., 1997). La comparaison des observations EGRET et Fermi montre de façon évidente une anti-corrélation entre le flux lunaire de rayons gamma et le niveau d'activité du Soleil, le vent solaire balayant les rayons cosmiques sur son chemin. En étudiant les données Fermi sur une période de minimum solaire, Fermi-LAT Collaboration in preparation (2012b) obtiennent un flux lunaire intégral environ deux fois supérieur à celui obtenu avec les données EGRET : $F(E > 100 \text{ MeV}) = 1.04 \pm 0.02[\text{stat}] \pm 0.2[\text{syst}] \times 10^{-6}$ ph cm^{-2} s^{-1} . L'observation continue de la Lune au cours des différentes phases du cycle solaire permettra d'étudier le flux de rayons cosmiques de basse énergie ($\lesssim 10$ GeV) à une distance d'1 unité astronomique sans coupure géomagnétique⁵ et ses interactions avec la surface lunaire.

Albédo terrestre

Pour un détecteur en orbite terrestre tel que le LAT, la Terre constitue la source la plus brillante du fait de sa proximité. L'émission gamma de la Terre est produite par l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère de la Terre, et est plus couramment appelée *albédo terrestre* (Abdo et al., 2009g). Les photons gamma observés sont créés par processus hadroniques (production et décroissance de pions neutres π^0 et kaons) au contact des noyaux de l'atmosphère. Cette émission fut observée par plusieurs satellites à partir des années 1960, avec par exemple un détecteur embarqué sur la mission OSO-3 (pour l'anglais *third Orbiting Solar Observatory*), pour des énergies supérieures à 50 MeV (Kraushaar et al., 1972). Cet instrument détecta une augmentation de rayons gamma lorsqu'il était

⁵La coupure géomagnétique E_c est l'énergie minimale que doit avoir un rayon cosmique pour atteindre le voisinage de la Terre. Toute particule du rayonnement cosmique doté d'une énergie inférieure à E_c est repoussée par le bouclier magnétique terrestre.

pointé vers la Terre. Ces observations furent confirmées par des mesures effectuées en ballons ainsi que par d'autres missions spatiales (Abdo et al. (2009g) et références contenues dans l'article). Les missions SAS-2 et EGRET observèrent un pic dans l'intensité des rayons gamma en direction de l'horizon de la Terre, avec une intensité supérieure d'un facteur ~ 10 par rapport à la direction du nadir local, ainsi qu'une asymétrie est-ouest. Cette dernière fut confirmée par les données du satellite Fermi (Abdo et al., 2009g) et fut attribuée à la déviation des rayons cosmiques le long des lignes de champ magnétique terrestre. Si le champ magnétique terrestre n'existait pas, la répartition des rayons cosmiques dans les couches supérieures de l'atmosphère serait isotrope, et aucune asymétrie est-ouest ne serait décelable. L'intensité intégrée du limbe terrestre au-dessus de 100 MeV est de $5.2 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ (Abdo et al., 2009g), ce qui fait de la Terre la source de loin la plus brillante dans le domaine d'énergie couvert par le LAT. La Figure IV.9 montre une compilation des flux de pho-

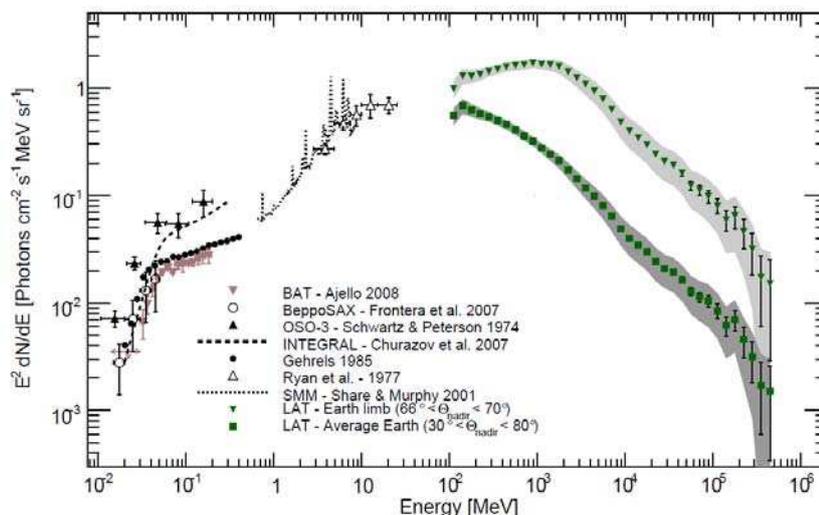


FIG. IV.9 – Intensité en énergie des rayons gamma provenant de la Terre dans une gamme d'énergie s'étendant de 10 keV à 1 TeV. Figure extraite de Abdo et al. (2009g).

tons mesurés dans l'atmosphère de la Terre pour des énergies comprises entre 10 keV et 1 TeV. Une comparaison directe des mesures fournies par les différents instruments n'est pas chose aisée puisque chacun d'eux a intégré les données sur des régions différentes de la Terre. A cela s'ajoute le fait que les mesures ont été prises à différents moments du cycle solaire et correspondent donc à différents taux de rayons cosmiques primaires. Le pic du flux en énergie de l'albédo terrestre se situe dans le domaine d'énergie couvert par le LAT. Ce dernier fournit une image de l'émission gamma de l'atmosphère terrestre sur une gamme d'énergie immense et avec une résolution et précision statistique sans précédentes.

1.8 Flashes terrestres

Les flashes terrestres, plus communément appelés TGFs pour l'anglais *Terrestrial Gamma-Ray Flashes*, sont des bouffées de photons, électrons et positrons de haute énergie, d'une durée de quelques millisecondes. Ceux-ci sont supposés prendre naissance dans l'atmosphère terrestre, dans la partie supérieure des nuages d'orage tels que les cumulonimbus. Le *Fermi*-GBM a détecté plus de 100

TGFs depuis le début de la mission, avec des énergies allant jusqu'à 40 MeV (*Search for Terrestrial Gamma-ray Flashes with Fermi LAT*, J.E.Grove et al., Fermi Symposium 2011). Le GBM détecte un TGF tous les 3.7 jours environ. Une fraction de ces TGFs a été détectée de façon simultanée avec

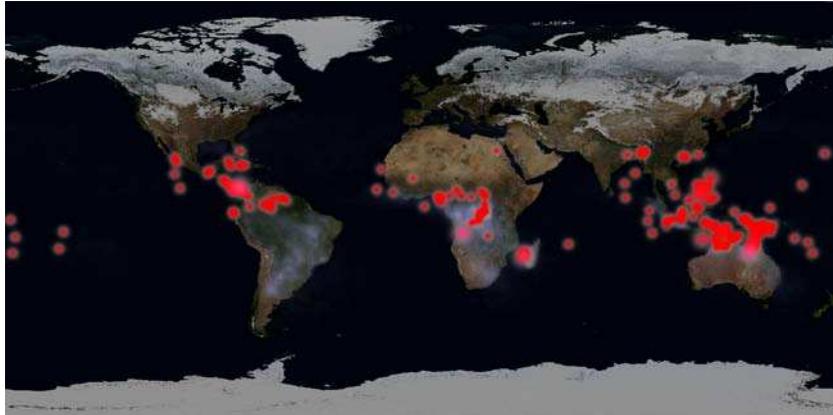


FIG. IV.10 – TGF détectés par Fermi depuis le lancement de la mission en Juin 2008. *Crédit Nasa/Goddard Space Flight Center.*

des épisodes de foudre, dans une fourchette d'environ 40 μ s. La foudre prend typiquement naissance à une distance de 300 km à la verticale du satellite, soit une altitude d'environ 250 km. La Figure

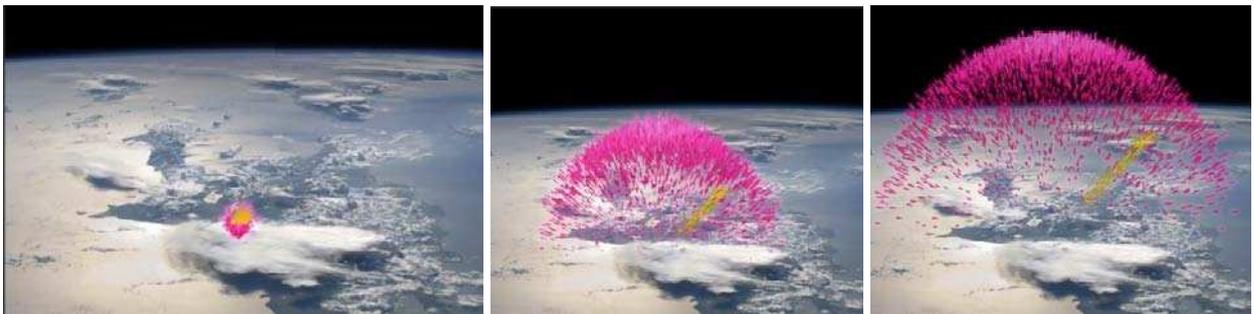


FIG. IV.11 – Développement d'un TGF dans la haute atmosphère terrestre. Images basées sur une simulation de Joseph Dwyer, Institut de Technologie de Floride.

IV.11 présente un scénario de développement d'un TGF dans la haute atmosphère terrestre. Le champ électrique au sommet des nuages d'orage crée une avalanche d'électrons se déplaçant dans la direction opposée à la Terre. Lorsque leur chemin est dévié par les molécules de l'air, ces électrons émettent des rayons gamma. Le panneau de gauche simule un TGF âgé de 0.2 milliseconde, formé à une altitude de 15 kilomètres. Lorsque ces photons gamma interagissent avec des molécules d'air, ils se convertissent en une paire électron/positron. Ces particules chargées s'échappent alors dans l'espace en spiralant le long des lignes de champ magnétique de la Terre. Le panneau du milieu illustre un TGF âgé de 1.4 milliseconde. Dans le dernier panneau, le TGF est âgé de 1.98 milliseconde. Les particules chargées atteignent une altitude suffisante pour être enfin détectées par Fermi. Le GBM détecte alors la signature d'une annihilation électron/positron lorsqu'un positron du TGF s'annihile avec un électron du satellite pour donner 2 photons gamma.

2 Les sources extragalactiques

2.1 Noyaux Actifs de Galaxie

Les Noyaux Actifs de Galaxie constituent la classe d'objets la plus importante dans le catalogue de sources obtenu avec les données Fermi issues des 24 premiers mois d'observation. En effet, le catalogue des données Fermi publié après 24 mois de données ne recense pas moins de 1120 AGN sur les 1873 sources qu'il contient (Nolan et al., 2012). Cette classe d'objets sera détaillée dans la partie II.

2.2 Galaxies à flambée d'étoiles

Les galaxies à flambée d'étoiles, ou galaxies *starburst*, sont probablement issues de perturbations liées à la présence d'une autre galaxie dans l'environnement proche. Les régions centrales de ces galaxies sont le lieu d'une intense et rapide formation d'étoiles. Celles-ci ne sont pas visibles, car encore enveloppées dans leurs nuages moléculaires, mais la poussière de ces nuages absorbe le rayonnement ultraviolet des étoiles jeunes et le réémet sous forme infrarouge. La masse de gaz transformée en étoiles et la rapidité de la formation stellaire sont bien plus grandes que dans une galaxie comme la nôtre. A ce rythme, les galaxies à flambée d'étoiles ne sont donc qu'un état transitoire dans lequel elles ne peuvent rester indéfiniment. Dépourvues d'un noyau actif, ces galaxies doivent faire appel à un autre mécanisme pour créer l'émission gamma de haute énergie observée dans le domaine d'énergie couvert par le LAT (Abdo et al., 2010j) et au-delà (VERITAS Collaboration et al., 2009). Ce mécanisme pourrait être directement relié au taux de formation d'étoiles plus élevé (de quelques dizaines à plusieurs centaines de fois celui de notre galaxie) et à la quantité plus importante de gaz et de poussières. En effet, ces derniers sont à l'origine de l'émission de photons dans le domaine infrarouge, ceux-là même qui serviront de cibles aux électrons du rayonnement cosmique pour produire des photons gamma de haute énergie. A ce jour, deux galaxies à flambée d'étoiles ont été détectées par le LAT : M82 et NGC 253 (Abdo et al., 2010j).

2.3 Sursauts gamma

Les sursauts gamma (GRB pour l'anglais *Gamma-Ray Burst*) sont les phénomènes transitoires les plus brillants et les plus distants jamais observés dans notre Univers. Ces derniers émettent, à des distances cosmologiques, un rayonnement électromagnétique bref et intense sur une gamme d'énergie s'étendant de quelques keV à plusieurs MeV. Uniformément répartis sur la voûte céleste, leur émission surpasse en intensité l'ensemble des autres sources du ciel gamma. L'énergie libérée en quelques secondes par le sursaut 970508 le 8 mai 1997 (Wijers & Galama, 1999) correspond, par exemple, à toute l'énergie produite par le Soleil depuis sa formation.

L'émission provenant d'un GRB consiste en une émission dite "prompte". Celle-ci est brève et hautement variable (sur des échelles de temps de quelques millisecondes à plusieurs minutes), non thermique et dont la plus grande fraction est observée dans une gamme d'énergie de l'ordre du keV/MeV. L'émission prompte observée dans le domaine des hautes énergies serait produite par des électrons accélérés durant des chocs non collisionnels à l'intérieur de jets relativistes fortement collimatés (Narayan et al., 1992). Pour la majorité des GRBs, l'émission prompte est suivie par une émission rémanente de longue durée dont l'amplitude décroît lentement avec le temps. Celle-ci est observée dans des domaines de plus longue longueur d'onde (des rayons X jusqu'à l'optique). Elle

proviendrait de la décélération d'un jet relativiste dans le milieu environnant. Les GRBs se classent en deux catégories selon la durée de leur émission prompte : les GRBs courts et les GRBs longs, la limite entre les deux étant fixée à 2 secondes. Les GRBs longs seraient le résultat de l'effondrement

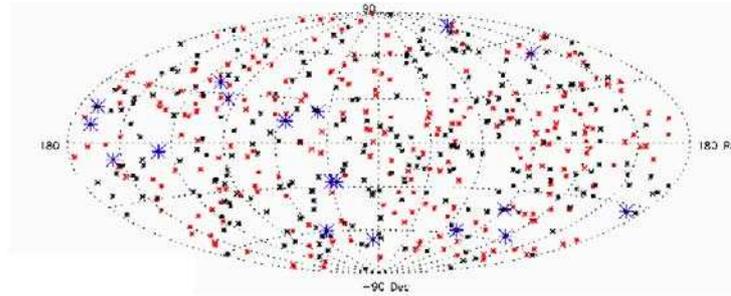


FIG. IV.12 – Positions sur la voûte céleste des GRBs détectés par le GBM et le LAT jusqu'en Août 2010 : 514 GRBs détectés par le GBM à l'intérieur (rouge, 264 GRBs) et hors (noir, 250 GRBs) du champ de vue du LAT et 18 GRBs détectés par le LAT (Pe'er, 2011).

du coeur d'une étoile massive en rotation (hypernova). Le progéniteur des GRBs de courte durée est quant à lui plus incertain, même si la fusion d'étoiles à neutrons est à ce jour le scénario privilégié. Les GRBs sont des phénomènes extrêmement brillants et sont supposés être détectables à des redshifts supérieurs à $z \approx 10$ et très probablement jusqu'à des redshifts de l'ordre de 15-20 (Lamb & Reichart, 2001) alors que les AGN ne sont actuellement détectables que jusqu'à $z \approx 7$. Les GRBs constituent donc un outil unique pour sonder les régions très éloignées et donc jeunes de notre Univers. Après deux ans d'observation du ciel gamma, le GBM détenait déjà plus de 500 détections de GRBs à son palmarès, 18 d'entre eux ayant une contrepartie significative dans le domaine d'énergie couvert par le LAT (Pe'er, 2011).

3 Emissions diffuses

L'émission diffuse observée sur la voûte céleste dans le domaine des rayons gamma et clairement dominée par l'émission du plan de notre galaxie, a été interprétée comme une superposition de plusieurs contributions :

- rayons gamma produits lors de la décroissance de pions neutres π^0 engendrés par des collisions entre des protons et noyaux du rayonnement cosmique et le gaz interstellaire ;
- diffusion Compton Inverse et Bremsstrahlung des photons peu énergétiques du milieu interstellaire sur les électrons des rayons cosmiques ;
- émission diffuse extragalactique, dont l'origine reste encore aujourd'hui en partie une énigme.

3.1 Emission diffuse galactique

L'émission diffuse galactique (DGE par la suite, pour l'anglais *Diffuse Galactic Emission*) est produite par l'interaction des rayons cosmiques, principalement des protons et des électrons, avec le gaz interstellaire (via la production de pions neutres π^0 et le Bremsstrahlung) et le champ de radiation (via diffusion Compton inverse). Une fraction de cette DGE pourrait également provenir de la désintégration ou de l'annihilation de particules de matière noire, qui constitue plus de 80% de la matière dans l'univers. Selon Faucher-Giguère & Loeb (2010), les pulsars pourraient également être responsables d'une fraction non négligeable de la DGE dans le domaine du GeV.

L'une des découvertes les plus énigmatiques de l'ère EGRET fut celle appelée "excès au GeV". En effet, les données d'EGRET montrèrent un excès d'émission diffuse par rapport aux modèles conventionnellement utilisés et basés sur le spectre de rayons cosmiques mesuré localement, mesure effectuée pour la première fois dans le plan galactique par Hunter et al. (1997). Afin d'éclaircir ce point, l'une des premières cibles des études du LAT fut l'émission gamma à des latitudes galactiques intermédiaires, $10^\circ \leq |b| \leq 20^\circ$, où l'on pense que l'émission est en plus grande partie produite par interactions des rayons cosmiques avec la matière interstellaire locale ($\lesssim 1$ kpc du Soleil). Cette région est en effet tout à fait adaptée à vérifier si l'émission gamma observée est cohérente avec le spectre de rayons cosmiques mesuré localement. Comme visible sur la Figure IV.13, le spectre obtenu avec les données LAT est plus mou que celui obtenu avec les données EGRET, ce dernier présentant des flux significativement inférieurs pour des énergies supérieures à 1 GeV. Le spectre du LAT est reproduit de façon approximative par le modèle GALPROP de l'émission interstellaire galactique auquel ont été ajoutées la contribution des sources ponctuelles de la liste de sources du LAT à 3 mois ainsi qu'une composante isotrope non identifiée issue de l'ajustement des données LAT avec le même modèle galactique fixé. Le résultat issu de cette analyse est un désaccord des données LAT avec le supposé excès au GeV vu par EGRET (Abdo et al., 2009a). Ceci suggère que l'émission diffuse locale est explicable en terme d'interactions des rayons cosmiques avec la matière interstellaire.

3.2 Emission diffuse extragalactique

L'émission diffuse extragalactique, plus communément appelée EGB (pour l'anglais *Extragalactic Gamma-ray Background*), de plus faible amplitude que la composante galactique, a été mise en évidence pour la première fois par le satellite SAS-2 qui observait le ciel dans une gamme d'énergie s'étendant de 40 à 200 MeV. Fichtel et al. (1978) distinguèrent en effet deux composantes d'émission diffuse, l'une montrant une bonne corrélation avec la distribution de matière galactique et l'autre, apparemment isotrope, au moins de façon grossière, et présentant un spectre en énergie beaucoup plus raide. Son existence fut ensuite confirmée par EGRET, dans un domaine d'énergie plus étendu (30 MeV-10 GeV) et son spectre fut mesuré (Sreekumar et al. (1998); Strong et al. (2004)).

Par définition, l'EGB est distribué de façon isotrope dans le ciel. Bien que son origine demeure une des grandes questions de la cosmologie actuelle, l'EGB est considéré comme étant la superposition des contributions provenant pour partie de sources extragalactiques non résolues incluant les noyaux actifs de galaxie, les galaxies à flambée d'étoiles, les sursauts gamma, les phénomènes transitoires au-dessous du seuil de détection de l'instrument ainsi que tout autre type de galaxie abritant en son sein des objets émetteurs de rayons gamma (Dermer, 2007). Les études menées sur l'EGB montrent que la fraction de l'émission diffuse extragalactique attribuée à ces sources non résolues pourrait se situer entre 25% (Loeb & Waxman (2000) et références contenues dans l'article) et 100% (Stecker & Salamon, 1996). Cependant, les analyses les plus récentes montrent que les blazars ne

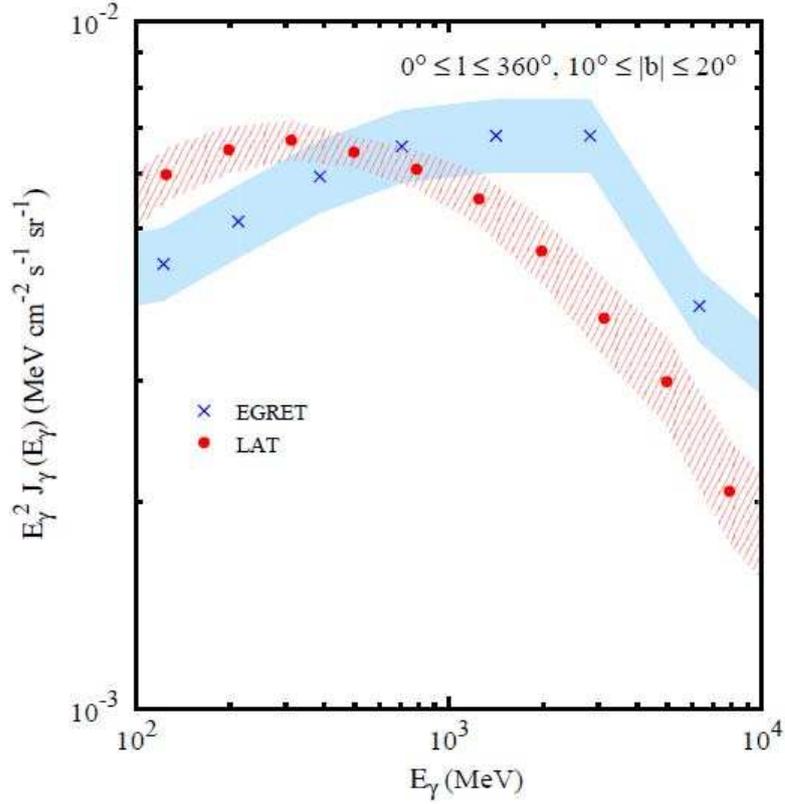


FIG. IV.13 – Intensité de l’émission diffuse galactique moyennée sur l’ensemble des longitudes galactiques pour une gamme de latitudes $10^\circ \leq |b| \leq 20^\circ$. Points rouges : données LAT, croix bleues : données EGRET. Les zones coloriées représentent les incertitudes systématiques sur les mesures, sources dominantes d’incertitudes pour les deux instruments. Figure extraite de Abdo et al. (2009a).

seraient responsables de cette émission diffuse qu’à hauteur de $\sim 20\%$ - 45% (e.g. Abdo et al. (2010e); Inoue & Totani (2009)). Pour Loeb & Waxman (2000), la fraction restante de l’EGB apparaît sous la forme d’une émission extrêmement diffuse dont l’origine pourrait être attribuée à des processus d’émission tels que la possible formation de structures à grande échelle (amas de galaxies) ainsi qu’à l’émission produite par l’interaction des rayons cosmiques de ultra haute énergie avec les photons du fond diffus cosmologique et du fond infrarouge. Les cascades hadroniques ainsi produites pourraient contribuer à une hauteur comprise entre 1% et 50% du flux de photons diffus mesuré par EGRET (Kalashev et al., 2009). D’autres processus ont également été invoqués pour expliquer l’origine de cette émission diffuse extragalactique, e.g., la désintégration ou l’annihilation de particules de matière noire (Dermer (2007) et références contenues dans l’article), tout comme pour l’émission diffuse galactique. La Figure IV.14 présente le spectre en énergie du fond extragalactique et compare les profils obtenus avec EGRET et Fermi (Abdo et al., 2010k). L’intensité extrapolée à 100 MeV, basée sur un ajustement en loi de puissance, est significativement inférieure à celle obtenue avec les données d’EGRET ($I_{LAT}[>100 \text{ MeV}] = (1.03 \pm 0.17) \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ et $I_{EGRET}[>100 \text{ MeV}] = (1.45 \pm 0.05) \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$) (Abdo et al., 2010k). De plus, le spectre obtenu avec Fermi est compatible avec une loi de puissance simple d’indice $\gamma = 2.41 \pm 0.05$, ce qui

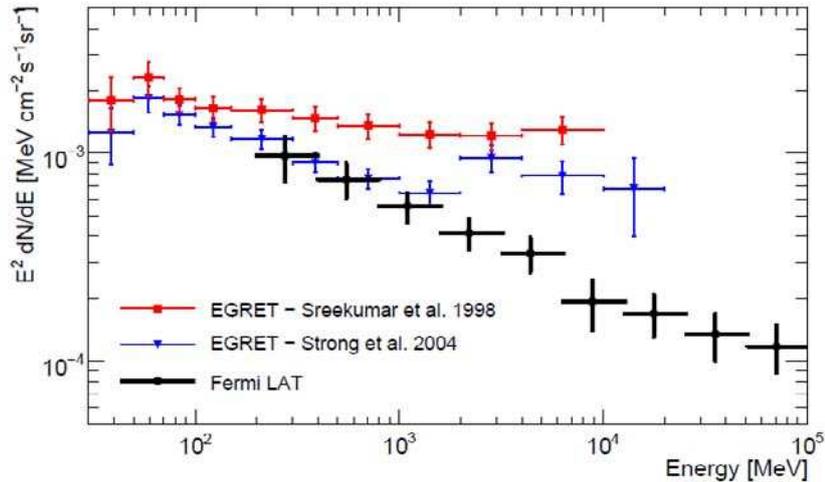


FIG. IV.14 – Spectre en énergie du fond extragalactique : comparaison des résultats d’EGRET (analyse puis réanalyse) et Fermi. Figure extraite de Abdo et al. (2010k).

est significativement plus mou que le spectre révélé par EGRET ($\gamma_{EGRET} = 2.13 \pm 0.03$). La possibilité d’un éventuel lien avec la différence de sensibilité entre les deux télescopes fut écartée par Abdo et al. (2010k). Le spectre issu des données Fermi ne montre pas le durcissement observé dans l’analyse EGRET, pour des énergies supérieures à 1 GeV, ni même le pic à ~ 3 GeV observé lors de la réanalyse des données EGRET. Ce même effet est observé pour la composante galactique, comme vu dans la section précédente. Un problème de calibration d’EGRET est donc très certainement à l’origine des différences observées.

4 Matière noire

Le paradigme actuel défend l’idée selon laquelle la majeure partie de la matière contenue dans l’Univers est non baryonique et ne peut être détectée faute d’émission lumineuse. La présence de cette matière noire, et donc de la masse gravitationnelle associée, est trahie par le mouvement des objets astronomiques, particulièrement par l’observation des étoiles, des galaxies et des amas de galaxies.

Des études combinées du fond diffus cosmologique micro-ondes (CMB pour l’anglais *Cosmic Microwave Background*), des supernovae et des galaxies éloignées (galaxies à grands redshift) amenèrent des preuves de l’existence de matière noire non baryonique (Tegmark et al. 2006 ; Komatsu et al. 2009). De façon à rester cohérent avec la structure observée de l’Univers, particulièrement à grande échelle (échelles supragalactiques), une matière noire froide est favorisée⁶ (Cuoco et al., 2011). Plusieurs candidats ont été suggérés comme constituants de la matière noire, le meilleur d’entre eux demeurant le neutralino χ , particule supersymétrique (hypothétique) relativement massive (masse

⁶Deux théories principales s’affrontent quant à la nature de la matière noire : la matière noire chaude et la matière noire froide. La différence repose sur la masse des particules composant la matière noire et par conséquent sur leur vitesse. Dans le cas de la matière noire dite "chaude", les particules ont des vitesses relativistes tandis que celles composant la matière noire froide sont plus massives et donc plus lentes.

comprise entre quelques GeV et quelques TeV) interagissant par interaction faible (WIMP pour *Weakly Interacting Massive Particles*) L'observation de l'annihilation de ces particules en photons ($\chi + \chi \rightarrow \gamma + \gamma$) constituerait une signature de l'existence de la matière noire et une précieuse indication quant à la nature et les propriétés des particules qui la constituent. L'étude de la matière noire repose sur une connaissance très précise du fond diffus astrophysique, celle-ci ne pouvant être révélée qu'après soustraction de cette composante diffuse. Même après une soustraction rigoureuse du fond diffus, les différentes composantes de ce fond restent toujours responsables des anisotropies observées sur l'ensemble du ciel et limitent donc fortement notre sensibilité à la matière noire.

Grâce à une sensibilité accrue et une meilleure connaissance des fonds diffus et des sources astrophysiques par rapport à ses prédécesseurs, le LAT devrait permettre de contraindre de façon plus précise les modèles décrivant la matière noire, son comportement et ses interactions. Les quatre premières années des données du LAT n'ont pour le moment pas permis de révéler la signature de la présence de matière noire, mais ont permis de poser des contraintes sur les modèles en vigueur (Abdo et al., 2010m).

PARTIE II

LES NOYAUX ACTIFS DE GALAXIES

Introduction aux Noyaux Actifs de Galaxies

Sommaire

1	Historique	85
2	Introduction	86
3	Classification des AGN	88
	3.1 AGN silencieux en radio	88
	3.2 AGN émetteurs en radio	89
4	Modèle unifié des AGN	93
5	La séquence des blazars établie avec EGRET	95

PARMI les nombreuses galaxies observées dans l’Univers, un faible pourcentage (2% selon Rowan-Robinson (1977)) présente une émission extrêmement lumineuse dans ses régions centrales, en comparaison avec le reste de la galaxie. Ces galaxies sont dites actives et sont plus communément appelées Noyaux Actifs de Galaxies (NAG en français, AGN en anglais pour *Active Galactic Nucleus*). Ces AGN sont extrêmement brillants et parfois fortement variables. Ce chapitre constitue une introduction aux AGN. Un historique de leur découverte sera tout d’abord effectué, après quoi seront présentés les différents types d’AGN et leur classification. Ceci sera suivi d’une présentation des propriétés générales des AGN déduites des observations du LAT depuis son lancement.

1 Historique

Les premières galaxies à noyau actif furent découvertes dans les années 1940 par l’astronome Seyfert et sont naturellement connues aujourd’hui sous le nom de *galaxies Seyfert*. Ces dernières semblaient spirales mais abritaient un noyau à l’apparence stellaire. Les spectres du noyau de ces galaxies montraient des raies en émission intenses et larges, contrairement à celles généralement observées dans les régions d’émission de raies des galaxies dites normales. Il fallut attendre les années 1960 pour réaliser que ces caractéristiques spectrales étaient en fait la signature d’un noyau actif de galaxie. Un grand nombre de galaxies de ce type furent ensuite découvertes.

Le début des années 1960 fut marqué par la découverte des premiers quasars. Parmi les objets observés en optique et associés à des sources radio intenses se trouvaient quelques objets à l’aspect stellaire, montrant des variations de flux et dont le spectre, caractérisé par un excès d’UV, restait difficile à interpréter. Cet excès d’ultraviolet devint d’ailleurs un critère de recherche des quasars.

3C 273 restera à juste titre un objet célèbre dans l'histoire puisqu'il fut le premier élément de cette famille à être détecté¹.

L'idée que les raies spectrales observées pouvaient être dues à des raies de Balmer décalées d'un bout à l'autre du spectre fut émise par l'américain Marteen Schmidt en 1963 (Schmidt, 1963).

Le décalage vers le rouge (ou *redshift*) est défini de la façon suivante :

$$z = \frac{\lambda' - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (\text{V.1})$$

où λ_0 est la longueur d'onde de la raie d'origine et λ' celle de la raie décalée.

La vitesse d'éloignement du quasar peut également être déduite du rapport de ces longueurs d'onde :

$$\frac{\lambda'}{\lambda_0} = \left(1 + \frac{v}{c}\right) \gamma \quad (\text{V.2})$$

où $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$.

La distance d de la source à l'époque où la lumière reçue a été émise est $d = c(t_0 - t)$ et $cz = H_0 d$ si $z \leq 1$ ou $(1+z)^{-1} = 1 - H_0 \frac{d}{c}$ pour $z > 1$ soit $H_0 d = c(1 - (1+z)^{-1})$.

De ces formules, M. Schmidt déduisit que les raies spectrales observées dans le spectre de 3C 273 étaient décalées de 16%, plaçant cette source à 1.5 milliard d'années lumière du Soleil et s'en éloignant avec une vitesse de 47 000 km s⁻¹. Cet objet étrange, alors bien plus éloigné et lumineux que la plupart des galaxies connues jusqu'alors, provoqua une véritable révolution dans l'esprit des scientifiques de l'époque en laissant présumer un Univers bien plus riche et démesuré que ce que l'on pensait. C'est l'aspect quasi-stellaire de ces objets qui inspira le nom de cette nouvelle classe d'objets aux astronomes de l'époque : *Quasi-Stellar Radio Sources*, qui fut un jour raccourci en "quasar" par un physicien de la NASA. Un peu plus tard, Alan Sandage réalisa que d'autres objets étranges qui avaient été écartés car silencieux en radio, étaient très probablement des quasars eux aussi. Tous les quasars n'étaient pas des sources radio. Ainsi, dans l'astrophysique moderne, les quasars font généralement référence de façon plus correcte aux Objects Quasi Stellaires ou QSOs (*Quasi-Stellar Objects*).

En 1965, fut découvert le quasar 3C 9 (n°9 dans le catalogue de radiosources de Cambridge 3C) pour lequel la raie Lyman α de l'hydrogène à 1216 Å (dans l'UV) tombait dans le visible à 3660 Å, indiquant un redshift de $z = \frac{3660-1216}{1216} = 2.01$. Ce quasar s'éloignait donc de nous à 0.8c. L'objet le plus lointain aujourd'hui détecté est le quasar ULAS J1120+0641 avec $z = 7.085$ (Mortlock et al., 2011), soit à une distance de près de 13 milliards d'années lumière.

2 Introduction

Les AGN se manifestent par la présence d'une émission extrêmement lumineuse dans la région centrale d'une galaxie, habitée par un trou noir supermassif. Souvent observable sur la quasi totalité

¹3C 273 fut observé grâce à la technique de l'occultation lunaire qui reposait sur une association radio-optique et une connaissance très solide de l'orbite lunaire et de la position de la Lune dans le ciel à tout instant. La méthode consistait à marquer l'endroit exact de l'objet lorsque la Lune passait devant lui et faisait écran à son émission, ainsi que lorsque le signal radio de la source réémergait une fois la Lune décalée (Hazard et al., 1963).

du spectre électromagnétique, son origine ne peut clairement pas être stellaire. Cette émission est partiellement polarisée et de nature non thermique. L'énergie totale émise par ces objets est très souvent dominée par leur émission à haute énergie, dans le domaine des rayons X et gamma. Selon le para-

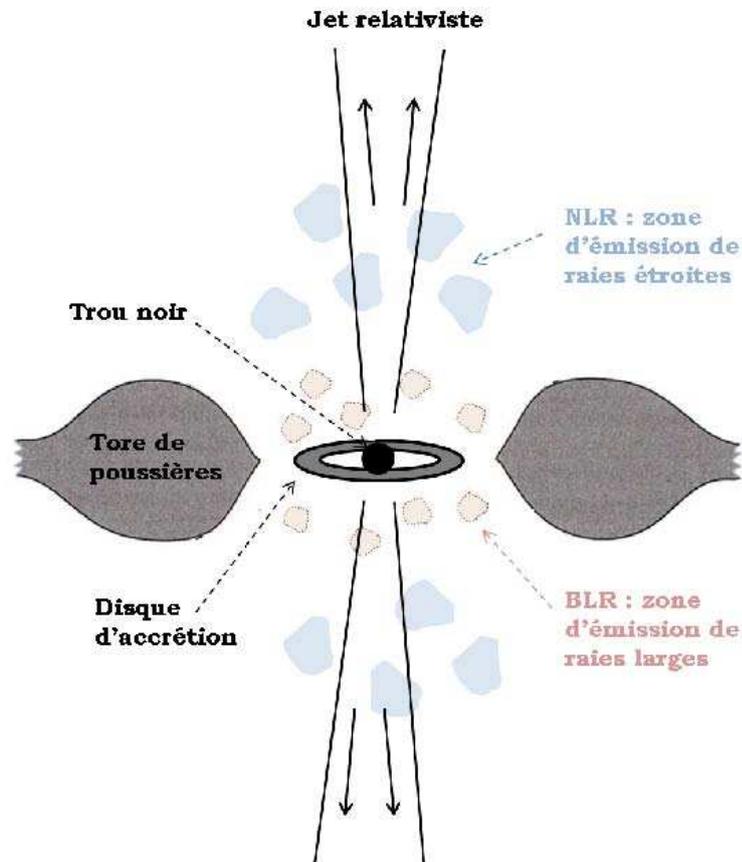


FIG. V.1 – Schéma général d'un AGN selon le paradigme actuel : un trou noir central entouré d'un disque d'accrétion et d'un tore de poussières situé un peu plus loin, une zone d'émission de raies larges (BLR), une zone d'émission de raies étroites (NLR) et des jets relativistes de part et d'autre du plan de la galaxie radio.

digme actuel (voir Figure V.1), le moteur central, vraisemblablement un trou noir, est entouré par un disque d'accrétion et, au-delà, un tore de poussières. De fortes raies d'émission dans les domaines de l'optique et de l'ultraviolet sont produites dans des nuages de gaz se déplaçant à des vitesses élevées dans le potentiel du trou noir ainsi que dans le disque d'accrétion. Cette région d'émission de raies larges s'appelle la *Broad Line Region*, ou BLR, et se situe entre le tore et le trou noir central. Plus loin de ce dernier se situe une zone de formation de raies étroites, à l'intérieur de nuages de gaz en déplacement lent, appelée *Narrow Line Region* ou NLR. Le tore occulte partiellement ou dans son intégralité le rayonnement optique et UV provenant de la BLR : pour une ligne de visée transverse seuls les nuages de la NLR sont visibles (AGN de type 2) alors que pour une vue de face les deux régions de formation de raies (BLR et NLR) sont observables (AGN de type 1).

3 Classification des AGN

Historiquement, les AGN ont été détectés en ondes radio et en optique. Dans le domaine radio, deux classes d'objets se distinguent : les sources radio faibles et les sources radio fortes.

3.1 AGN silencieux en radio

Les AGN silencieux en radio, qui constituent la majorité des AGN (de 80 à 85% (Urry & Padovani, 1995)), possèdent un spectre électromagnétique dominé par l'émission thermique du disque d'accrétion, l'essentiel de leur énergie étant émise dans l'ultra-violet. Dans cette catégorie se trouvent les galaxies de Seyfert et les QSO (*Quasi-Stellar Objects*).

Galaxies de Seyfert

Les galaxies Seyfert doivent leur nom à l'astronome Carl K. Seyfert (1943). Ce dernier les décrit comme des galaxies aux régions centrales dotées de signatures spectrales particulières et montrant des raies caractéristiques. Il observa que dans le cas de certaines galaxies, le noyau possédait un spectre doté de raies en émission particulières, qui provenaient d'atomes fortement ionisés. Un spectre en absorption de type stellaire venait de plus se superposer à ces raies. Il nota que ces noyaux de galaxies étaient très lumineux et avaient presque le profil d'une étoile, alors que les raies d'émission étaient plus larges que les raies d'absorption observées dans les galaxies standards. Seyfert lista 12 galaxies qu'il décrit comme "appartenant probablement à cette classe inhabituelle d'objets" : NGC 1068 (M 77), NGC 1275 (Perseus A), NGC 2782, NGC 3077 (dans l'amas de M81), NGC 3227, NGC 3516, NGC 4051, NGC 4151, NGC 4258 (M 106), NGC 5548, NGC 6814, et NGC 7469. Dans un même temps, des études montrèrent que NGC 2782 et 3077, bien que montrant des raies spectrales en émission, ne devaient être classifiées comme galaxies Seyfert et furent alors retirées de la liste. La définition des galaxies Seyfert avait en effet évolué et ces dernières devaient maintenant être identifiées de façon spectroscopique, le critère devenant alors la présence d'intenses raies en émission, fortement ionisées.

Historiquement, les Seyfert furent séparées en deux sous-groupes, caractérisés par la présence ou l'absence de raies d'émission larges en optique (Khachikian & Weedman, 1974). Les galaxies de type Seyfert 2 montrent uniquement des raies en émission étroites et provenant de gaz ionisé de faible densité (densité d'électrons comprise entre 10^3 et 10^6 électrons par cm^3) avec des largeurs de raies correspondant à des vitesses de l'ordre de 100 km s^{-1} . Ces raies sont appelées *narrow lines* et apparaissent à la fois pour des transitions permises et interdites² En sus de ces raies étroites, les galaxies Seyfert 1 montrent des raies larges, ou *broad lines* correspondant à des vitesses supérieures à 1000 km s^{-1} , apparaissant uniquement dans le cas de transitions permises, ce qui indique une plus forte densité d'électrons (10^9 électrons par cm^3). Un exemple de spectre de galaxie de Seyfert est présenté sur la Figure V.2.

²Une raie *interdite* est une raie spectrale émise par des atomes effectuant des transitions d'énergie normalement non autorisées par les règles de sélection de la mécanique quantique. Bien que ces transitions soient normalement interdites, il existe une probabilité non nulle de leur occurrence spontanée, dès lors que l'atome en question est porté à un état excité. Mais du fait d'un plasma très dilué, cette probabilité est beaucoup plus faible que pour toute autre transition permise par les règles de sélection.

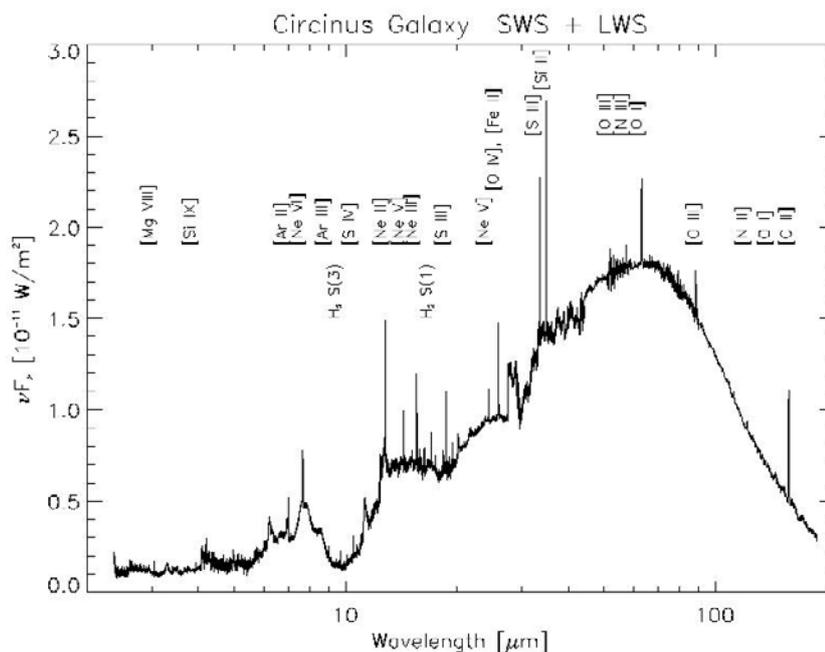


FIG. V.2 – Spectre infrarouge de la galaxie Circinus enregistré par les *Long and Short Wavelength Spectrometers* à bord de l’Observatoire Spatial Infrarouge. Les raies de plus hautes énergie (fréquence) résultent du gaz ionisé par l’AGN alors que les raies de plus faible énergie résultent de l’activité de formation d’étoiles (Moorwood, 1999).

QSO silencieux en radio

Le terme QSO est l’acronyme de l’anglais *Quasi-Stellar Object* et doit son origine à l’apparence quasi stellaire des objets qu’il désigne. Les similarités entre les galaxies de type Seyfert et les QSOs ont été évoquées à de nombreuses reprises et de nombreux efforts ont été faits dans le but de démontrer une continuité entre ces objets (e.g. Notni & Richter (1972)). Montrant des propriétés très similaires, les QSOs pourraient être des galaxies de Seyfert de type 1 plus distantes et plus lumineuses.

Le critère délimitant les QSOs des galaxies de type Seyfert est relié à la magnitude absolue de l’objet. Les objets plus brillants qu’une magnitude absolue -23 sont classés en tant que QSOs alors que les galaxies de type Seyfert regroupent les moins brillants (Sinamyman & Mickaelian, 2009). Au contraire des galaxies de type Seyfert qui, ne montrant que des luminosités plutôt faibles, sont visibles uniquement dans le proche entourage de la Terre, les QSOs sont typiquement vus à des distances plus élevées, du fait de leur relative rareté localement. De ce fait, ils ne montrent généralement pas de façon évidente la galaxie entourant la source brillante centrale.

3.2 AGN émetteurs en radio

Les AGN émetteurs radio représentent de 15 à 20% (Urry & Padovani, 1995) des AGN. Ce sont des sources essentiellement non thermiques. Elles possèdent des spectres radio plats. Dans un grand nombre d’AGN, des jets de matière sont observés en radio perpendiculairement au plan de la galaxie : ce sont des radio galaxies. Des études interférométriques dans le domaine radio révèlent très souvent des jets s’étendant de part et d’autre de la galaxie, sur des échelles de distance de l’ordre du kpc.

Fanaroff & Riley (1974) ont mis en évidence une distribution bimodale dans la puissance radio des radio galaxies. Suite à cela, ils les ont classifiées en deux catégories de morphologies très distinctes suivant le rapport entre les distances des deux points les plus brillants de part et d'autre du noyau et la taille totale de la source. Les radio galaxies Fanaroff-Riley I (ou FRI) sont des galaxies pour lesquelles la luminosité radio diminue du coeur vers les lobes radio. Ce sont des sources plus faibles avec une luminosité radio inférieure à 10^{42} erg s⁻¹, présentant une structure de jet turbulente. On observe des mouvements relativistes à l'échelle du parsec qui deviennent sous-relativistes à plus grande échelle (\sim kpc). Ces sources présentent deux jets asymétriques. Les galaxies FRI les plus connues sont M87 (Figure V.3), ou Centaurus A, la galaxie radio la plus proche. Ce dernier, dont les jets sont vus de profil depuis la Terre, montre d'impressionnantes structures à grande échelle (Figure V.4).



FIG. V.3 – Galaxie radio M87 (photo prise par le télescope spatial Hubble).

Les galaxies radio Fanaroff-Riley II (ou FR II) sont quant à elles de puissantes sources radio (avec une luminosité radio supérieure à 10^{42} erg s⁻¹) et présentent une structure de jet collimatée. On y observe des mouvements relativistes jusqu'aux échelles du kpc voire du Mpc. Les FR II présentent également des points chauds (*hot spots*) et des lobes radio très brillants qui tracent la zone d'interaction des jets avec le milieu intergalactique. La galaxie FR II la plus connue est Cygnus A (Figure V.5). Les jets observés sont très certainement générés par l'accrétion de matière autour d'un objet dense central, le candidat le plus sérieux étant un trou noir de masse entre 10^6 et 10^{10} masses solaires. En effet, de par l'importante énergie gravitationnelle qu'ils génèrent, les trous noirs attirent la matière de la galaxie hôte par l'intermédiaire d'un disque d'accrétion. Le moment angulaire de la matière en rotation est évacué vers l'extérieur du disque par viscosité du gaz. La matière peut ainsi tomber dans le trou noir ou se trouver éjectée dans les jets qui peuvent la transporter jusqu'à de grandes distances dans le milieu intergalactique. La nature des processus reliant l'accrétion de matière à son rejet sous forme de jets reste cependant encore incomprise. La Figure V.6 montre le jet provenant du quasar 3C 273, dans le domaine des rayons X.

Une fraction de l'énergie d'accrétion est également disponible pour l'accélération de particules relativistes à l'origine du rayonnement à très haute énergie (parfois jusqu'à la centaine de TeV) observé

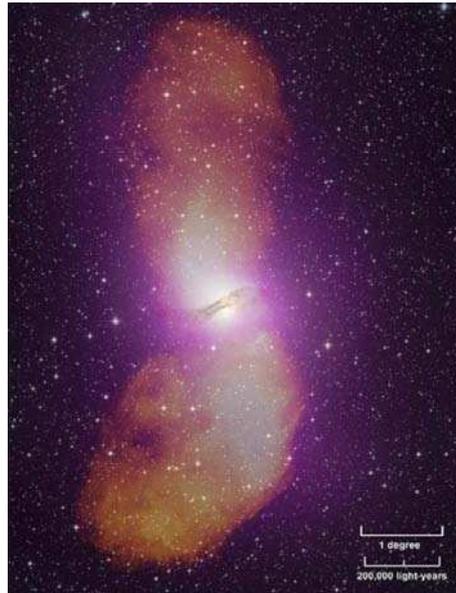


FIG. V.4 – Galaxie radio Centaurus A : lobes radio (orange) découverts comme émetteurs intenses dans le domaine gamma (mauve) grâce à l’analyse des données du LAT.

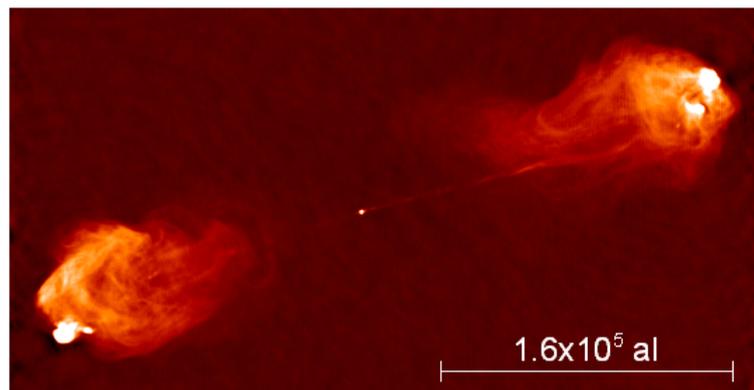


FIG. V.5 – Galaxie radio Cygnus A. *Crédit : R.A. Perley, J.J. Cowan, J.W. Dreher, and NRAO/AUI/VLA.*

dans certaines classes d’AGN : les blazars et les radiogalaxies (M87 ou Centaurus A). A l’intérieur de ces jets, des composantes individuelles de matière sont souvent observées avec une vitesse apparente supérieure à la vitesse de la lumière, signe d’une aberration relativiste mettant en évidence le fait que le jet des blazars est dirigé vers l’observateur (voir Section VI.4.3).

L’émission provenant des blazars, totalement dominée par l’émission non thermique du jet, se divise en deux composantes. La première, s’étendant du domaine radio jusqu’aux UV et atteignant parfois le domaine des rayons X, est attribuée à l’émission synchrotron des électrons relativistes présents dans le jet. L’origine de la composante à haute énergie, couvrant le domaine des rayons X et gamma, est encore débattue. Elle pourrait, dans le cadre d’un scénario dit leptonique, provenir de la diffusion Compton inverse de ces mêmes électrons relativistes responsables de l’émission synchrotron

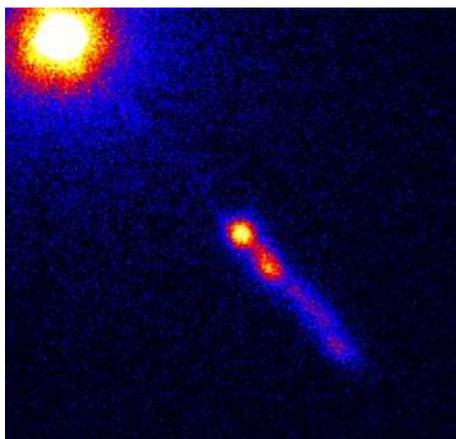


FIG. V.6 – Image Chandra du jet de 3C 273 dans le domaine des rayons X. *Crédit : NASA/CXC/H. Marshall et al.*

à plus basse énergie sur un champ de photons cibles de plus basse énergie. Dans le cas où ce champ de photons est produit par l'émission synchrotron, on parle de modèle Synchrotron Self-Compton (SSC). Les modèles External Compton (EC) supposent, eux, une origine des photons externe au jet. Les modèles dits hadroniques invoquent, pour expliquer l'émission observée à haute énergie, soit une émission synchrotron de protons, soit une production de photons gamma par désintégration de pions neutres eux-mêmes produits par interaction proton-proton ou photoproduction. Cette structure en double pic apparaît clairement dans les distributions spectrales en énergie (ou SED en anglais pour *Spectral Energy Distribution*), dont un exemple est donné dans la Figure V.7 (Abdo et al., 2011e). A ces deux composantes peut s'ajouter une composante thermique due au disque d'accrétion (à des fréquences de l'ordre de 10^{15} Hz), appelée la *blue bump*. Il existe des modèles alternatifs dans lesquels l'émission à haute énergie est produite par des processus hadroniques dans le jet. Ces processus d'émission seront détaillés dans une section à suivre.

En fonction de leurs caractéristiques spectrales, les blazars se décomposent en deux sous-classes d'objets : les quasars à spectre plat en radio (FSRQs en anglais pour *Flat Spectrum Radio Quasar*) et les BL Lacs. Par définition, la différence entre ces deux sous-classes de blazars réside dans l'intensité des raies d'émission, qui sont fortes pour les FSRQs et faibles voire absentes dans certains cas pour les BL Lacs. Afin de discriminer entre ces deux types d'objets, une limite arbitraire a été fixée à 5\AA pour la largeur équivalente des raies en émission (EW pour *Equivalent Width*), avec $EW > 5\text{\AA}$ pour les FSRQs et $EW < 5\text{\AA}$ pour les BL Lacs. Ces deux classes de blazars possèdent des propriétés observationnelles différentes. Les FSRQs sont des sources plus lumineuses que les BL Lacs. Ils sont aussi plus distants. Relativement aux SED, les BL Lacs présentent une large gamme dans les fréquences de pic synchrotron, ν_{pic}^S , qui est la fréquence pour laquelle l'énergie émise par les processus synchrotron est maximale (i.e. la fréquence du pic dans la représentation $\nu - \nu f_\nu$). Bien que la distribution des ν_{pic}^S apparaisse comme étant continue, il semble judicieux de décomposer les BL Lacs en trois sous-groupes : les BL Lacs ayant leur pic synchrotron à basse énergie ($\nu_{pic}^S < 10^{14}$ Hz), appelés LSPs (*Low Synchrotron Peaked*), ceux pour lesquels $10^{14} \text{ Hz} < \nu_{pic}^S < 10^{15}$ Hz, ou ISPs (*Intermediate Synchrotron Peaked*) et ceux pour lesquels le pic apparaît à plus haute énergie ($\nu_{pic}^S > 10^{15}$ Hz), appelés aussi HSPs (*High Synchrotron Peaked*) (Abdo et al., 2010a). Une autre propriété observationnelle

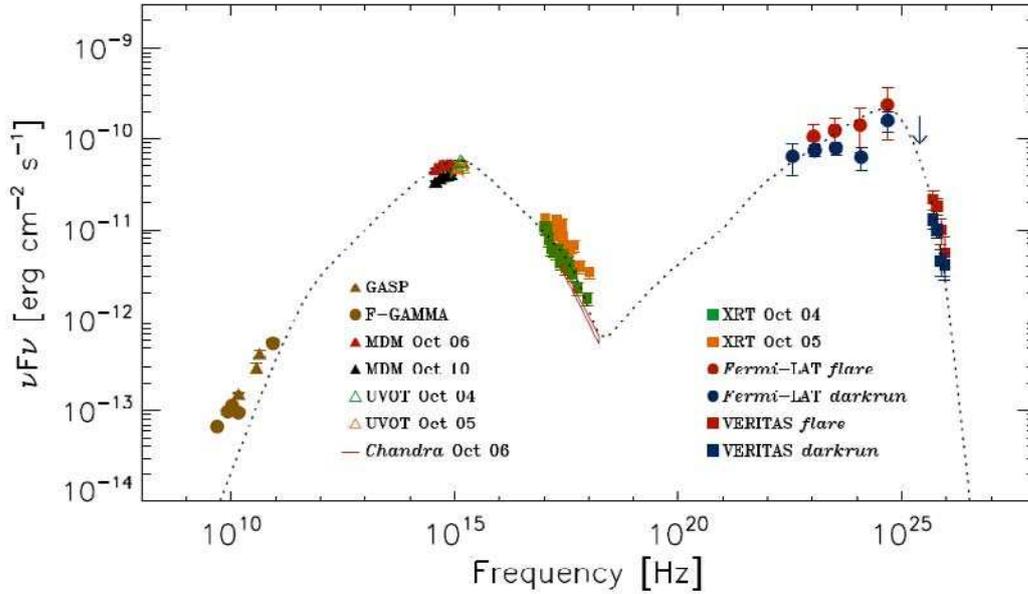


FIG. V.7 – SED du blazar 3C 66A durant la campagne multi longueurs d’onde d’Octobre 2008. L’observation correspondant à chaque jeu de données est indiquée dans la légende. Pour référence, un exemple de modèle (non détaillé ici) est superposé aux données.

différencie les FSRQs des BL Lacs : les premiers montrent des spectres plus mous dans le domaine des rayons gamma que les BL Lacs.

Les propriétés respectives des FSRQs et BL Lacs sont résumées dans le Tableau V.1. Un résumé des propriétés de ces objets dans le domaine des rayons gamma sera établi dans la Section 9.

4 Modèle unifié des AGN

Inspiré par le fait que l’apparence des AGN dépendait fortement de leur orientation par rapport à l’observateur, Urry & Padovani (1995) proposèrent un schéma d’unification des AGN émetteurs en radio, ce dernier reposant sur une orientation aléatoire de la galaxie par rapport à la ligne de visée et non sur des propriétés physiques particulières. Un autre modèle, présenté initialement par Rowan-

	FSRQs	BL Lacs
Raies larges (émission)	intenses ($EW > 5\text{\AA}$)	faibles ($EW < 5\text{\AA}$)
Raies étroites	intenses	intenses
Disque et BLR	intenses	faibles
Distance	importante	faible
Luminosité	élevée ($10^{46-48} \text{ erg s}^{-1}$)	faible ($10^{45-46} \text{ erg s}^{-1}$)
Population parente	Fanaroff-Riley II	Fanaroff-Riley I

TAB. V.1 – Propriétés comparées des FSRQs et BL Lacs.

Robinson (1977) et Lawrence & Elvis (1982), puis repris par Antonucci (1993), permet quant à lui l'unification des AGN silencieux en radio. La combinaison de ces deux modèles permet l'unification de tous les types AGN connus à ce jour. Ce désormais paradigme, présenté dans la Figure V.8, est basé sur le modèle d'AGN présenté précédemment, composé d'un trou noir central, d'un disque d'accrétion entouré d'un tore de poussières, d'un jet radio relativiste et de zones d'émission de raies larges et étroites. Si l'on considère les différentes classes d'AGN comme n'étant qu'une vision dif-

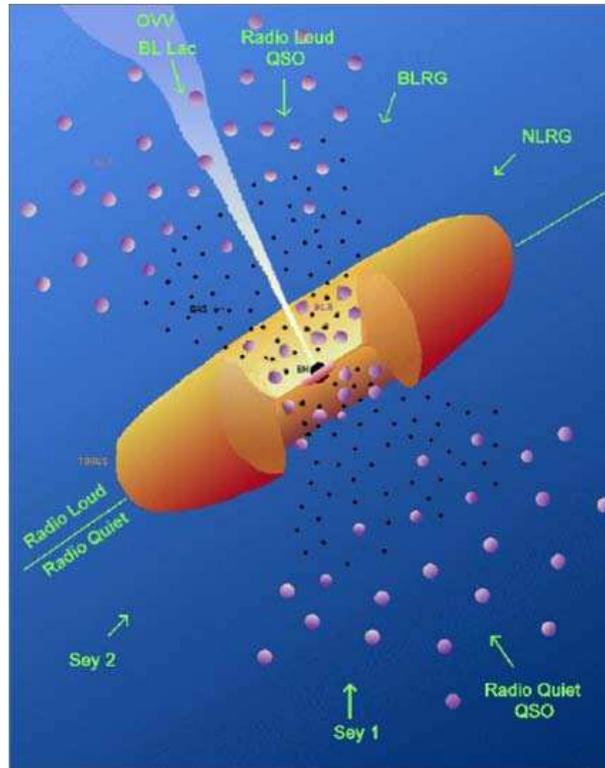


FIG. V.8 – Schéma du paradigme actuel d'unification des AGN, qui explique à la fois les AGN émetteurs et silencieux en radio. Lorsqu'il est présent, le jet s'étend de façon symétrique de part et d'autre du plan de la galaxie.

férente de ce même objet, il est aisé de s'imaginer que les différentes configurations spatiales vont tour à tour masquer ou laisser apparaître les différentes zones d'émission de raies, conduisant à des propriétés observationnelles différentes. Du fait de son asymétrie, ce modèle permet en effet d'accéder à des objets d'apparences radicalement différentes selon l'angle sous lequel l'AGN est observé. Ainsi, en pratique, les AGN observés sous des angles de vue différents seront assignés à différentes classes. L'unification de ces différentes classes d'AGN fondamentalement identiques mais d'apparences disparates est un élément essentiel de l'étude des processus physiques ayant lieu en leur sein. La famille des AGN constitue un zoo d'objets aux appellations diverses, aux critères de détections, caractéristiques spectrales et de variabilité variés.

Dans la suite, nous appellerons θ l'angle entre la ligne de visée et l'axe longitudinal de l'AGN, i.e. la perpendiculaire au plan formé par le disque d'accrétion. Il sera compté positif que l'on soit dans le cas d'un AGN émetteur (partie supérieure de l'AGN de la Figure V.8) ou silencieux (partie inférieure) en radio.

Dans ce modèle standard, la différence entre QSOs et galaxies Seyfert, qui n'est finalement qu'une différence de luminosité, s'explique par différentes valeurs de l'angle θ . En effet, plus θ est faible, plus le rayonnement issu du noyau actif est perceptible, par simple effet de projection, car moins occulté par le disque d'accrétion et le tore. Ainsi, les QSOs sont les objets avec un angle θ faible, i.e. observés selon l'axe longitudinal de l'AGN. Les galaxies Seyfert, quant à elles, sont observées légèrement plus de profil. Ensuite, la différence entre galaxies de type Seyfert 1 et 2 s'explique de la façon suivante : lorsque le tore de poussières, centré sur le noyau de la galaxie, est observé avec un faible angle θ , le noyau actif et les zones d'émission de raies larges sont tous deux visibles. Un tel objet est alors classé en tant que galaxie de Seyfert de type 1. Lorsque l'on observe ce même objet davantage de profil, i.e. avec un angle θ plus important, le tore obstrue le passage de la lumière provenant des régions centrales de la galaxie. Les régions de formation de raies étroites, plus éloignées du noyau central, sont alors les seules à être observées.

Parmi les émetteurs radio, les différents sous-groupes exposés précédemment se voient tous expliqués par ce modèle unificateur. Lorsque le tore de poussières occulte le noyau actif, la source est identifiée comme galaxie radio. Au contraire, lorsque θ est faible, l'émission de l'écoulement relativiste à l'intérieur du jet est amplifiée et constitue la signature des blazars. L'intensité du rayonnement reçu par l'observateur diminue à mesure que θ augmente. De plus, à mesure que θ augmente, le tore de poussière est vu de plus en plus de profil et obstrue progressivement la région de formation des raies larges. Une gradation de la valeur de l'angle θ permet donc d'expliquer les différents types d'AGN émetteurs en radio.

Deux types de galaxies radio sont présentés sur la Figure V.8 : les NLRGs (*Narrow Line Radio Galaxies*) et les BLRGs (*Broad Line Radio Galaxies*) qui sont respectivement des galaxies radio à raies étroites et larges. Observées sous un angle θ plus élevé, les NLRGs ne présentent pas de raies spectrales larges en émission puisque dans une telle configuration la BLR, zone de formation des raies étroites, est masquée par le tore qui constitue alors un mur absorbant. Les BLRGs, quant à elles, possèdent des raies en émission à la fois larges et étroites, le rayonnement issu des deux zones de formation de raies ne rencontrant aucun obstacle sur son chemin. Les OVV (*Optically Violently Variable*), jusque là non abordés, sont des sources très variables dans le domaine de l'optique, qui partagent de nombreuses caractéristiques spectrales avec les FSRQs et les BL Lacs.

Dans le cadre du modèle standard présenté ci-dessus, les BL Lacs, dotés de raies de faible intensité, seraient alimentés principalement par des galaxies radio peu puissantes, les FRI. Les FSRQs prendraient naissance, quant à eux, dans des galaxies radio de forte luminosité, les FRII. Ainsi, les FRI sont supposées être la population parente des BL Lacs alors que les FRII constitueraient la population parente des FSQRs. Ceci signifie que lorsqu'elles sont observées face au jet, les FRII sont vues comme des FSRQs alors que les FRI sont vues comme des BL Lacs.

5 La séquence des blazars établie avec EGRET

La phénoménologie des blazars pourrait être expliquée par une séquence dans la puissance de la source et dans l'intensité du champ de radiation diffus baignant le jet relativiste. Ceci détermine la distribution des électrons et donc la pente de la SED, conduisant de ce fait à une tendance dans les propriétés observationnelles de tels objets. Les blazars peuvent alors être classés en différentes "saveurs". Cette tentative d'unification des blazars a été proposée pour la première fois par Fossati

et al. (1997) et reprise dans Fossati et al. (1998). Le calcul des distributions spectrales en énergie, du domaine radio aux rayons gamma (données EGRET), de plusieurs échantillons de sous-classes de blazars conduisit aux conclusions suivantes :

- la SED d'un blazar possède un profil à deux bosses, le rapport de fréquence entre les deux pics étant quasiment constant (corrélation entre les fréquences des pics des deux composantes),
- le pic synchrotron apparaît à des fréquences différentes pour des sources de luminosité différente, les sources les plus brillantes voyant leur pic intervenir à plus basse fréquence,
- le rapport des luminosités entre les composantes à haute et basse fréquence augmente avec la luminosité bolométrique³

L'enchaînement FSRQ-LSP-ISP-HSP (visible sur la Figure V.9) est donc caractérisé par :

- un décalage des pics synchrotron et inverse Compton vers des fréquences plus élevées,
- une diminution relative de la dominance de la composante à haute énergie par rapport à la composante à plus basse énergie,
- un durcissement du spectre dans le domaine des rayons gamma,
- une diminution de la luminosité bolométrique.

Les LSPs sont intermédiaires entre les FSRQs et les HSPs. Le pic de leur composante synchrotron apparaît dans le domaine des IR ou de l'optique et le pic de leur composante à haute énergie intervient à plusieurs GeV. Le niveau du flux gamma est de l'ordre de grandeur de celui de l'émission à basse fréquence, ou légèrement supérieur.

La continuité des propriétés observées parmi les différentes classes de blazars et la tendance observée dans les SEDs en fonction de la luminosité favorisent une vision unifiée du phénomène de blazar. Il se pourrait qu'un unique paramètre, relié à la luminosité, gouverne les propriétés physiques et les mécanismes de radiation dans les jets relativistes présents dans les BL Lacs et les FSRQs, processus essentiellement similaires, à quelques facteurs d'échelle près.

Définie à de nombreuses reprises (Ghisellini et al. (1998)), parfois revisitée (Ghisellini & Tavecchio, 2008) faisant intervenir la masse du trou noir central et le taux d'accrétion, cette séquence de blazars reste controversée, son existence réelle et sa signification physique étant encore débattues. Nieppola et al. (2008) attribuent l'existence de cette séquence à une négligence dans l'analyse, à savoir la non prise en compte de l'effet d'amplification Doppler. Le facteur Doppler dépendant fortement de la fréquence du pic synchrotron, les sources de plus basse énergie sont plus amplifiées. Une fois la fréquence du pic synchrotron et la luminosité corrigées de cet effet Doppler, les auteurs trouvent une corrélation positive entre ces deux quantités alors que la séquence de blazars telle que présentée précédemment fait intervenir une corrélation négative. Une corrélation positive forte est même observée pour les BL Lacs. Il a également été proposé qu'un biais de sélection pourrait être à

³La luminosité bolométrique d'un corps correspond à la puissance totale qu'il rayonne sur l'ensemble du spectre électromagnétique.

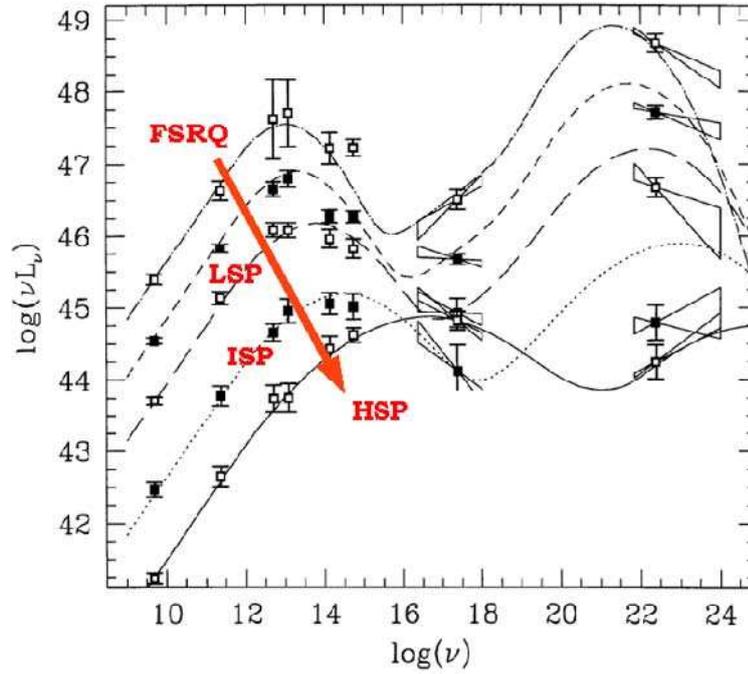


FIG. V.9 – Séquence des blazars telle que présentée dans Fossati et al. (1998). Les LSPs, ISPs et HSPs (voir définition page 92) sont des sous-classes de BL Lacs.

l'origine de cette anticorrélation observée entre la position du pic synchrotron et la luminosité de la source (Padovani, 2007).

La physique des Noyaux Actifs de Galaxies

Sommaire

1	La physique des trous noirs	100
1.1	Introduction	100
1.2	Accrétion par un trou noir	101
1.3	Le disque d'accrétion	104
2	Interaction trou noir/jet	105
2.1	Extraction de l'énergie : les différentes sources possibles	106
3	Accélération de particules	107
3.1	Introduction	107
3.2	Accélération de Fermi	108
4	La Relativité restreinte à l'oeuvre dans les blazars	114
4.1	Introduction	114
4.2	Facteur Doppler	114
4.3	Mouvement superluminaire	114
4.4	Amplification Doppler et conséquences observationnelles	117
5	Processus radiatifs au sein des AGN	118
5.1	Rayonnement Synchrotron	119
5.2	Diffusion Compton	119
5.3	Décroissance de pions neutres	123
6	Processus d'atténuation des photons : création de paires e^-e^+	124
7	Modèles d'émission non thermique au sein des AGN	126
7.1	Modèles SSC et EC	126
7.2	Modèles hadroniques	128
8	Etude des blazars à partir des données astrophysiques	129
8.1	Taille de la zone d'émission	129
8.2	Distance de la zone d'émission au trou noir central	130
8.3	Compacité	130
8.4	Contraintes sur le facteur Doppler	131
9	Propriétés générales des AGN avec le <i>Fermi-LAT</i>	132
9.1	Populations	133
9.2	Fréquence du pic synchrotron	135
9.3	Flux et indice spectral	136
9.4	Cassure spectrale	137
9.5	Variabilité spectrale	137
9.6	Variabilité temporelle	137
9.7	Cycle utile	139

9.8	Distance	139
9.9	Luminosité gamma	139
9.10	Connection GeV-TeV	140

CE chapitre s’attache à présenter la physique des AGN au travers de la physique des trous noirs, la connexion entre le trou noir et le jet et l’accélération des particules au sein de ces jets, l’accent étant mis sur les processus d’accélération de Fermi, mécanisme dont il existe deux formes : l’accélération du premier ordre, apparaissant dans les chocs et celle du second ordre dans l’environnement de nuages de gaz magnétisés. De part la combinaison d’une très faible inclinaison de l’axe du jet par rapport à la ligne de visée et de vitesses d’éjection relativistes, les blazars constituent une classe bien particulière d’AGN au sein de laquelle des phénomènes relativistes sont observés. Ces derniers seront également présentés dans ce chapitre. Les processus radiatifs tels que le rayonnement synchrotron, la diffusion Compton et la décroissance de pions neutres, à l’origine de l’émission observée au sein des AGN, sur la quasi totalité du spectre électromagnétique, seront détaillés dans la suite. Les modèles d’émission à haute énergie, de nature leptonique ou hadronique, au sein de tels objets y seront également développés. Enfin, nous verrons comment peuvent être contraints des paramètres tels que la taille de la zone d’émission, sa distance au trou noir central, la compacité de la source ainsi que le facteur Doppler du jet grâce aux données astrophysiques.

1 La physique des trous noirs

1.1 Introduction

Un trou noir (TN) est une région de l’espace-temps causalement déconnectée du reste de l’univers. Autrement dit, aucune géodésique (trajectoire des photons) ne peut sortir d’un trou noir. La frontière immatérielle qui sépare le trou noir du reste de l’univers s’appelle l’*horizon des événements*. Celle-ci représente la limite en-deçà de laquelle rien ne peut plus s’échapper du potentiel gravitationnel du trou noir. Toute matière et tout rayonnement traversant la limite sphérique de rayon $R_S = \frac{2GM}{c^2}$, appelée *Rayon de Schwarzschild*¹, ne peut en échapper. Les trous noirs sont donc les plus compacts des objets compacts et ne peuvent être décrits correctement que par la Relativité Générale.

Ainsi, tout phénomène observable associé avec un TN est dû à un rayonnement émis par de la matière située à une distance supérieure ou égale à R_S , par exemple de la lumière émise par du gaz

¹En remplaçant les constantes par leurs valeurs respectives, on trouve :

$$R_S \simeq 3 \left(\frac{M}{M_\odot} \right) km \tag{VI.1}$$

avec M_\odot la masse solaire. Un TN d’une masse solaire aura donc un rayon de Schwarzschild de 3 km, alors qu’un TN de $10^8 M_\odot$ aura un rayon de $3 \cdot 10^8$ km. Cette dernière valeur correspond exactement à 2 unités astronomiques (UA), ce qui signifie qu’un TN supermassif serait aisément contenu dans les régions internes du système solaire.

comprimé et chauffé lors de sa chute vers le TN. La matière accrétée est dotée d'un moment angulaire non nul qui va entraîner cet afflux de matière à former un disque en rotation autour de l'objet compact. La viscosité conduit la matière vers l'intérieur du disque jusqu'à une dernière orbite stable, légèrement plus éloignée du TN que l'horizon des événements. La matière plonge alors en chute libre vers le TN. Pour un TN animé d'une faible vitesse de rotation, le rayon de la dernière orbite stable est :

$$R_l \equiv 3R_S = 9 \left(\frac{M}{M_\odot} \right) km \quad (\text{VI.2})$$

Ceci représente l'échelle de longueur "observable" caractéristique associée à un TN. Par la suite, nous nous intéresserons uniquement aux trous noirs supermassifs, peuplant les régions centrales des noyaux actifs de galaxies. Pour les galaxies proches, l'existence de ces objets est révélée par le mouvement des étoiles autour du centre de la galaxie hôte. L'étude de leurs trajectoires permet de déterminer la masse du TN central. La Figure VI.1 montre le cas de notre galaxie pour laquelle l'étude des trajectoires des étoiles a permis de mettre en évidence le trou noir central Sagittarius A. La dynamique de cet ensemble d'étoiles et les grandes vitesses stellaires observées (plus de 1000 km.s^{-1}) impliquent un trou noir central de 3 millions de masses solaires environ.

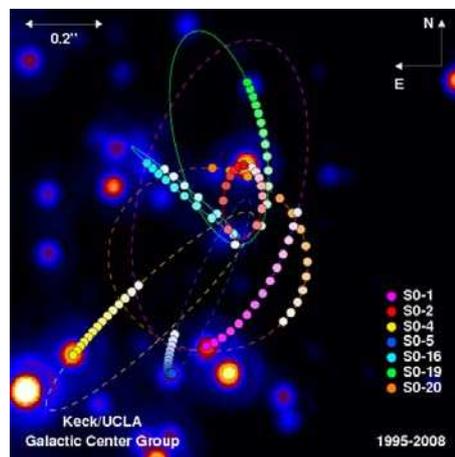


FIG. VI.1 – Trou noir au centre de notre galaxie. Les trajectoires de quelques étoiles gravitant autour du centre galactique Sagittarius A ont été reconstituées grâce aux observations continues effectuées dans l'infrarouge de 1995 à 2008 aux télescopes Keck de Hawaii (Luminet, 2008). *Crédit : Andrea Ghez, UCLA Galactic Center Group/Keck.*

1.2 Accrétion par un trou noir

L'extraction d'énergie potentielle gravitationnelle de la matière qui tombe sur l'objet compact central constitue la source d'énergie observée au sein des AGN. Cette hypothèse fut envisagée pour la première fois très vite après la découverte des quasars en 1963 (Salpeter, 1964).

Efficacité du processus d'accrétion

Considérons l'accrétion de matière sur une étoile de masse M et de rayon R . Si la matière tombe sur le TN en chute libre depuis l'infini, elle acquiert de l'énergie cinétique alors que son énergie potentielle gravitationnelle devient de plus en plus négative.

Considérons un élément de faible masse m tombant sur le TN avec un moment angulaire $\mathcal{L} = I\Omega = mv_{\perp}r$, où I est le moment d'inertie. Du fait de la conservation du moment angulaire, $mv_{\perp}r = \text{constante}$, d'où une augmentation de l'énergie rotationnelle de l'élément à l'approche du TN :

$$E_{rot} = \frac{1}{2}I\Omega^2 = \frac{1}{2}\mathcal{L}^2/I \propto r^{-2} \quad (\text{VI.3})$$

Ainsi, lorsque l'élément de masse s'approche du TN, son énergie rotationnelle augmente plus rapidement que son énergie potentielle gravitationnelle qui augmente seulement en r^{-1} . Ce résultat est modifié lors d'un traitement en Relativité Générale, du fait de la présence d'un terme "attractif" dans la version relativiste de la conservation de l'énergie. Ce terme est $-2GMh^2/r^3c^2$, où h est le moment angulaire spécifique de l'élément de masse défini comme $h = \dot{\theta}r^2$. Le résultat est que les particules dotées d'un moment angulaire spécifique $h \leq 2R_{sc}$ peuvent tomber directement sur le TN. Cependant, cette condition n'est remplie que très rarement et dans de tels cas, ce sont les forces centrifuges qui peuvent empêcher la matière de tomber sur le TN dans les directions perpendiculaires à l'axe de rotation.

La matière peut cependant s'organiser le long du plan de rotation du TN de façon à former un disque autour du TN. La matière présente dans ce *disque d'accrétion* peut tomber dans le TN uniquement si elle perd son moment angulaire. Ceci est rendu possible par les forces visqueuses agissant à l'intérieur du disque. L'effet de cette viscosité est double. Elle transfère le moment angulaire vers l'extérieur du système en le redistribuant de telle sorte qu'une partie de la matière se dirige vers les zones externes du disque, emportant avec elle son moment angulaire, laissant le champ libre au reste de la matière qui spirale alors vers les zones internes du disque (Pringle, 1981). Dans un même temps, la viscosité agit, ce qui entraîne une dissipation de chaleur. La matière se déplace donc progressivement vers l'intérieur du disque jusqu'à ce qu'elle rencontre la dernière orbite stable autour du TN, de rayon R_l (voir Eq. VI.2). A ce moment-là, la matière tombe inéluctablement sur le TN.

Ainsi, l'énergie maximale qui peut être libérée par le phénomène d'accrétion de matière sur un TN est donnée par l'énergie qui doit être dissipée pour atteindre la dernière orbite stable autour du TN. L'efficacité d'accrétion pour un TN de Schwarzschild² est de $\xi = 0.06$ et de $\xi = 0.426$ pour un TN de Kerr en rotation maximale en sens direct (Longair, 2011a). Ainsi, les TNs et particulièrement ceux en rotation rapide, sont les sources d'énergie les plus puissantes que l'on connaisse dans l'Univers. L'accrétion constitue le processus grâce auquel cette énergie peut être produite.

²Les TNs sont classés en 3 sous-groupes selon la valeur de leur charge et de leur vitesse de rotation : les TNs statiques, dits de **Schwarzschild**, les TNs chargés, dits de **Reissner-Nordström** et les TNs en rotation, dits de **Kerr**. Le TN de Schwarzschild doit son nom à l'astronome allemand Schwarzschild qui, le premier, a réussi à résoudre les équations de la Relativité Générale au voisinage d'un objet massif situé dans un espace vide de matière. Ce modèle suppose un TN non chargé avec une vitesse de rotation nulle (TN statique). Lorsque le TN possède une charge électrique, la solution de Schwarzschild n'est plus valable. On parle alors de TN de Reissner-Nordström. Cette seconde classe de TNs est la solution aux équations de la Relativité Générale en présence de charges électriques. Le résultat de la métrique de Reissner-Nordström est un TN de masse M , de charge non nulle Q et de moment angulaire nul. Du fait de son caractère statique, ce TN n'est donc pas le résultat de l'effondrement d'une étoile en rotation. Enfin, certains TNs possèdent un moment angulaire non nul, i.e. une vitesse de rotation non nulle : on parle alors de TN de Kerr. C'est le modèle le plus réaliste dans la mesure où l'étoile qui a donné naissance au TN était en rotation. Il doit son nom au mathématicien néo-zélandais Roy Kerr, qui réussit le premier, en 1963, la résolution des équations de la Relativité Générale au voisinage d'une masse en rotation.

Limite d'Eddington

Dans ce cadre, il semblerait donc possible de générer des luminosités aussi élevées que souhaitées, en imaginant simplement une accréation de matière suffisamment importante. Cependant, il existe une limite à la luminosité, dictée par le simple fait que l'objet accrétant doit rester dans un état stable. En effet, si la luminosité est trop élevée, la pression de radiation des photons contrarie l'accréation de matière dans l'Univers. Cette limite est appelée *luminosité d'Eddington* et pour cette valeur de luminosité, la pression de radiation exercée sur une particule compense exactement l'attraction gravitationnelle du TN. Supposons que la matière tombant sur le TN est totalement ionisée et que la pression de radiation est produite par la diffusion Thomson du rayonnement par les électrons du plasma. Plaçons-nous dans le cas de forces appliquées à une paire électron/proton située à une distance r du TN.

La force gravitationnelle, dirigée vers le centre du TN, est donnée par :

$$f_{grav} = \frac{GM}{r^2}(m_p + m_e) \approx \frac{GMm_p}{r^2} \quad (\text{VI.4})$$

puisque $m_e/m_p \approx 5 \times 10^{-4}$.

La pression de radiation agit sur l'électron, mais le plasma devant rester neutre, cette pression est communiquée aux protons par l'intermédiaire des forces électrostatiques Coulombiennes entre protons et électrons. Si l'on exprime ceci en terme de physique des plasmas, l'électron et le proton ne peuvent pas être séparés par plus d'une longueur de Debye, notée λ_D , définie de la façon suivante :

$$\lambda_D = \frac{v_e}{\omega_p} = 70 (T_e/N_e)^{1/2} m \quad (\text{VI.5})$$

où v_e est la vitesse thermique des électrons, T_e leur température, ω_p la pulsation du plasma et N_e la densité en électrons avant que les forces électrostatiques ne restaurent la neutralité dans le plasma. A chaque collision, le photon donne un moment $p = h\nu/c$ à l'électron. Ainsi, la force qui s'applique à l'électron n'est en fait que le moment lui étant communiqué par seconde par le flux incident de photons N_{ph} .

Ainsi, la pression de radiation peut s'écrire :

$$f_{rad} = \sigma_T N_{ph} p \quad (\text{VI.6})$$

où $\sigma_T = 6.653 \times 10^{-29} \text{ m}^2$ est la section efficace de Thomson.

Le flux de photons à une distance r de la source est :

$$N_{ph} = \frac{L}{4\pi r^2 h\nu} \quad (\text{VI.7})$$

où L est la luminosité de la source.

La force qui s'applique sur l'électron, vers l'extérieur du système, devient donc :

$$f_{rad} = \frac{\sigma_T L}{4\pi r^2 c} \quad (\text{VI.8})$$

En égalisant les deux forces, f_{grav} et f_{rad} , appliquées à la particule, on obtient :

$$\frac{\sigma_T L}{4\pi r^2 c} = \frac{GMm_p}{r^2} \quad (\text{VI.9})$$

d'où l'expression de la luminosité d'Eddington :

$$L_E = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \quad (\text{VI.10})$$

qui représente la luminosité maximale que peut rayonner une source de masse M à symétrie sphérique, dans un état stable. Cette limite ne dépend pas du rayon de la source, mais seulement de sa masse.

Nous pouvons réécrire l'Eq. VI.10 afin de faire apparaître le rayon de Schwarzschild :

$$L_E = \frac{2\pi R_S m_p c^3}{\sigma_T} \quad (\text{VI.11})$$

En y intégrant la valeur des constantes, on obtient :

$$L_E = 1.3 \times 10^{31} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) W = 1.3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{erg s}^{-1} \quad (\text{VI.12})$$

1.3 Le disque d'accrétion

La compréhension actuelle du phénomène d'accrétion par les trous noirs est essentiellement basée sur trois modèles principaux de disques d'accrétion : les disques minces, les disques épais et les modèles dits ADAF (pour l'anglais *Advection-Dominated Accretion Flow*) pour lesquels l'accrétion est dominée par l'advection. Ces modèles supposent que la matière accrétée (ou au moins une partie) reste, au moins de façon temporaire, proche d'un équilibre stationnaire de symétrie axiale dans lequel la matière se déplace sur des orbites approximativement circulaires. Durant cet équilibre, la matière reste donc à une distance presque constante du trou noir. Ceci est possible grâce au moment angulaire de la matière qui constitue une barrière de potentiel contre la gravité du trou noir. Ce moment angulaire est progressivement évacué par les forces visqueuses qui opèrent à l'intérieur du disque d'accrétion. La turbulence générée par les instabilités magnétorotationnelles au sein du disque (Balbus & Hawley (1991), Balbus & Hawley (1998)) est supposée être la source principale de tels frottements. Cette turbulence dissipe l'énergie orbitale et redistribue le moment angulaire en permettant à la matière de passer graduellement la barrière de potentiel en spiralant progressivement vers le trou noir. L'énergie dissipée chauffe le disque. Le disque peut être refroidi par rayonnement, convection, advection ou autres processus. Dans la suite, nous présentons les trois modèles de disques cités précédemment.

Les modèles de disques minces

Les disques minces sont ceux pour lesquels la dimension "verticale" z est très faible devant la distance "radiale" r du bord du disque au centre, soit $z/r \ll 1$. Les modèles de disques minces (Shakura & Sunyaev, 1973) supposent une accrétion d'efficacité radiative élevée. Ceci signifie que toute la chaleur générée par la viscosité à un rayon donné est immédiatement rayonnée. En d'autres termes, cette chaleur générée par la viscosité est compensée par le refroidissement radiatif et aucun autre mécanisme de refroidissement n'est nécessaire. Afin de satisfaire les hypothèses avancées dans un modèle de disque mince, le taux d'accrétion doit être faible. Cependant, au-delà d'une luminosité seuil ($L \approx 0.3L_E$) (Abramowicz & Fragile, 2011), la vitesse radiale est importante et le disque est assez épais pour enclencher un autre mécanisme de refroidissement : l'advection. Ceci résulte du fait

que la chaleur générée par la viscosité ne dispose pas d'un temps suffisant pour rayonner sous forme de photons et quitter le disque avant d'être transportée vers l'intérieur du disque par le mouvement du gaz. Plus la luminosité est élevée, plus le refroidissement par advection est important. Aux plus hautes énergies, il devient comparable au refroidissement radiatif (Abramowicz & Fragile, 2011) et l'approche standard du disque mince n'est alors plus valide. Dans les modèles de disques minces, la luminosité élevée du disque provoque une émission indirecte de la BLR. Celle-ci est caractéristique des FSRQs pour lesquels un modèle de disque mince sera donc préféré.

Les modèles ADAF

Les modèles ADAF (*Advection-Dominated Accretion Flow*) furent introduits dans une série d'articles par Narayan et Yi (Narayan & Yi (1994), Narayan & Yi (1995a), Narayan & Yi (1995b)), bien que l'existence de cette solution fut évoquée bien plus tôt (Ichimaru (1977), Rees et al. (1982)). Ils font appel au refroidissement du disque par advection de manière extrême. En effet, dans ce modèle, la quasi totalité de l'énergie issue de la viscosité est advectée vers le trou noir plutôt que rayonnée. Contrairement au modèle de disques minces qui est habituellement invoqué dans le cadre de luminosités élevées, l'ADAF, du fait de sa faible efficacité, s'applique plutôt lorsque les luminosités (et donc les taux d'accrétion) sont faibles. Les solutions de disques tendent à être optiquement minces, quasi-sphériques, présentant un spectre non-thermique en loi de puissance, avec très souvent une composante Inverse Compton importante. La faible luminosité du disque ne permet pas l'émission indirecte de la BLR possible dans le cas de disques minces et conduit à une absence de raies larges en émission typique des BL Lacs. Les modèles ADAF seront donc préférés pour expliquer les caractéristiques des BL Lacs.

Les modèles de disques épais

Un certain nombre d'approximations invoquées dans la construction d'un modèle de disque mince ne sont plus valides dans les régions centrales du disque si le taux d'accrétion devient important (Longair, 2011a). Dans ce cas, le rayon approche le rayon de la dernière orbite stable et le taux d'accrétion devient important. De plus, si la masse du trou noir central devient plus élevée, la luminosité du disque peut augmenter. Dans ces conditions, il n'est plus possible de supposer que les effets de la pression du gaz et de la pression radiative du rayonnement émis peuvent être négligés dans la détermination de la structure du disque, comme dans le cas d'un modèle de disque mince. Ces modèles de disques épais sont séduisants pour l'explication de l'accrétion dans les AGN. En effet, un disque épais possède des "entonnoirs" le long de son axe de rotation, qui pourraient être reliés à l'éjection observée dans les AGN de particules relativistes au sein de jets collimés.

2 Interaction trou noir/jet

Il est désormais admis que le phénomène d'AGN est directement lié à la présence d'un trou noir au sein de la galaxie hôte. Nous allons nous intéresser ici à la connection entre ce trou noir central et le jet, au travers des différents processus d'extraction de l'énergie proposés pour créer et alimenter le jet observé.

2.1 Extraction de l'énergie : les différentes sources possibles

A ce jour, deux modèles principaux tentent d'expliquer l'origine de l'énergie nécessaire à la création du jet observé dans les AGN : le modèle de Blandford-Payne (Blandford & Payne, 1982) qui considère la rotation du disque d'accrétion comme source d'énergie et le modèle de Blandford-Znajek (Blandford & Znajek, 1977) qui lui préfère la rotation du trou noir.

Rotation du disque d'accrétion : modèle de Blandford-Payne

Dans le modèle de Blandford-Payne Blandford & Payne (1982), l'énergie et le moment angulaire nécessaire à la création du jet sont extraits de la rotation du disque d'accrétion, par l'intermédiaire de lignes de champ magnétique prenant naissance à la surface du disque et s'étendant sur de grandes distances. Les auteurs montrèrent qu'un écoulement de matière du disque conduit par les forces centrifuges est possible si la composante poloïdale du champ magnétique fait un angle inférieur à 60° avec la surface du disque. A grandes distances du disque, la composante toroïdale du champ magnétique devient importante et collime l'écoulement en une paire de jets anti-parallèles perpendiculaires au disque. Proche du disque, l'écoulement est probablement conduit par la pression du gaz dans une couronne chaude dominée par le champ magnétique. Les forces magnétiques peuvent alors extraire le moment angulaire d'un disque d'accrétion et permettre alors à la matière d'être accrétée. Dans ce modèle, la plupart de l'énergie est concentrée dans les régions centrales, alors qu'une grande partie du moment angulaire et du flux magnétique est contenue sur les parois du jet. Le champ magnétique proche est régénéré de façon continue par un effet dynamo engendré par les instabilités présentes à l'intérieur du disque (turbulence) (Pudritz, 1981).

Rotation du trou noir : modèle de Blandford-Znajek

Christodoulou & Ruffini (1971) montrèrent qu'un trou noir est non seulement un puits de potentiel, mais aussi un objet physique possédant une *énergie libre* importante qu'il est possible, en principe, d'extraire (Damour, 2006). L'énergétique des trous noirs est résumée dans la "formule de masse" de Christodoulou et Ruffini (où $c = 1$) :

$$M^2 = \left(M_{irr} + \frac{Q^2}{4GM_{irr}} \right)^2 + \frac{J^2}{4G^2 M_{irr}^2} \quad (\text{VI.13})$$

où Q désigne la charge du TN, J son moment cinétique et M_{irr} la *masse irréductible* du trou noir qui ne peut qu'augmenter de manière irréversible. On déduit de l'Equation VI.13 qu'un trou noir de Kerr ($J \neq 0$) et/ou de Reissner-Nordström ($Q \neq 0$) possède une énergie libre $M - M_{irr} > 0$ qui peut, en principe, être extraite par les processus réduisant son moment cinétique et/ou sa charge électrique.

Six ans plus tard, en se basant sur les travaux de Christodoulou et Ruffini, Blandford & Znajek (1977) proposèrent un modèle dans lequel la rotation du trou noir fournit le réservoir d'énergie nécessaire à la création et l'alimentation du jet. L'extraction de l'énergie et du moment angulaire s'effectue par l'intermédiaire de lignes de champ magnétique enroulées autour du trou noir, au niveau de l'horizon des événements et débouche sur la création d'un jet électromagnétique. Le flux d'énergie du jet est fourni par la conversion de l'énergie rotationnelle du trou noir en flux de Poynting, qui est ensuite dissipé à grande distance du trou noir par des instabilités de courant (Lyutikov & Blandford, 2002). Les particules composant le jet sont ensuite accélérées jusqu'aux très hautes énergies grâce aux processus détaillés dans la section suivante.

3 Accélération de particules

3.1 Introduction

Dans de nombreux systèmes astrophysiques, depuis les magnétosphères planétaires jusqu'aux amas de galaxies, les preuves de l'existence de particules chargées accélérées jusqu'à de très hautes énergies sont évidentes. Elles prennent la forme d'observations directes (rayons cosmiques) ou d'observation de rayonnements électromagnétiques non thermiques (synchrotron, Compton inverse, Bremsstrahlung, décroissance de pions neutres). La caractéristique la plus remarquable du rayonnement cosmique est sans doute son spectre d'énergie en loi de puissance, s'étendant sur au moins 12 ordres de grandeur en énergie et 32 ordres de grandeur en flux. Ce spectre associe d'emblée le rayonnement cosmique à un phénomène non thermique, hors équilibre. Les sources de rayonnement non thermique observées dans les domaines radio, X ou gamma, sont omniprésentes dans l'univers. Ces rayonnements ne peuvent provenir que de processus physiques élémentaires impliquant des particules qui ont dû être accélérées d'une manière ou d'une autre. Aussi, l'accélération des particules cosmiques est une question fondamentale de la physique actuelle.

Il semble que les spectres d'énergie en loi de puissance soient communs dans l'univers, et qu'en outre les indices spectraux³ des différentes sources soient comparables, et proches de 2. Ceci laisse penser qu'un même type de mécanismes pourrait être à l'oeuvre dans des environnements astrophysiques très divers.

L'énergie nécessaire à l'accélération des particules est disponible sous différentes formes dans la Galaxie : de l'énergie cinétique (de translation, comme dans les ondes de choc, la turbulence ou les nuages interstellaires en mouvement, ou de rotation, comme dans les pulsars), de l'énergie gravitationnelle (libérée via le phénomène d'accrétion au voisinage des trous noirs ou des étoiles à neutrons) et de l'énergie électromagnétique (générée par turbulence en milieu ionisé, par compression lors de l'effondrement des astres ou des nuages, ou par rotation d'étoiles fortement magnétisées comme les étoiles à neutrons). Mais quelle que puisse être la source d'énergie communiquée aux particules, c'est *in fine* avec les champs électromagnétiques que les interactions se produisent et qu'ont lieu les échanges d'énergie. L'environnement dans lequel ont lieu ces accélérations de particules doit être non collisionnel pour que le mécanisme soit efficace et reste non thermique. En effet, ces processus s'appliquent à des particules avec des énergies qui excèdent l'énergie thermique du gaz, et de fréquentes collisions avec les particules alentour causeraient de fortes pertes d'énergie et aucune accélération n'aurait lieu. Une particule pourrait certes gagner de l'énergie en tombant dans un puits de potentiel gravitationnel profond, mais pour participer au rayonnement cosmique ambiant, libre dans le milieu interstellaire, il lui faudrait sortir du puits et ce faisant abandonner toute l'énergie gagnée.

Une des forces pouvant agir efficacement pour accélérer une particule est la force de Lorentz :

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{VI.14})$$

d'où il découle que l'accélération ne concerne que les particules chargées. Les particules neutres (neutrons, photons, neutrinos) sont donc nécessairement des particules secondaires issues de l'interaction des protons ou des noyaux avec le milieu ambiant.

³Les indices spectraux Γ tels que nous les utiliserons dans cette thèse sont définis de la façon suivante : $\frac{dF}{dE} = KE^{-\Gamma}$, où $F(E)$ est le flux de photons à une énergie donnée et K un préfacteur.

Dans le milieu interstellaire, le champ électrique moyen est toujours nul ($\langle E \rangle = 0$) car le gaz ionisé que l'on rencontre dans les milieux chauds est presque parfaitement conducteur et globalement neutre. Il faut donc s'en remettre à d'éventuels champs électriques transitoires (e.g. reconnection magnétique accompagnant les éruptions solaires) ou champs électriques durables produits au voisinage des étoiles à neutrons ou des TNs accrétants. Les champs magnétiques, eux, sont omniprésents dans l'univers, mais n'accélèrent pas.

3.2 Accélération de Fermi

Un mécanisme proposé pour l'accélération de particules jusqu'à de très hautes énergies est l'accélération de Fermi dont il existe deux formes : l'accélération de Fermi du premier et du second ordre. La première apparaît dans les chocs et la seconde dans l'environnement de nuages de gaz magnétisés.

Le modèle de Fermi

Le mécanisme d'accélération de Fermi a été proposé pour la première fois en 1949 par le physicien du même nom et interprété comme un processus stochastique par lequel des collisions entre nuages du milieu interstellaire et particules pourraient accélérer ces dernières jusqu'à des énergies très élevées. Même si elle se révélera finalement incapable de rendre compte des propriétés du rayonnement cosmique de manière satisfaisante, la solution proposée par Fermi au problème de l'accélération des particules constituera néanmoins la base de nombreux modèles ultérieurs. L'idée de Fermi fut que des particules chargées énergétiques se propageant dans la Galaxie pourraient interagir avec des "nuages magnétiques" présents dans le milieu interstellaire et échanger avec eux de l'énergie. Ces nuages magnétiques sont une idéalisation des nuages de matière relativement denses que l'on rencontre communément dans la Galaxie, et dans lesquels le champ magnétique est significativement plus élevé que dans le reste du milieu interstellaire.

Considérons le cas d'une collision entre une particule de masse m et un nuage de masse M , animé d'une vitesse V (Figure VI.2). La force magnétique ne travaillant pas ($\vec{F} \cdot \vec{v} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{v} = 0$), il est en effet nécessaire que le nuage soit en mouvement afin que celui-ci induise un champ électrique agissant sur les particules.

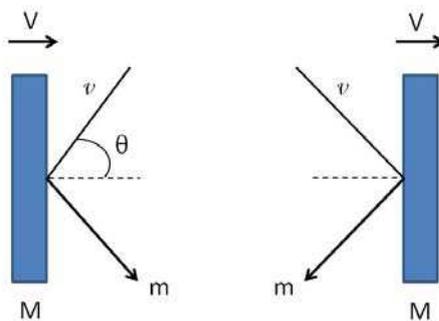


FIG. VI.2 – Schéma d'une collision entre une particule de masse m et un nuage de masse M . Gauche : collision frontale. Droite : collision fuyante.

Accélération de Fermi du second ordre

L'hypothèse centrale du calcul qui va suivre est le fait que, dans le référentiel des nuages, les particules ne gagnent ni ne perdent d'énergie, dans la mesure où les champs électriques induits peuvent y être considérés comme négligeables. Supposons que le nuage est infiniment massif de façon à ce que sa vitesse ne soit pas modifiée durant la collision. Le centre de masse du système est confondu avec le centre de masse du nuage, se déplaçant à la vitesse V . L'énergie de la particule dans ce référentiel est (développement extrait de (Longair, 2011a)) :

$$E' = \gamma_V (E + V p \cos \theta) \quad (\text{VI.15})$$

où θ est l'angle entre la trajectoire de la particule et la direction du champ magnétique local et :

$$\gamma_V = \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{-1/2} \quad (\text{VI.16})$$

La composante x du vecteur quantité de mouvement dans le référentiel du centre de masse est la suivante :

$$p'_x = p' \cos \theta' = \gamma_V \left(p \cos \theta + \frac{VE}{c^2} \right) \quad (\text{VI.17})$$

Supposons une collision élastique au cours de laquelle l'énergie de la particule est conservée ($E'_{\text{avant}} = E'_{\text{après}}$) et p'_x change de signe. Lorsque l'on se replace dans le référentiel de l'observateur, on trouve :

$$E'' = \gamma_V (E' + V p'_x) \quad (\text{VI.18})$$

En injectant les Eq. VI.15 et VI.17 dans l'Eq. VI.18, et en posant $p_x/E = v \cos \theta / c^2$, un développement simple donne la variation d'énergie de la particule :

$$E'' = \gamma_V^2 E \left[1 + \frac{2Vv \cos \theta}{c^2} + \left(\frac{V}{c}\right)^2 \right] \quad (\text{VI.19})$$

Un développement au second ordre en V/c donne :

$$\frac{E'' - E}{E} = \frac{\Delta E}{E} = \frac{2Vv \cos \theta}{c^2} + 2 \left(\frac{V}{c}\right)^2 \quad (\text{VI.20})$$

La particule étant diffusée par les irrégularités du champ magnétique, la diffusion se fait avec un angle d'attaque θ aléatoire. Nous pouvons donc, dans la suite, nous intéresser à l'augmentation moyenne d'énergie en moyennant les valeurs de θ dans l'Eq. VI.20. Les probabilités de collisions frontales et collisions fuyantes sont proportionnelles aux vitesses relatives d'approche de la particule et du nuage, à savoir respectivement $v + V \cos \theta$ et $v - V \cos \theta$. Puisque $v \approx c$, les probabilités sont proportionnelles à $1 + (V/c) \cos \theta$, avec $0 < \theta < \pi$. Les collisions frontales sont donc plus probables que les collisions fuyantes. La probabilité que l'angle d'attaque appartienne à l'intervalle $[\theta; \theta + d\theta]$ est proportionnelle à $\sin \theta d\theta$. Ainsi, en effectuant une moyenne sur l'ensemble des angles θ dans l'intervalle $[0, \pi]$ et en faisant tendre la vitesse v vers c , le premier membre de l'Eq. VI.20 devient :

$$\left\langle \frac{2V \cos \theta}{c} \right\rangle = \left(\frac{2V}{c}\right) \frac{\int_1^{-1} x [1 + (V/c)x] dx}{\int_1^{-1} [1 + (V/c)x] dx} = -\frac{2}{3} \left(\frac{V}{c}\right)^2 \quad (\text{VI.21})$$

où $x = \cos\theta$. Ainsi, dans la limite relativiste, le gain moyen d'énergie par collision est :

$$\left\langle \frac{\delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \left(\frac{V}{c} \right)^2 \quad (\text{VI.22})$$

La formule ci-dessus contient tous les ingrédients permettant de parler de mécanisme d'*accélération stochastique de Fermi du second ordre* :

- *accélération*, car l'accroissement relatif d'énergie est en moyenne positif, conséquence de l'excès des collisions frontales sur les collisions fuyantes ;
- *stochastique*, car l'accroissement d'énergie n'est que moyen : certaines particules rencontreront moins souvent des nuages se dirigeant vers elles, et perdront plus d'énergie qu'elles n'en gagneront, tandis que d'autres en gagneront plus que la moyenne ;
- *de Fermi*, parce que l'accroissement d'énergie est proportionnel à l'énergie ($\Delta E/E$ constant) ;
- *du second ordre*, car l'accroissement relatif d'énergie est en $(V/c)^2$.

En moyenne, les particules gagnent donc de l'énergie. Mais à quel rythme ? Pour évaluer le taux d'accélération, il suffit d'estimer le temps moyen passé par les particules entre deux collisions. Appelons L la distance entre deux nuages le long d'une ligne de champ. Le temps moyen entre deux collisions est donc égal à L/c . Ainsi, le taux d'accélération par le processus de Fermi du second ordre peut s'écrire :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \left(\frac{V^2}{cL} \right) E = \alpha E \quad (\text{VI.23})$$

Le gain d'énergie de la particule par unité de temps est donc proportionnel à son énergie.

Accélération de Fermi et spectres en loi de puissance

Comme nous allons le voir dans la suite, le grand mérite du processus de Fermi est de produire de manière naturelle un spectre en loi de puissance, conformément à ce que l'on observe généralement dans les sources astrophysiques.

Reprenons les calculs de la section précédente. La particule est supposée rester dans la région d'accélération durant un temps caractéristique τ_{esc} . Ecrivons maintenant l'équation de diffusion pour des électrons relativistes (Longair, 2011a) :

$$\frac{dN(E)}{dt} = D \Delta N(E) + \frac{\partial}{\partial E} [b(E)N(E)] - \frac{N(E)}{\tau_{esc}} + Q(E) \quad (\text{VI.24})$$

où $N(E)$ est le nombre de particules à l'énergie E , $b(E) = -\frac{dE}{dt}$ est le terme de pertes d'énergie (positif si la particule perd de l'énergie), $Q(E)$ est le terme de sources (injection d'électrons dans le système) et $D \Delta N(E)$ est le terme de diffusion. Nous nous intéressons à la solution dans un état stable, donc $\frac{dN(E)}{dt} = 0$. Nous ne prendrons pas en compte la diffusion ($D \Delta N(E) = 0$) et nous supposons qu'il n'y a pas de source dans le système ($Q(E) = 0$). Le terme de perte d'énergie est dans notre cas $b(E) = -\alpha E$.

L'Eq. VI.24 peut donc être réécrite de la façon suivante :

$$-\frac{d}{dE}[\alpha EN(E)] - \frac{N(E)}{\tau_{esc}} = 0 \quad (\text{VI.25})$$

En différenciant et réarrangeant cette équation, on trouve :

$$\frac{dN(E)}{dE} = - \left(1 + \frac{1}{\alpha \tau_{esc}} \right) \frac{N(E)}{E} \quad (\text{VI.26})$$

d'où le spectre différentiel des particules énergétiques :

$$N(E) = \text{constante} \times E^{-x} \quad (\text{VI.27})$$

avec :

$$x = 1 + (\alpha \tau_{esc})^{-1} \quad (\text{VI.28})$$

Nous obtenons la loi de puissance annoncée. Mais comment se fait-il que le spectre d'énergie obtenu ne soit pas un spectre thermique ? Le processus de thermalisation n'est simplement pas mené à son terme. Le confinement des particules ne peut pas être parfait, et celles-ci s'échappent avant d'acquérir une énergie égale à l'énergie moyenne par degré de liberté du nuage.

Les limitations du modèle de Fermi

En dépit de son attrait indéniable, la théorie de Fermi, dans sa version originale, souffre de pathologies rédhibitoires :

- Les vitesses aléatoires des nuages interstellaires dans la galaxie sont très faibles par rapport à la vitesse de la lumière (quelques dizaines de km.s^{-1}), soit $V/c \simeq 10^{-4}$. Comme le processus est du second ordre en V/c , le gain relatif d'énergie par collision avec les nuages n'est en moyenne pour les particules que de l'ordre de 10^{-8} ! Comme en outre, la distance typique entre les nuages est de l'ordre du parsec, le nombre de collisions serait d'environ une par an, ce qui aurait pour conséquence un gain d'énergie très lent. Il faudrait aux particules près d'un milliard d'années pour seulement tripler leur énergie (si l'on néglige les pertes d'énergie) ! L'espoir de gagner une quantité suffisante d'énergie grâce au mécanisme d'accélération de Fermi dans sa version originale est donc très faible.

- Un autre problème est relié à l'injection. Nous avons en effet jusqu'à présent ignoré les effets de perte d'énergie dans nos calculs. A basse énergie, les particules se propageant dans le milieu interstellaire interagissent avec le milieu ambiant et perdent de l'énergie lors d'interactions coulombiennes. Si la fréquence des collisions entre les particules et les nuages magnétiques est trop faible, les gains d'énergie ne sont pas en mesure de compenser les pertes intervenant entre deux collisions et le mécanisme d'accélération ne peut pas fonctionner.

- Enfin, si l'on obtient une loi de puissance assez naturellement, sa pente n'est pas prédite de manière précise. D'après l'Eq. VI.28, l'indice spectral dépend du temps d'échappement τ_{esc} des particules hors de la région d'accélération qui est fonction des conditions de diffusion des particules et de la taille de la région accélératrice. Il n'y a donc *a priori* aucune raison pour que les spectres d'énergie

de particules accélérées dans différentes régions de la Galaxie aient la même pente logarithmique. Chaque région spécifique devrait donc être à l'origine de l'émission d'une composante de rayons cosmiques ayant son propre spectre en loi de puissance, avec son propre indice spectral. Il serait alors vraiment improbable que la somme de toutes ces composantes forme un spectre lui-même en loi de puissance.

Les arguments développés ci-dessus mettent donc le modèle de Fermi à mal et illustrent le fait qu'il ne peut expliquer l'origine du rayonnement cosmique de façon correcte. Le mécanisme de Fermi n'en reste pas moins un mécanisme inévitable dans le milieu interstellaire, qui peut donner lieu à la réaccélération de rayons cosmiques, accélérés initialement d'une autre façon.

L'Eq. VI.23 montre que la petitesse du facteur $\beta = V/c$ est d'autant plus pénalisante que le mécanisme est du second ordre. Un mécanisme où le taux d'accélération serait en β plutôt qu'en β^2 serait plus efficace, surtout si la vitesse des nuages était un peu moins faible devant la vitesse de la lumière. Par ailleurs, en réduisant la distance entre les nuages, on pourrait augmenter significativement la fréquence des collisions affectant l'énergie des particules. Il serait enfin intéressant d'identifier un mécanisme pour lequel la pente de la loi de puissance serait universelle.

Accélération par onde de choc : processus de Fermi du premier ordre

Considérons une onde de choc se propageant dans un milieu. On appellera *milieu amont* le milieu qui s'écoule vers le choc à la vitesse v_1 et *milieu aval* celui qui s'en éloigne à la vitesse v_2 . Nous noterons ρ_1 , p_1 et T_1 les densité, pression et température en amont du choc. L'indice 2 sera utilisé pour ces mêmes paramètres en aval du choc. La clé du mécanisme est qu'il existe de part et d'autre du front de choc des inhomogénéités magnétiques capables de défléchir les particules et d'isotropiser leur distribution, aussi bien en aval qu'en amont. A chaque fois qu'une particule traverse le choc, elle entre dans un milieu de vitesse différente qui se comporte exactement comme un nuage magnétique de Fermi. Mais contrairement au cas de l'accélération stochastique du second ordre, les nuages magnétiques ont ici la propriété remarquable d'avoir toujours un mouvement orienté vers la particule et non pas aléatoirement dans un sens ou dans l'autre. Plaçons-nous en effet dans le référentiel du milieu amont. Dans ce référentiel, le choc approche à la vitesse v_1 , et le milieu aval à la vitesse $\Delta v = v_1 - v_2$. Les particules traversant le choc d'amont en aval voient donc venir à elles un "mur magnétique" à la vitesse d'ensemble Δv . Ayant traversé le choc, les particules interagissent avec les ondes plasma du milieu aval et s'isotropisent dans ce milieu. En se plaçant ensuite dans le référentiel du milieu aval, le choc s'éloigne cette fois à la vitesse v_2 et le milieu amont se rapproche toujours à la vitesse $\Delta v = v_2 - v_1$. En retraversant le choc, les particules voient donc à nouveau venir à elles un "mur magnétique". Ainsi, la discontinuité de vitesse du choc se traduit, pour les particules, par l'établissement d'un flot convergent de matière magnétisée. Dans ce scénario, les particules effectuent constamment des collisions frontales, contrairement au scénario proposé initialement par Fermi.

Lors d'une traversée amont-aval, la particule d'énergie E_{in} dans le référentiel amont se voit attribuer une énergie E'_{in} dans le référentiel aval. Puis la particule diffuse dans le milieu aval en conservant son énergie et repasse dans le milieu amont. Le changement de référentiel associé la fait passer de l'énergie $E'_{out} = E'_{in}$ à l'énergie E_{out} avec :

$$E'_{in} = \gamma E_{in} (1 - \beta \cos \theta_{in}) \quad (\text{VI.29})$$

$$E_{out} = \gamma E'_{out} (1 + \beta \cos \theta'_{out}) \quad (\text{VI.30})$$

où θ_{in} et θ_{out} sont respectivement les angles d'entrée et de sortie de la particule dans le nuage. β exprime le rapport entre la vitesse relative des deux milieux et la vitesse de la lumière, $\beta = \Delta v/c$.

Par hypothèse, la distribution angulaire des particules en amont est isotrope. Si n_0 est leur densité volumique, le nombre de particules par cm^3 dont la vitesse fait avec la normale au front de choc un angle compris entre θ et $\theta + d\theta$ s'écrit :

$$dn(\theta) = \frac{n_0}{4\pi} d\Omega(\theta) = \frac{1}{2} n_0 \sin\theta d\theta \quad (\text{VI.31})$$

La vitesse relative de ces particules par rapport au choc est $v\cos\theta$, de sorte que pendant un intervalle dt , le nombre de particules qui traversent une surface élémentaire dS du front de choc sous un angle θ , à $d\theta$ près, s'écrit :

$$dN = v\cos\theta dn(\theta) dt dS = \frac{1}{2} n_0 v \cos\theta \sin\theta d\theta dt dS \quad (\text{VI.32})$$

Par conséquent, lorsqu'une particule traverse le choc d'amont en aval, la probabilité que son angle d'incidence soit θ_{in} (à $d\theta_{in}$ près) est proportionnelle à $\cos\theta_{in} \sin\theta_{in} d\theta_{in}$. L'angle d'entrée moyen est donc :

$$\langle \cos\theta_{in} \rangle = \frac{\int_{\pi/2}^{\pi} \cos^2\theta_{in} \sin\theta_{in} d\theta_{in}}{\int_{\pi/2}^{\pi} \cos\theta_{in} \sin\theta_{in} d\theta_{in}} = -\frac{2}{3} \quad (\text{VI.33})$$

Un calcul exactement symétrique donne un angle de sortie moyen $\langle \cos\theta'_{out} \rangle = 2/3$. La différence cruciale avec le cas de l'accélération stochastique du second ordre est que les angles moyens ne dépendent plus, dans ce cas, de la vitesse du choc. Ainsi, maintenant, chaque collision contribue à augmenter l'énergie de la particule, et l'angle d'incidence moyen ne dépend aucunement des vitesses de la particule et du choc. En effectuant le même raisonnement que précédemment, nous obtenons l'accroissement moyen d'énergie à chaque traversée du choc :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{2}{3} \frac{\Delta v}{c} \quad (\text{VI.34})$$

Pour un cycle amont-aval-amont, le gain d'énergie devient :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \frac{\Delta v}{c} \quad (\text{VI.35})$$

Ce résultat est remarquable par 3 aspects :

- $\Delta E > 0$: le processus correspond bien à une accélération,
- $\Delta E/E = cte$: il s'agit d'un processus de Fermi,
- $\Delta E/E \propto \Delta v/c$: le processus est du premier ordre.

Le résultat le plus remarquable du mécanisme par accélération par onde de choc est qu'il produit naturellement un spectre en loi de puissance d'indice universel. Le spectre différentiel des particules accélérées s'écrit (Bell, 1978) :

$$N(E) = (x-1) \frac{N_0}{E_0} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-x} \quad (\text{VI.36})$$

avec

$$x = \frac{r+2}{r-1} \quad (\text{VI.37})$$

où r est le rapport de compression. Dans un choc fort, $r = 4$, d'où $x = 2$ de sorte que le spectre produit est en E^{-2} .

4 La Relativité restreinte à l'oeuvre dans les blazars

4.1 Introduction

La combinaison d'une très faible inclinaison de l'axe du jet par rapport à la ligne de visée et de vitesses d'éjection relativistes donne lieu à des effets relativistes au sein des blazars : mouvements superluminiques, amplification de l'intensité ou modification des échelles de temps. Il est aujourd'hui admis que les changements de flux rapides et de grande amplitude fréquemment observés au sein des blazars sont le résultat d'une amplification Doppler pour un plasma relativiste se déplaçant proche de la ligne de visée. De petits changements dans la direction de l'éjecta peuvent modifier de façon conséquente sa luminosité et sa vitesse apparentes. Pour tous les développements à suivre, nous nous placerons dans un univers plat et utiliserons une cosmologie de type Λ CDM avec $H_0=71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m=0.27$ et $\Omega_\Lambda=0.73$.

Du fait des effets relativistes, nous observons des vitesses de jets apparentes, luminosités et températures de brillance qui sont reliées aux quantités correspondantes intrinsèques, dans le référentiel au repos de l'AGN, par le facteur Doppler δ , le facteur de Lorentz γ (souvent noté Γ , ce qui ici pourrait prêter confusion avec l'indice spectral) et l'orientation du jet, θ , par rapport à la ligne de visée. La vitesse apparente β_{app} , la luminosité apparente L_{app} , la température de brillance apparente T_{app} et le facteur Doppler δ peuvent être calculés à partir du facteur γ , de θ et de la luminosité intrinsèque L_0 .

4.2 Facteur Doppler

Le facteur Doppler δ est défini de la façon suivante :

$$\delta = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos\theta)} \quad (\text{VI.38})$$

où :

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} \quad (\text{VI.39})$$

Comme visible sur la Figure VI.3, le facteur Doppler est fortement dépendant de l'angle de vue θ et devient plus élevé pour des facteurs de Lorentz plus grands. Dans l'approximation des faibles angles, valide dans le cas des blazars, un développement limité au voisinage de $\theta = 0$ donne $\delta \simeq 2\gamma$.

4.3 Mouvement superluminique

Le *mouvement superluminique* est défini comme un mouvement durant lequel, au sein d'une source astrophysique, une vitesse apparente transverse excède la vitesse de la lumière. Ce mouvement

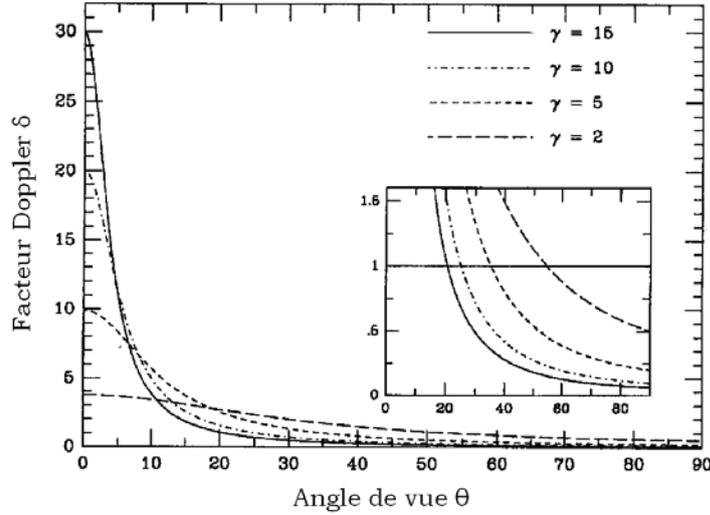


FIG. VI.3 – Dépendance du facteur Doppler à l'angle θ par rapport à la ligne de visée. Les différentes courbes correspondent à différents facteurs de Lorentz. L'encart montre une vue agrandie des angles pour lesquels $\delta=1$. Figure extraite de Urry & Padovani (1995).

peut être celui d'une composante d'une source radio compacte par rapport à une autre composante, ou l'expansion d'une source de rayonnement unique étendue. Du point de vue de l'observateur, le mouvement transverse par rapport à la ligne de visée est obtenu en mesurant de façon angulaire, sur des images en optique ou en radio, le mouvement propre interne du nodule entre deux instants. Ce dernier est défini comme $\mu = \Delta\theta/\Delta T$, où $\Delta\theta$ est le décalage angulaire du nodule dans la direction transverse à la ligne de visée durant l'intervalle de temps ΔT . La vitesse apparente perpendiculaire est alors donnée par $\beta_{app} = \mu R/c$ où μ est en unités angulaires (milliarcsecondes par an) et R est la distance de la source à l'observateur. L'exemple d'une observation du blazar 3C 345, menée par le *Very Long Baseline Interferometry*, est présenté sur la Figure VI.4. Dans ce cas, les nodules se déplacent avec une vitesse qui augmente de façon linéaire avec la distance au coeur, allant de $3c$ à $10c$ (Zensus et al., 1995).

Afin de donner une explication au phénomène de mouvement superluminaire, considérons une source radio située à une distance R de l'observateur, émettant un nodule arrivant à un instant $T_1 = R/c$ avec un angle θ par rapport à la ligne de visée et une vitesse βc (voir Figure VI.5). Après un temps ΔT , ce nodule a parcouru une distance $\Delta y = \beta c \Delta T \sin\theta$ dans la direction transverse et envoie un second signal à l'observateur. Celui-ci arrive à un instant $T_2 = T_1 + \Delta T - \beta \Delta T \cos\theta$. Ainsi, la vitesse apparente transverse du nodule s'écrit :

$$\beta_{app} = \frac{\Delta y}{c(T_2 - T_1)} = \frac{\beta \sin\theta}{1 - \beta \cos\theta} \quad (\text{VI.40})$$

Le mouvement superluminaire intervient dès lors que $\beta_{app} > 1$. Cette condition est atteinte pour un ensemble de valeurs du couple (β, θ) et peut, à partir de l'équation VI.40, être réécrite de la façon suivante :

$$\beta(\sin\theta + \cos\theta) > 1 \quad (\text{VI.41})$$

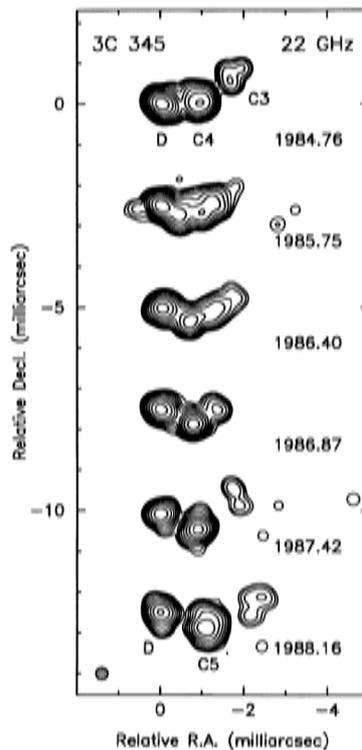


FIG. VI.4 – Images VLBI de 3C 345 montrant le déplacement de nodules par rapport au coeur immobile dont la position a été choisie comme l'origine des coordonnées, matérialisée par un "D" (Zensus et al., 1995).

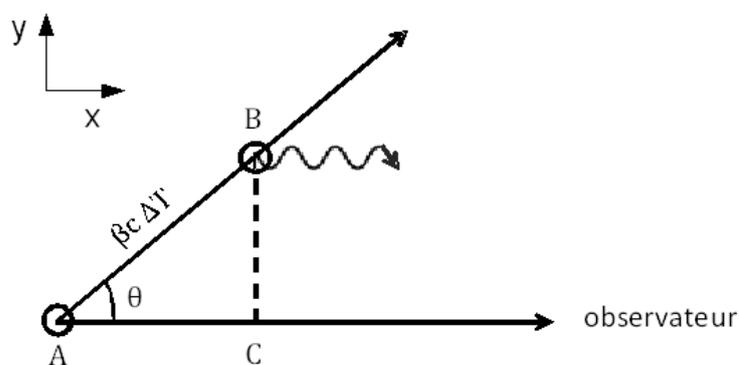


FIG. VI.5 – Schéma explicatif du mouvement superluminique. Un nodule de matière émet un photon en A et après un temps ΔT un autre en B. Si la vitesse vraie du nodule est proche de c et l'angle θ suffisamment petit, sa vitesse apparente excède la vitesse de la lumière.

La Figure VI.6 (Falla & Floyd, 2002) présente un diagramme (θ, β) mettant en évidence la "région superluminique" obtenue à partir de l'inégalité VI.41 et de la condition nécessaire $\beta < 1$. La valeur minimale de β pour laquelle apparaît un mouvement superluminique intervient pour $\theta = 45^\circ$ donc, d'après l'Eq. VI.41, pour $\beta > 1/\sqrt{2}$. Cette limite inférieure sur la vitesse de déplacement linéaire

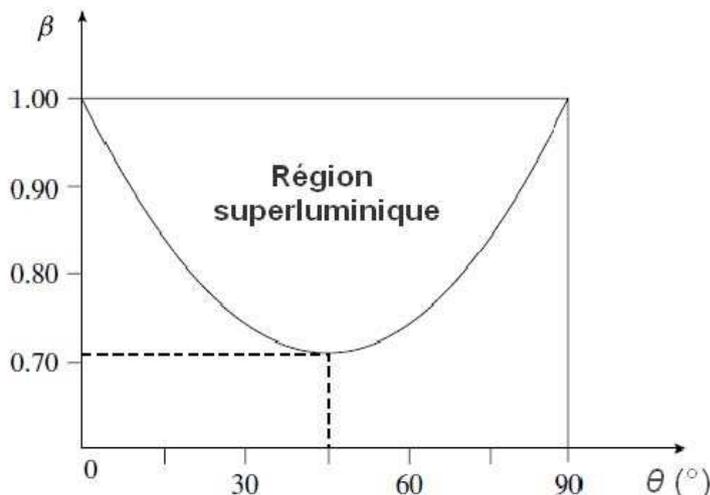


FIG. VI.6 – Diagramme (θ, β) présentant la "région superluminique" pour une source en expansion linéaire (Falla & Floyd, 2002).

du nodule signifie bien que l'expansion doit être relativiste pour qu'un mouvement superluminique apparaisse.

4.4 Amplification Doppler et conséquences observationnelles

Supposons une source qui émet de façon isotrope dans son référentiel propre K' . Dans le référentiel K , dans lequel la source se déplace à des vitesses relativistes, le rayonnement est fortement anisotrope, ce qui a plusieurs effets ⁴ :

- **Temps d'arrivée des photons** : pour une source s'approchant de l'observateur, les durées mesurées par l'observateur dans son référentiel K sont contractées d'un facteur δ par rapport au référentiel de la source au repos K' .

$$\Delta t = \delta^{-1} \Delta t' \quad (\text{VI.42})$$

- **Fréquence** : homogènes à l'inverse d'un temps, les fréquences sont augmentées de ce même facteur :

$$\nu = \delta \nu' \quad (\text{VI.43})$$

Pour une source s'approchant de l'observateur, les fréquences seront donc décalées vers le bleu (phénomène de *blueshift*). Pour une source s'éloignant de l'observateur, elles seront logiquement décalées vers le rouge (*redshift*).

- **Energie des photons** : l'énergie des photons mesurée dans le référentiel K est supérieure d'un facteur δ à l'énergie de ces mêmes photons dans le référentiel lié au jet.

$$E = \delta E' \quad (\text{VI.44})$$

⁴Dans la suite, les quantités primées sont liées au référentiel K' du jet et les quantités non primées au référentiel K de l'observateur.

• **Angle solide d'observation de la source** : l'angle solide sous lequel est vue la source dans le référentiel K est relié à l'angle solide dans le référentiel K' par :

$$\Omega = \delta^2 \Omega' \quad (\text{VI.45})$$

• **Luminosité** : dans le référentiel K , la source voit sa luminosité amplifiée (phénomène appelé *Doppler boosting*) par rapport à sa luminosité intrinsèque d'un facteur δ^n , avec $n=3,4$ selon que l'on s'intéresse à la luminosité différentielle ou totale. En effet :

$$\frac{dL}{dE} = \delta^3 \frac{dL'}{dE'} \quad (\text{VI.46})$$

où $\frac{dL}{dE}$ est la luminosité différentielle perçue au niveau de la Terre. $\frac{dL'}{dE'}$ serait la luminosité différentielle que mesurerait un observateur dans le référentiel de la source. La puissance 3 du facteur δ est le résultat de la combinaison de deux des effets d'amplification détaillés ci-dessus, un facteur δ provenant de la contraction des temps et un facteur δ^2 provenant de la transformation de l'angle solide. Pour le calcul de la luminosité totale, une intégrale sur l'énergie, et donc sur les fréquences, est à l'origine d'un facteur δ supplémentaire :

$$L = \delta^4 L' \quad (\text{VI.47})$$

• **Degré de variabilité d'un AGN** : il est souvent défini comme le changement de flux (ou de luminosité totale) sur une période de temps donnée. D'après les équations VI.42 et VI.47, il s'écrit sous la forme :

$$\frac{\Delta F}{\Delta t} = \delta^5 \frac{\Delta F'}{\Delta t'} \quad (\text{VI.48})$$

Dans le cadre cosmologique, un facteur $(1+z)$ rendant compte de l'expansion, doit être pris en compte pour les composantes de temps et d'énergie.

Les expressions VI.42 et VI.43 deviennent donc :

$$\Delta t = \delta^{-1} \Delta t' (1+z) \quad (\text{VI.49})$$

$$E = \frac{\delta E'}{(1+z)} \quad (\text{VI.50})$$

5 Processus radiatifs au sein des AGN

Les processus qui suivent ont tous en commun d'être non thermiques i.e. leur distribution de photons est non Maxwellienne. Ces mécanismes d'émission sont de nature leptonique (électron synchrotron, diffusion Compton) ou hadronique (proton synchrotron, décroissance de pions neutres).

5.1 Rayonnement Synchrotron

Dans un champ magnétique uniforme, une particule chargée de haute énergie se déplace le long des lignes de champ avec un mouvement giratoire à la girofréquence relativiste $\nu_g = eB/2\pi\gamma m$, avec e la charge de la particule et m sa masse. Elle émet alors un rayonnement avec une puissance :

$$P_{SYN} = -\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3}c\sigma_T U_B \gamma^2 \beta^2 \quad (\text{VI.51})$$

où U_B est la densité d'énergie magnétique, avec le champ magnétique B exprimé en Gauss (voir Ribicky & Lightman (1979) pour le détail des calculs). Cette formule s'applique dans le cas d'une population d'électrons dont la distribution des vitesses est isotrope.

Du fait du rapport de masse entre l'électron et la proton ($m_p/m_e \sim 1836$), l'émission synchrotron est beaucoup plus intense pour les électrons que pour les protons. Cependant, le rayonnement proton synchrotron doit être pris en compte dans les scénarios d'émission hadroniques, tels que précisé en Section 7.2.

La Figure VI.7 présente le spectre d'intensité du rayonnement synchrotron d'un électron. L'essentiel

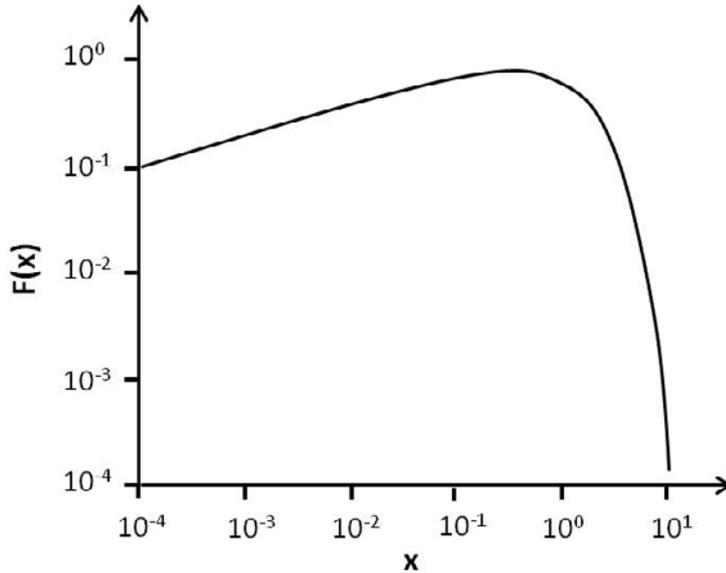


FIG. VI.7 – Spectre synchrotron d'un électron. La fonction est tracée en fonction de $x = \omega/\omega_c = \nu/\nu_c$, où ν_c est la fréquence critique, $\nu_c = \frac{\gamma^2 eB}{2\pi m_e c}$. Figure extraite de Longair (2011a)

du rayonnement est émis à l'énergie critique $E_c = h\nu_c = \frac{h\gamma^2 eB}{2\pi m_e c}$. Un résultat majeur de la physique du rayonnement synchrotron est qu'une distribution d'électrons en loi de puissance d'indice p donne naissance à un spectre de photons en loi de puissance d'indice $s = (p - 1)/2$.

5.2 Diffusion Compton

Lors du processus de diffusion Compton, un photon de haute énergie interagit avec un électron au repos et transfère à ce dernier une fraction de son énergie et de sa quantité de mouvement (voir Figure

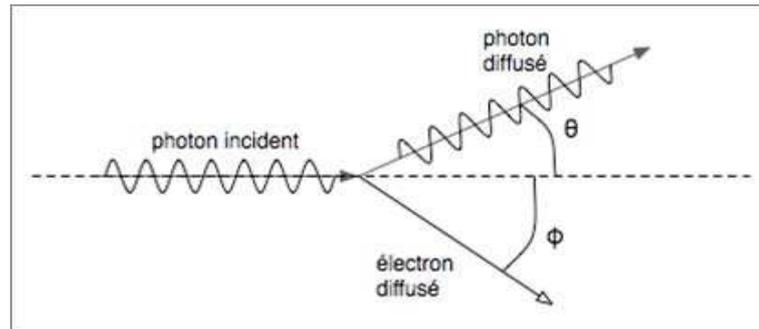


FIG. VI.8 – Diffusion Compton : collision d'un photon avec un électron au repos. L'angle θ est l'angle entre la direction du photon incident et celle du photon diffusé et Φ l'angle entre le photon incident et l'électron diffusé.

VI.8). L'interaction se caractérise par un état initial :

- un photon γ d'énergie E_γ ,
- un électron libre au repos,

et un état final :

- un photon γ' d'énergie $E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1+\alpha(1-\cos\theta)}$ avec $\alpha = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$,
- un électron d'énergie $E_{e^-} = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma \left(\frac{\alpha(1-\cos\theta)}{1+\alpha(1-\cos\theta)} \right)$,

Selon l'angle de diffusion θ , l'énergie transférée à l'électron peut prendre toute valeur entre 0 pour une diffusion rasante ($\theta = 0^\circ$) et $E_{e^-} = E_\gamma \left(\frac{2\alpha}{1+2\alpha} \right)$ pour un choc frontal ($\theta = \pi$).

Selon l'énergie du photon incident, on distingue deux régimes de diffusion Compton : le régime dit *Thomson* pour lequel la collision est élastique avec peu de perte d'énergie pour le photon initial et le régime *Klein-Nishina* pour lequel la collision est inélastique et s'accompagne d'une perte importante d'énergie du photon au profit de l'électron.

Régime Thomson

Dans le cas de la diffusion Thomson, il n'y a pas de changement de fréquence du rayonnement. Ceci n'est vérifié que si l'énergie du photon est bien plus faible que l'énergie au repos de l'électron, $\hbar\omega \ll m_e c^2$. Dans ce cas, la section efficace totale de diffusion d'un photon sur un électron libre au repos est appelée *section efficace de Thomson* et est constante avec l'énergie. Son expression est la suivante :

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \quad (\text{VI.52})$$

avec $r_e = \frac{e^4}{6\pi\epsilon_0^2 m_e^2 c^4} = 6.653 \times 10^{-29} m^2$ le rayon de l'électron.

L'épaisseur optique du milieu à la diffusion Thomson est définie de la façon suivante :

$$\tau = \int \sigma_T N_e dx \quad (\text{VI.53})$$

où N_e est le nombre d'électrons par unité de volume.

Durant ce processus, les photons sont diffusés dans des directions aléatoires et suivent donc un chemin aléatoire dont chaque étape correspond au libre parcours moyen λ_T du photon à travers le gaz d'électrons, avec $\lambda_T = (\sigma_T N_e)^{-1}$.

Régime Klein-Nishina

La transition vers le régime Klein-Nishina s'effectue lorsque les photons à l'origine de la diffusion ont une énergie $\hbar\omega \gg m_e c^2$. Dans ce cas, la section efficace de diffusion prend la forme :

$$\sigma_{K-N} = \pi r_e^2 \frac{1}{\varepsilon} \left\{ \left[1 - \frac{2(\varepsilon+1)}{\varepsilon^2} \right] \ln(2\varepsilon+1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\varepsilon} - \frac{1}{2(2\varepsilon+1)^2} \right\} \quad (\text{VI.54})$$

où $\varepsilon = \hbar\omega/m_e c^2$.

Pour un photon de faible énergie ($\varepsilon \ll 1$), cette expression se réduit à :

$$\sigma_{K-N} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 (1 - 2\varepsilon) = \sigma_T (1 - 2\varepsilon) \approx \sigma_T \quad (\text{VI.55})$$

Dans la limite ultrarelativiste, elle devient :

$$\sigma_{K-N} = \pi r_e^2 \frac{1}{\varepsilon} \left(\ln 2\varepsilon + \frac{1}{2} \right) \quad (\text{VI.56})$$

Contrairement au régime Thomson, la section efficace d'interaction décroît approximativement en ε^{-1} pour les énergies les plus élevées. La Figure VI.9 présente la dépendance énergétique de la section efficace d'interaction dans les régimes Thomson et Klein-Nishina.

Diffusion Compton inverse

Lorsque l'électron diffuseur est non plus au repos, mais ultrarelativiste, il va fournir au photon incident une fraction de son énergie, le propulsant jusqu'à de très hautes énergies. Puisque c'est l'électron qui, au cours de ce processus, perd de l'énergie au profit du photon, cette diffusion est qualifiée de *Compton inverse*.

La perte d'énergie de l'électron en fonction du temps durant le processus de diffusion Compton inverse est :

$$P_{IC} = -\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{rad} \beta^2 \gamma^2 \quad (\text{VI.57})$$

où U_{rad} représente la densité d'énergie radiative. Cette expression n'est valable que pour $\gamma\hbar\omega \ll m_e c^2$ (se reporter à Longair (2011b) pour le détail des calculs) et pour une population d'électrons dont la distribution des vitesses est isotrope.

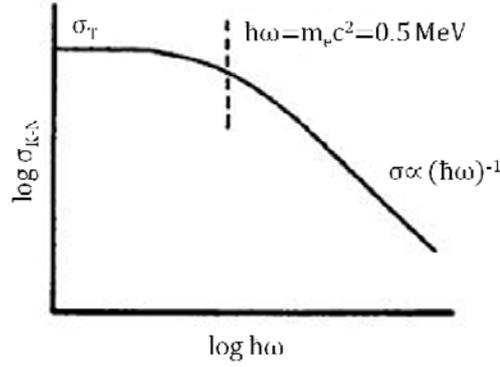


FIG. VI.9 – Schéma de la dépendance de la section efficace de Klein-Nishina à l'énergie du photon. Figure extraite de Longair (2011b).

Notons que la puissance associée au processus de diffusion Compton a une expression très proche de celle associée au rayonnement synchrotron, soit $P_{IC}/P_{SYN} = U_{rad}/U_B$. La détection du rayonnement dominant au sein d'un environnement astrophysique peut ainsi permettre de contraindre les valeurs des densités d'énergies relatives au champ de rayonnement et au champ magnétique.

Blumenthal & Gould (1970) démontrèrent que, pour un champ de photons incidents isotrope, monochromatique à la fréquence ν_0 , l'émissivité spectrale $I(\nu)$ pouvait s'écrire :

$$I(\nu)d\nu = \frac{3\sigma_{TC}}{16\gamma^4} \frac{N(\nu_0)}{\nu_0^2} \nu \left[2\nu \ln \left(\frac{\nu}{4\gamma^2 \nu_0} \right) + \nu + 4\gamma^2 \nu_0 - \frac{\nu^2}{2\gamma^2 \nu_0} \right] d\nu \quad (\text{VI.58})$$

où $N(\nu_0)$ représente la densité de photons à la fréquence ν_0 .

Le spectre du rayonnement diffusé par Compton inverse est représenté sur la Figure VI.10.

- Aux basses fréquences, le terme entre crochets est constant. Le spectre du rayonnement diffusé est alors de la forme $I(\nu) \propto \nu$.

- L'énergie maximale que peut atteindre le photon correspond à une collision frontale durant laquelle le photon est rétrodiffusé, i.e. diffusé dans sa direction d'incidence initiale. Son énergie est alors de :

$$(\hbar\omega)_{max} = \hbar\omega\gamma^2(1 + \nu/c)^2 \approx 4\gamma^2\hbar\omega_0 \quad (\text{VI.59})$$

- L'énergie moyenne des photons diffusés est :

$$\hbar\bar{\omega} = \frac{4}{3}\gamma^2(\nu/c)^2\hbar\omega_0 \approx \frac{4}{3}\gamma^2\hbar\omega_0 \quad (\text{VI.60})$$

Le fait que la fréquence des photons diffusés par des électrons relativistes soit $\nu \approx \gamma^2 \nu_0$ est un résultat majeur pour l'astrophysique de haute énergie. En effet, il est connu qu'il existe des électrons avec des facteurs de Lorentz $\gamma \sim 100 - 1000$ au sein de différents types de source astrophysiques. Ainsi, ces derniers accélèrent tout photon de basse énergie jusqu'à des énergies beaucoup plus élevées.

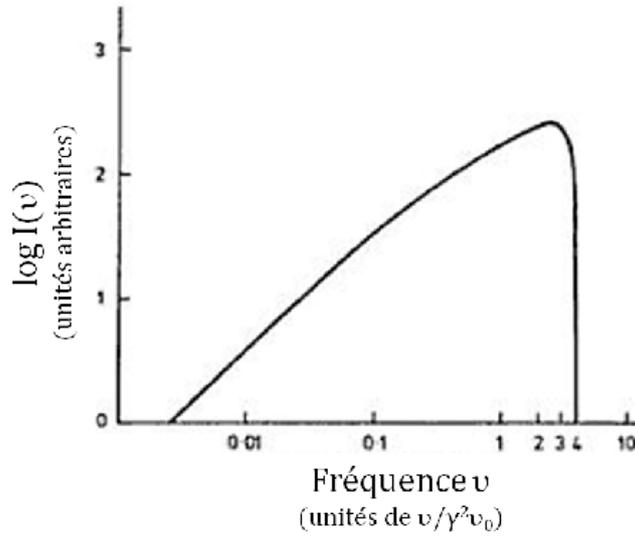


FIG. VI.10 – Spectre en émission du processus de diffusion Compton inverse. ν_0 est la fréquence du champ de photons ambiant monochromatique non diffusé. Figure extraite de Longair (2011b).

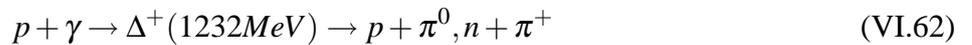
Considérons l'exemple de photons de fréquence $\nu_0=4 \times 10^{14}$ Hz (domaine de l'optique) diffusés par des électrons de facteur de Lorentz $\gamma=1000$. Après diffusion, la fréquence de ces photons devient 5×10^{20} Hz, ce qui correspond à une énergie de 2.1 MeV.

5.3 Décroissance de pions neutres

Contrairement aux processus précédents, la décroissance de pions neutres constitue un processus hadronique. L'origine de ces pions neutres est multiple. Ils peuvent être créés par interaction proton-proton :



La photoproduction, au cours de laquelle un proton et un photon ambiant interagissent, se combinent en une résonance Delta qui décroît ensuite en un proton et un pion neutre, constitue une seconde source de π^0 :



La condition de seuil de photoproduction est la suivante :

$$2E_p E_\gamma > m_\Delta^2 - m_p^2 \quad (\text{VI.63})$$

où E_p est l'énergie du proton et E_γ l'énergie du photon (Halzen, 1997). La principale source de perte d'énergie des protons de haute énergie est la photoproduction, par résonance Δ , sur les photons du fond micro-ondes. La section efficace de photoproduction augmente très rapidement pour atteindre un maximum à la résonance Δ^+ . Le Δ^+ décroît ensuite en $p + \pi^0$ avec une probabilité de 2/3 et en $n + \pi^+$

avec une probabilité de 1/3. Les pions chargés vont ensuite se désintégrer en muons et neutrinos avec une durée de vie moyenne au repos de 2.551×10^{-8} s (Longair, 2011b). Les muons, d'une durée de vie au repos de 2.2001×10^{-6} s se désintègrent eux-même ensuite en électrons et neutrinos. Les pions neutres, quant à eux, décroissent très rapidement (durée de vie moyenne de 1.78×10^{-16} s) en deux photons gamma ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) d'énergie :

$$\frac{m_{\pi^0}}{2} \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} \leq E_\gamma \leq \frac{m_{\pi^0}}{2} \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \quad (\text{VI.64})$$

où β est la vitesse du pion parent (Gaisser, 1990). La Figure VI.11 représente schématiquement le spectre des photons issus de la décroissance d'un spectre de pions neutres. En échelle logarithmique, cette distribution est symétrique par rapport à l'énergie moyenne des photons $\frac{1}{2}m_{\pi^0} = 67.5$ MeV (dans le référentiel du centre de masse du π^0). Cette énergie est indépendante de l'énergie du pion à l'origine de la désintégration.

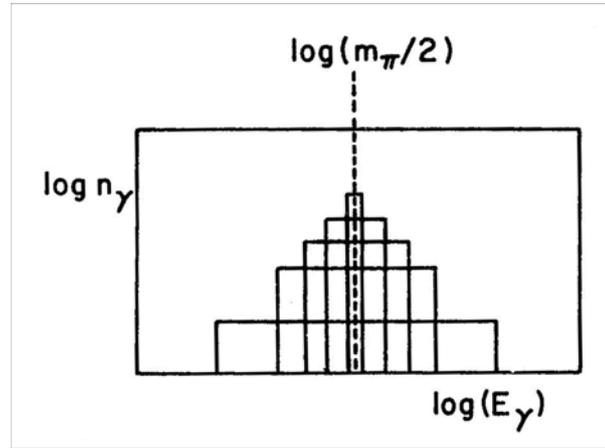


FIG. VI.11 – Représentation schématique du spectre des photons issus de la décroissance d'un spectre de pions neutres dans le cas $N(E_p) \propto E_p^{-2}$, où E_p est l'énergie du proton. *Figure extraite de Gaisser (1990).*

6 Processus d'atténuation des photons : création de paires $e^- e^+$

Les photons produits par les mécanismes présentés ci-dessus peuvent interagir avec le milieu ambiant et produire une paire électron/positron : $\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$. Considérons le cas d'un photon gamma d'énergie adimensionnelle $\varepsilon_1 = E_1/m_e c^2$ traversant un champ de photons d'énergie $\varepsilon = E/m_e c^2$, avec un angle d'interaction θ (angle entre les directions d'incidence des deux photons).

La section efficace de production de paire peut alors s'écrire (voir Dermer (2009) pour le détail des calculs) :

$$\sigma_{\gamma\gamma}(s) = \frac{1}{2} \pi r_e^2 \left(1 - \beta_{cm}^2 \left[(3 - \beta_{cm}^4) \ln \left(\frac{1 + \beta_{cm}}{1 - \beta_{cm}} \right) - 2\beta_{cm}(2 - \beta_{cm}^2) \right] \right) \quad (\text{VI.65})$$

6. PROCESSUS D'ATTÉNUATION DES PHOTONS : CRÉATION DE PAIRES $E^- E^+$

où $\beta_{cm} = (1 - \gamma_{cm}^{-2})^{1/2} = \sqrt{1 - s^{-1}}$, et $\sqrt{s} = \gamma_{cm}$ est le facteur de Lorentz dans le référentiel du centre de masse de l'électron et du positron produits.

Ce mécanisme faisant intervenir des particules de masses non nulles, il requiert toutefois que l'énergie dans le référentiel du centre de masse soit supérieure ou égale à une énergie seuil. La condition de création de la paire de leptons se traduit par l'expression suivante (voir Dermer (2009) pour le détail des calculs) :

$$E_1 E_2 \geq 2m_e^2 c^4 \quad (\text{VI.66})$$

Cette énergie seuil est très importante en astrophysique des hautes énergies puisqu'elle est la raison de l'opacité de l'Univers au rayonnement gamma de très haute énergie. En effet, l'univers est baigné par les photons de l'EBL, dans les domaines de l'optique jusqu'aux UV. Si la condition seuil est respectée, les photons gamma vont s'annihiler avec les photons de l'EBL pour créer une paire électron-positron. Une conséquence de ce mécanisme est une émission atténuée, particulièrement à haute énergie, se traduisant notamment par une coupure dans le spectre observé des photons gamma. Les spectres des blazars tels qu'observés par Fermi sont d'autant plus affectés que l'objet est distant.

Une collision est caractérisée par l'énergie invariante $\sqrt{s_{tot}}$. Dans le cas de la création de paire par l'interaction de deux photons, $s_{tot} = 2\varepsilon\varepsilon_1(1 - \cos\theta)$. Lorsque l'énergie seuil de la réaction est atteinte, deux leptons sont formés au repos, avec une énergie totale de $2m_e c^2$, conduisant à $s_{tot} = 4$ au seuil. Au-delà du seuil, $s_{tot} = 4\gamma_{CM}^2$, où γ_{CM} est le facteur de Lorentz du centre de masse de l'électron et du positron produits. Dans le cas considéré ici, la section efficace de production de

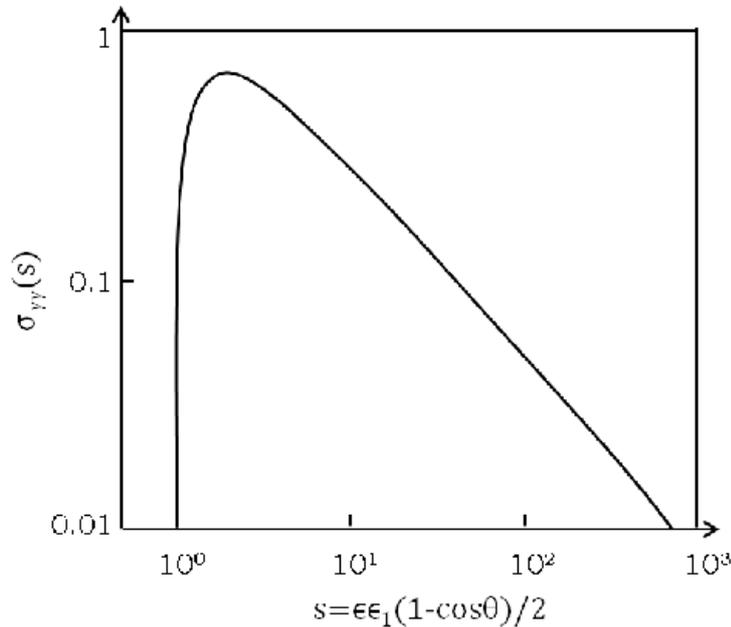


FIG. VI.12 – Section efficace de production de paire par le processus $\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$ en fonction de l'invariant s . Figure extraite de Dermer (2009).

paire est invariante pour des valeurs fixes de l'énergie d'interaction $s = \varepsilon\varepsilon_1(1 - \cos\theta)/2 = s_{tot}/4$. La

Figure VI.12 présente la section efficace de production de paires en fonction de s . Lorsque le champ de photons externe peut être considéré comme isotrope, l'angle moyen d'interaction devient $\theta \approx \pi/2$, ce qui conduit à $s = \epsilon\epsilon_1/2$. Il est important de noter que la section efficace présente un pic pour $s \approx 2$, ce qui favorise nettement les collisions au voisinage du seuil. Pour des photons gamma traversant un champ de photons isotrope, $s \rightarrow \epsilon\epsilon_1$ pour des collisions frontales. Si, comme vu précédemment, on suppose un angle typique d'interaction de $\theta \cong \pi/2$, $s \rightarrow \epsilon\epsilon_1/2$ constitue une estimation fiable pour une interaction typique avec un champ de photons cibles isotrope.

7 Modèles d'émission non thermique au sein des AGN

7.1 Modèles SSC et EC

Comme vu précédemment, le spectre en énergie des AGN est formé de deux composantes, une première, à basse énergie, probablement associée au rayonnement synchrotron d'électrons relativistes dans le jet. Une deuxième, couvrant le domaine des rayons X et gamma, pourrait quant à elle être expliquée par la diffusion Compton inverse de photons de basse énergie par des électrons relativistes. Dans le cadre des modèles leptoniques, dans lesquels les électrons relativistes du jet sont à l'origine des signatures radiatives observées dans le jet, l'émission à haute énergie, dans le domaine des rayons X et gamma, est supposée être produite par diffusion Compton inverse de photons cibles de basse énergie sur la même population d'électrons relativistes à l'origine de l'émission synchrotron. L'origine de ces photons cibles est cependant variable. Les différentes sources de photons cibles envisagées sont :

- les photons produits par émission synchrotron eux-mêmes : modèle **SSC** (*Synchrotron Self Compton*) (Jones, 1979). Une illustration de ce processus est donnée en Figure VI.13.

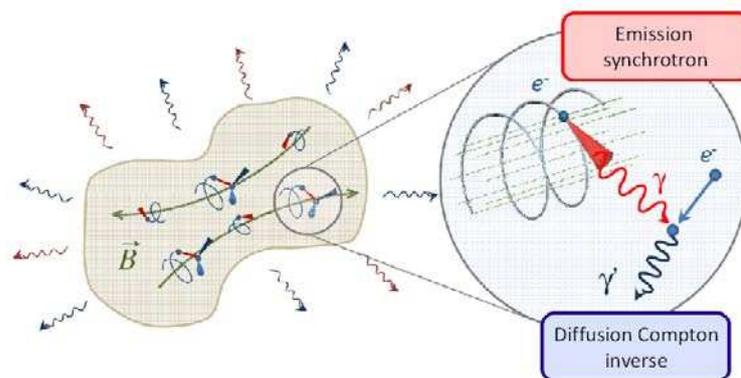


FIG. VI.13 – Illustration du processus de Synchrotron Self Compton.

- des photons externes au jet, provenant du disque d'accrétion : modèle **ECD** (*External Comptonization of Disk photons*) (Dermer et al., 1992).

7. MODÈLES D'ÉMISSION NON THERMIQUE AU SEIN DES AGN

- des photons externes issus de la BLR et autres débris présents dans les régions centrales : modèle **ECC** (*External Comptonization of photons from circumnuclear Clouds*) (Sikora et al. (1994a), Blandford & Levinson (1995)).
- de l'émission synchrotron du jet réfléchi sur des débris circumnucléaires : modèle **RSy** (*Reflected Synchrotron Comptonization*) (Ghisellini & Madau, 1996).
- de l'émission infrarouge du tore : modèle **IRC** (*InfraRed Comptonization*) (Błażejowski et al., 2000).

Ces différents modèles d'émission sont schématisés et résumés sur la Figure VI.14. Les quatre derniers d'entre eux, supposant tous une origine des photons cibles externe au jet, sont généralement regroupés sous le terme de modèles **EC** (*External Compton*) (Sikora et al., 1994b). Les compo-

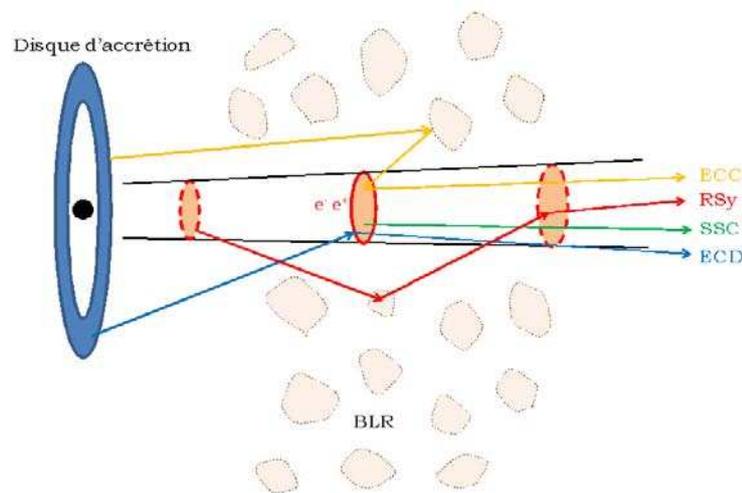


FIG. VI.14 – Schéma de la géométrie et des processus d'émission dans les modèles leptoniques de jet de blazars. L'émission infrarouge du tore n'est pas incluse puisqu'elle prend son origine sur des échelles bien plus grandes.

santes d'émission à haute énergie des différentes sous-classes de blazars (FSRQs, LSPs, ISPs, HSPs) semblent être associées à différents processus d'émission. Si l'on considère correct le modèle de diffusion Compton inverse de photons de basse énergie sur les électrons relativistes du jet, ces photons *mous* devraient préférentiellement provenir de l'extérieur du jet pour les FSRQs alors qu'ils seraient plutôt issus directement de l'émission synchrotron dans le cas des BL Lacs puisque leurs raies en émission sont faibles du fait d'un disque très ténu (Böttcher, 0). Cependant ces deux modèles ne sont pas incompatibles puisque pour certains blazars, comme BL Lacertae, il apparaît de façon assez claire qu'une combinaison d'émission de type SSC et EC est nécessaire pour expliquer les données (Böttcher & Bloom (2000), Abdo et al. (2011c)).

7.2 Modèles hadroniques

Bien que la majorité des théoriciens favorisent plutôt les modèles leptoniques dans lesquels l'émission à haute énergie est produite par la diffusion Compton Inverse d'électrons primaires, une origine hadronique de cette émission doit également être envisagée. Alors que les modèles leptoniques considèrent une population de particules relativistes formée d'électrons et de positrons, selon les scénarios hadroniques c'est un jet relativiste composé de protons qui pourrait expliquer les flux observés dans le domaine du GeV-TeV pour certains BL Lacs. Ce rayonnement à haute énergie, pourrait provenir du rayonnement synchrotron de muons, protons ou pions, de la décroissance de pions neutres $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ ou de pions chargés $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ et $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ avec $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu \nu_e$ et $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu \bar{\nu}_e$. Les pions neutres pourraient avoir diverses origines parmi lesquelles les réactions proton-proton ou la photoproduction (voir Section 5.3).

La photoproduction de pions pourrait jouer un rôle important dans la physique du jet. Si les protons étaient accélérés jusqu'à des énergies de l'ordre du PeV-EeV, ils produiraient des photons de haute énergie par photoproduction de pions neutres sur les photons thermiques UV baignant le milieu ambiant. L'émission synchrotron par des protons relativistes requiert des champs magnétiques élevés, d'au moins plusieurs dizaines de Gauss (Böttcher, 2007), le modèle alors évoqué est le *Synchrotron-Proton Blazar* ou SPB.

Les protons, contrairement aux électrons, permettent, en présence d'un champ magnétique, un transfert efficace d'énergie dans le jet. Ils fournissent ainsi un mécanisme "naturel" pour expliquer le transfert d'énergie du trou noir central sur des distances aussi grandes qu'un parsec ainsi que le chauffage observé du jet sur des distances de plusieurs centaines de parsecs.

Dans l'hypothèse où les protons de très haute énergie produisent des photons gamma de très haute énergie par interaction avec la matière du jet (Pohl & Schlickeiser, 2000), la faible densité du plasma observé dans les jets des blazars implique un temps de refroidissement des protons relativistes trop long pour expliquer les variations de flux les plus rapides observées durant les éruptions (Aharonian et al., 1999). Une alternative réside dans le fait que des protons de très haute énergie ($E \sim 10^{19}$ eV) pourraient produire des rayons gamma directement, via une émission synchrotron dans un nodule fortement magnétisé ($B \sim 30 - 100G$, modèle "Proton Synchrotron", (Aharonian, 2000)), ou indirectement par l'intermédiaire d'électrons secondaires produits dans une cascade induite par l'interaction de protons avec des photons externes (Mannheim, 1993), ou une combinaison des deux (Mücke & Protheroe, 2001). Il a été montré que le processus proton synchrotron constituerait le canal de production de photons gamma le plus efficace parmi l'ensemble de ces processus hadroniques (Aharonian, 2000).

Comme pour les modèles leptoniques, dans les modèles hadroniques la composante à basse énergie de la SED est produite via émission synchrotron d'électrons de très haute énergie. Ces électrons sont soit accélérés en même temps que les protons responsables de la composante à haute énergie de la SED, soit sont le produit secondaire de réactions des protons de très haute énergie avec un champ de photons ou de la matière. Les modèles hadroniques peuvent donc tenir compte des corrélations entre les composantes de haute et de basse énergie observées durant les éruptions. Cependant, les modèles hadroniques nécessitent généralement des paramètres plus extrêmes que les modèles leptoniques, étant donné la meilleure efficacité des processus synchrotron (et Inverse Compton) dans le cas d'électrons. De plus, les temps d'accélération et de refroidissement plus rapides du fait de la faible masse de l'électron peut plus facilement rendre compte des variabilités les plus rapides observées durant les éruptions. Pour ces raisons, les modèles leptoniques sont préférés pour expliquer l'émission

à très haute énergie des blazars.

Les modèles hadroniques requièrent des jets de puissance typiquement un à deux ordres de grandeurs supérieurs à ceux intervenant dans les modèles leptoniques. Les puissances extrêmes mises en jeu dans les modèles hadroniques ont des implications très importantes sur la physique de production des jets, l'influence du jet sur l'environnement galactique et extragalactique et l'origine des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Les collisions hadroniques produisent des neutrinos à des niveaux de flux qui pourraient être détectables par l'expérience ICECUBE (The AMANDA Collaboration et al., 2006). Des observations simultanées des photons gamma de haute énergie et des neutrinos permettraient de quantifier le taux d'interaction de nature hadronique dans les AGN et trancher définitivement parmi les nombreux modèles proposés à l'heure actuelle.

Etant donnée la difficulté évidente à discriminer entre l'un ou l'autre type de scénario, des modèles lepto-hadroniques sont envisagés (Reimer, 2012). Ces derniers font intervenir à la fois une population d'électrons et une population de protons dans le nodule en émission qui se déplace à une vitesse relativiste le long de l'axe du jet. Ainsi, des processus leptoniques et hadroniques doivent donc être combinés : rayonnement synchrotron, diffusion Compton Inverse, production de paires par atténuation photon-photon, photoproduction, interactions nucléons-nucléons, décroissance de neutrons.

8 Etude des blazars à partir des données astrophysiques

Dans l'optique d'une étude détaillée du quasar 3C 454.3 dans le Chapitre VII, nous détaillerons dans cette section les différents paramètres physiques de la source dont la caractérisation est rendue possible grâce aux données du LAT.

8.1 Taille de la zone d'émission

Soit r' la taille de la zone d'émission dans le référentiel du jet, i.e. le rayon du nodule de matière. Le respect de la causalité implique :

$$t'_{var} \gtrsim t'_{lc} = \frac{r'}{c} \quad (\text{VI.67})$$

où t'_{var} est le temps de variabilité et correspond au temps le plus court durant lequel un doublement de flux est observé. t'_{lc} est la durée nécessaire au rayonnement pour traverser le nodule (l'indice "lc" réfère à l'anglais *light-crossing*). Toutes ces quantités sont primées et sont donc liées au référentiel de la source.

Exprimé en fonction de paramètres liés au référentiel de l'observateur, le rayon du nodule devient alors :

$$r' \lesssim ct'_{var} = \frac{c\delta t_{var}}{(1+z)} \quad (\text{VI.68})$$

Le temps de variabilité observé par l'observateur, dans son référentiel, donne donc directement accès à la géométrie du nodule de matière émettant au sein du jet.

8.2 Distance de la zone d'émission au trou noir central

Soit R_{TN} la distance entre le trou noir central et la zone d'émission et θ_j l'angle d'ouverture du jet. Dans l'approximation des faibles angles, on peut écrire $R_{TN} = r'/\theta_j$. Or l'ouverture angulaire θ du jet est généralement supposée proche de $1/\gamma$, où γ est le facteur de Lorentz du jet, d'où :

$$R_{TN} = \gamma r' \lesssim \gamma \frac{\delta c t_{var}}{(1+z)} \quad (\text{VI.69})$$

Or pour des θ faibles, nous avons vu précédemment que $\delta \simeq 2\gamma$.

On obtient ainsi une contrainte sur la distance entre le trou noir central et la zone d'émission :

$$R_{TN} \leq \frac{2c\gamma^2 t_{var}}{(1+z)} \quad (\text{VI.70})$$

8.3 Compacité

Considérons toujours une région d'émission sphérique de rayon r au repos dans son référentiel, E l'énergie des photons de la source et ε l'énergie adimensionnelle définie comme $\varepsilon = E/m_e c^2$. Supposons que cette source émette une luminosité L_γ à $E \approx 500$ keV (soit $\varepsilon \approx 1$). La densité de photons à l'énergie ≈ 0.5 MeV dans cette source est alors :

$$n_\gamma \approx \frac{L_\gamma}{\varepsilon m_e c^2 4\pi r^2 c} \approx \frac{L_\gamma}{4\pi r^2 m_e c^3} \quad (\text{VI.71})$$

Le facteur 4π dépend de la géométrie de la source.

Une source devient opaque à l'atténuation du rayonnement due à la production de paires par interaction de deux photons lorsque :

$$\tau_{\gamma\gamma} \approx n_\gamma \sigma_{\gamma\gamma} r \gtrsim 1 \quad (\text{VI.72})$$

avec $\tau_{\gamma\gamma}$ l'épaisseur optique des rayons γ interagissant avec les photons de plus basse énergie et $\sigma_{\gamma\gamma}$ la section efficace d'interaction $\gamma - \gamma$.

En prenant $\sigma_{\gamma\gamma} \approx \sigma_T$, on définit le paramètre de compacité :

$$l_\bullet \equiv \left(\frac{L_\gamma}{r} \right) / \left(\frac{4\pi m_e c^3}{\sigma_T} \right) \quad (\text{VI.73})$$

Une source devient opaque à la production de paires par processus $\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$ lorsque $l_\bullet \gtrsim 1$ ou si L_γ/r excède la valeur de compacité de l'électron :

$$\frac{4\pi m_e c^3}{\sigma_T} = 4.64 \times 10^{29} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-1} \quad (\text{VI.74})$$

Approximation $\underline{\delta}$

Nous avons vu précédemment que lorsque le champ de photons cibles peut être considéré comme isotrope, l'angle moyen d'interaction est $\theta \approx \pi/2$. Dans ce cas, nous pouvons écrire :

$$\frac{d\tau_{\gamma\gamma}}{dx} \cong \int_{2/\varepsilon_1}^{\infty} \sigma_{\gamma\gamma}(\varepsilon\varepsilon_1) n_{ph}(\varepsilon; x) d\varepsilon \quad (\text{VI.75})$$

La section efficace invariante la plus simple qui peut être formée à partir de $\varepsilon\varepsilon_1$ est la suivante :

$$\sigma_{\gamma\gamma}(\varepsilon\varepsilon_1) \cong \frac{2}{3}\sigma_T \underline{\delta}(\varepsilon\varepsilon_1 - 2) \quad (\text{VI.76})$$

où $\underline{\delta}$ correspond à la fonction delta (soulignée pour ne pas confondre avec le facteur Doppler δ). Le facteur $2/3$ améliore la comparaison avec les résultats numériques (Zdziarski & Lightman, 1985).

Considérons le cas d'une densité spectrale en énergie (νF_ν) de photons cibles en loi de puissance brisée, avec un pic de flux d'énergie $f_{\varepsilon_{pk}}$ atteint pour $\varepsilon = \varepsilon_{pk}$ et des indices spectraux a (> 0) et b (< 0) à basses et hautes fréquences respectivement. En utilisant l'expression approchée VI.76 de la section efficace, l'épaisseur optique $\tau_{\gamma\gamma}$ peut s'écrire :

$$\tau_{\gamma\gamma}(\varepsilon_1) = \tau_{\gamma\gamma}^{pk} \left[\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1^{pk}} \right)^{1-b} H(\varepsilon_1^{pk} - \varepsilon_1) + \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1^{pk}} \right)^{1-a} H(\varepsilon_1 - \varepsilon_1^{pk}) \right] \quad (\text{VI.77})$$

où :

$$\tau_{\gamma\gamma}^{pk} = \frac{\sigma_T d_L^2 f_{\varepsilon_{pk}}}{2m_e c^4 t_{var} \delta^4 \varepsilon_{pk}} \quad (\text{VI.78})$$

où d_L est la distance lumineuse. Le facteur $1/2$ a été ajouté pour améliorer l'accord avec les calculs numériques, et :

$$\varepsilon_1^{pk} = \frac{2\delta^2}{(1+z)^2 \varepsilon_{pk}} \quad (\text{VI.79})$$

$H(x-a)$ est la fonction de Heaviside définie telle que $H(x-a) = 1$ si $x \geq a$ et $H(x-a) = 0$ autrement. L'expression de cette épaisseur optique sera utilisée dans la suite du manuscrit.

8.4 Contraintes sur le facteur Doppler

Plusieurs méthodes permettent de contraindre la valeur du facteur Doppler. Dans ce paragraphe, nous en détaillerons deux : la première basée sur le fait que le flux d'énergie de la composante Synchrotron Self Compton doit être inférieur au flux d'énergie observé dans le domaine des rayons X mous ; la deuxième basée sur le fait que la région d'émission devient transparente aux photons gamma pour une opacité $\tau_{\gamma\gamma} < 1$.

A partir des flux d'énergie

Le fait que le flux d'énergie de la composante Synchrotron Self Compton doive être inférieur au flux d'énergie observé dans le domaine des rayons X mous se traduit, en terme de luminosité bolométrique, par $L_{SSC} \leq L_X$, où L représente la luminosité dans le référentiel de l'observateur.

Le modèle SSC stipule que les photons à l'origine de l'émission Compton inverse sont ces mêmes photons préalablement produits par rayonnement synchrotron. Ainsi, $L_{SSC} \propto u'_{SYN}$, où u'_{SYN} est la densité d'énergie synchrotron dans le référentiel du jet.

La luminosité SSC et la luminosité synchrotron L_{SYN} sont reliées par (Dermer, 2009) :

$$\frac{L_{SSC}}{L_{SYN}} \sim \frac{u'_{SYN}}{u'_B} \quad (\text{VI.80})$$

Or la densité d'énergie est reliée à la luminosité de la façon suivante :

$$u'_{SYN} \sim \frac{L'_{SYN}}{4\pi R_{TN}^2 c} \quad (\text{VI.81})$$

De plus, $u_B = \frac{B'^2}{8\pi}$, $L_{SYN} = \delta^4 L'_{SYN}$ et $R_{TN} = \frac{c\delta t_v}{(1+z)}$

En combinant toutes ces expressions, on obtient :

$$L_X \geq L_{SSC} = \frac{u'_{SYN}}{u'_B} L_{SYN} = \frac{2(1+z)^2 L_{SYN}^2}{\delta^6 c^3 t_v^2 B'^2} \quad (\text{VI.82})$$

d'où :

$$\delta^6 \geq \frac{2(1+z)^2 L_{SYN}^2}{L_X c^3 t_v^2 B'^2} \quad (\text{VI.83})$$

A partir de l'opacité

Pour qu'un milieu soit transparent aux photons gamma, nous avons vu que la condition $\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1) < 1$ devait être satisfaite.

En combinant ceci aux relations VI.77 à VI.79 établies grâce à l'approximation $\underline{\delta}$, le facteur Doppler peut être contraint de la façon suivante :

$$\delta > \left[\frac{\sigma_T d_L^2 f_{\epsilon_{pk}}}{2m_e c^4 t_{var} \epsilon_{pk}^A} \left(\frac{(1+z)^2 \epsilon_1}{2} \right)^{1-A} \right]^{1/(6-2A)} \quad (\text{VI.84})$$

avec $A = b$ si $\epsilon_1 < \epsilon_1^{pk}$ et $A = a$ si $\epsilon_1 > \epsilon_1^{pk}$.

Une étude détaillée des AGN est donc possible grâce aux données Fermi, ces dernières permettant d'accéder aux paramètres intrinsèques des sources considérées et de contraindre ainsi les modèles d'émission.

9 Propriétés générales des AGN avec le *Fermi-LAT*

Depuis le lancement de Fermi, les AGN constituent l'une des classes d'objets les plus étudiées dans le domaine des rayons gamma. Ceci s'explique tout d'abord par le fait qu'ils constituent la classe d'objets la plus peuplée du ciel gamma. De plus, la couverture du ciel en 3 heures par le LAT permet une étude ininterrompue de leur variabilité et autres propriétés caractéristiques.

Dans la suite, nous résumerons les différentes propriétés des AGN connues à ce jour, en se basant sur 6 listes/catalogues de sources publiés par la Collaboration *Fermi-LAT* :

- la **Fermi-LAT Bright gamma-ray Source List** (BSL dans la suite) (Abdo et al., 2009b) : liste des sources les plus brillantes après les 3 premiers mois d’observation du LAT. Elle contient 205 sources avec $TS \geq 100$.

- le **LAT Bright AGN Sample** (LBAS dans la suite) (Abdo et al., 2009f) : sous-ensemble de la BSL, composé uniquement d’AGN. Il regroupe 132 sources à haute latitude ($|b| > 10^\circ$) et avec $TS > 100$.

- le **Fermi-LAT first source catalog** (1FGL dans la suite pour *Fermi Gamma-ray LAT*) (Abdo et al., 2010d) : catalogue des sources détectées par le LAT durant les 11 premiers mois de la mission. Il est composé de 1451 sources avec $TS \geq 25$.

- le **First Catalog of Active Galactic Nuclei** (1LAC dans la suite) (Abdo et al., 2010c) : sous-ensemble du 1FGL composé uniquement d’AGN. Il contient 709 sources à haute latitude ($|b| > 10^\circ$) et avec $TS \geq 25$. Un échantillon pur, contenant des sources avec association unique et non affectées par des problèmes d’analyse, fut créé à partir du 1LAC. Ce dernier contient 599 sources et sera référencé sous le nom de 1LAC_Clean dans la suite.

- le **Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog**⁵ (2FGL dans la suite) (Nolan et al., 2012) : catalogue compilant les sources détectées durant les 24 premiers mois d’observation du LAT. Il est composé de 1873 sources avec $TS \geq 25$.

- le **Second Catalog of Active Galactic Nuclei** (2LAC dans la suite) (Ackermann et al., 2011) : sous-ensemble du 2FGL composé uniquement d’AGN. Il contient 1017 sources à haute latitude ($|b| > 10^\circ$) et avec $TS \geq 25$. De même que pour le 1LAC, un sous-échantillon pur, 2LAC_Clean, fut sélectionné. Ce dernier regroupe 886 sources.

9.1 Populations

L’association d’une source donnée avec un AGN est basée sur une coïncidence spatiale suivant trois approches différentes décrites dans Ackermann et al. (2011). Celle-ci utilise différents catalogues, dont le *Combined Radio All-Sky Targeted Eight GHz Survey* ou CRATES⁶ (Healey et al., 2007), le *Candidate Gamma-Ray Blazar Survey* ou CGRaBS⁷ (Healey et al., 2008) et le Roma-BZCat⁸ (Massaro et al., 2009).

Le Tableau VI.1 résume le nombre et la nature des AGN détectés par le Fermi-LAT au cours des 11 et 24 premiers mois d’observation et contenus dans les catalogues 1LAC, 1LAC_Clean, 2LAC et

⁵http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/2yr_catalog/

⁶Le catalogue CRATES regroupe environ 11000 sources radio de haute latitude ($|b| > 10^\circ$) détectées à 8.4 GHz, caractérisées par une brillance élevée et un spectre radio plat (indice spectral supérieur à -0.5). La couverture du ciel est quasiment uniforme pour les sources dont le flux à cette longueur d’onde excède 65 mJy.

⁷CGRaBS fut obtenu après analyse des propriétés radio et X des sources contenues dans CRATES et sélection des 1500 sources dont les propriétés physiques (densité de flux radio, spectre, flux X) étaient les plus proches des blazars observés par EGRET.

⁸Basé sur des observations multi longueurs d’onde, le catalogue BZCAT regroupe 2600 blazars, classés en trois catégories : BL Lacs, FSRQs et blazars de type incertain.

	1LAC	1LAC_Clean	2LAC	2LAC_Clean
Total	709	599	1017	886
FSRQs	296	248	360	310
BL Lacs	300	275	423	395
LSPs	69	62	65	61
ISPs	46	44	82	81
HSPs	118	113	174	160
sans classification	-	-	102	93
Blazars de type inconnu	-	-	204	157
AGN autre type	41	26	30	24
AGN de type inconnu	72	50	-	-

TAB. VI.1 – Répartition des AGN dans les différentes classes pour les catalogues et sous-échantillons 1LAC, 1LAC_Clean, 2LAC et 2LAC_Clean. Les BL Lacs sans classification correspondent à des objets pour lesquels les données d’archives, insuffisantes, ne permettent pas de déterminer la position du pic synchrotron. Les blazars de type inconnu, sont eux des AGN dépourvus de mesures spectrales dans le domaine de l’optique mais dont le reste du spectre est caractéristique d’un blazar.

2LAC_Clean. En proportions égales dans le 1LAC, le nombre de BL Lacs et FSRQs détectés subit une franche évolution dans le 2LAC dans lequel 423 BL Lacs sont détectés pour seulement 360 FSRQs. Ceci tranche avec la situation telle qu’observée par EGRET (Hartman et al., 1999) pour laquelle les FSRQs étaient environ trois fois plus nombreux que les BL Lacs. Le facteur principal à l’origine de cette différence est la sensibilité accrue du LAT à haute énergie par rapport à EGRET, faisant des BL Lacs des sources plus facilement détectables puisque dotées de spectres plus durs que les FSRQs. Sur les 599 sources que contient le 1LAC_Clean, 45 d’entre elles sont absentes du 2LAC. Variables, celles-ci ont vu leur significativité chuter entre les 11 et 24 premiers mois de la mission jusqu’à ne plus remplir le critère $TS=25$ nécessaire à une détection formelle. Au contraire, les galaxies radio Fornax A et Centaurus B constituent de nouvelles entrées dans le 2LAC par rapport au 1LAC.

La Figure VI.15 montre la localisation des sources contenues dans le 2LAC_Clean. Les anisotropies observées sont dues à la non-uniformité des catalogues de contreparties utilisés pour l’association des sources ainsi qu’aux variations de sensibilité. L’asymétrie visible entre les hémisphères Nord et Sud traduit le caractère incomplet des catalogues parents utilisés lors de la procédure d’association des sources dû à un réseau de télescopes (radio, X) plus dense dans l’hémisphère Nord.

Les FSRQs constituent la population dominante dans la gamme d’énergie inférieure à 1 GeV, alors que les BL Lacs sont les objets dominants au-dessus de 10 GeV. Etant donné, de plus, que les FSRQs ont un spectre plus mou que les BL Lacs (voir Section 9.3), les FSRQs contribuent de façon plus importante à l’émission diffuse extragalactique attribuée aux blazars pour des énergies inférieures à 1 GeV. L’EGB est quant à lui dominé par les BL Lacs pour des énergies supérieures à quelques GeV.

Les blazars sont caractérisés par une variabilité extrême à toutes les longueurs d’onde, sur des échelles de temps allant de quelques minutes à plusieurs mois. En Juillet 2006, le BL Lac PKS 2155-304 montra, dans le domaine des très hautes énergies couvert par H.E.S.S. des variations de flux d’un facteur 2 sur des échelles de temps de l’ordre de 200 secondes (Aharonian et al., 2007). Le mécanisme à l’origine de ces variations de flux rapides et de grande amplitude demeure toujours incertain. Plusieurs modèles théoriques sont discutés dont ceux faisant intervenir des chocs au sein des jets (Marscher, 1996), des couches de plasma relativiste en collision (Guetta et al., 2004) ou

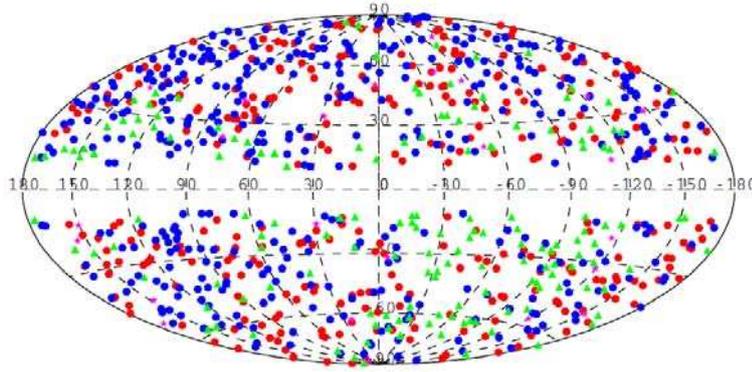


FIG. VI.15 – Localisation des sources contenues dans le 2LAC_Clean. Rouge : FSRQs, bleu : BL Lacs, magenta : AGN non blazars, vert : AGN de type inconnu. *Figure extraite de Ackermann et al. (2011).*

bien encore un changement de direction entre la zone émettrice et la ligne de visée conduisant à une modification des phénomènes d'amplification relativiste (Villata & Raiteri, 1999).

9.2 Fréquence du pic synchrotron

La Figure VI.16 présente la distribution des valeurs de ν_{pic}^S pour les FSRQs (rouge) et les BL Lacs (bleu) contenus dans le 2LAC_Clean. Ces deux distributions sont clairement distinctes. Les FSRQs

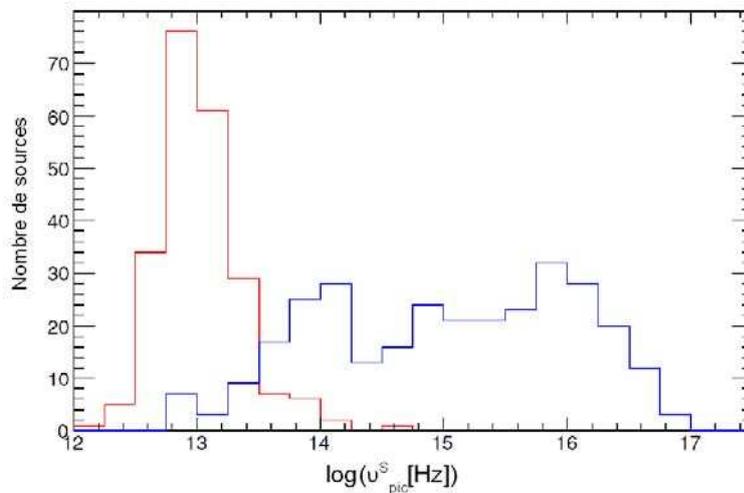


FIG. VI.16 – Distributions des fréquences du pic synchrotron ν_{pic}^S pour les FSRQs (rouge) et les BL Lacs (bleu) contenus dans le 2LAC_Clean. Les LSPs sont caractérisés par $\nu_{pic}^S < 10^{14}$ Hz, les ISPs par 10^{14} Hz $< \nu_{pic}^S < 10^{15}$ Hz et les HSPs par $\nu_{pic}^S > 10^{15}$ Hz, où ν_{pic}^S représente le pic de l'émission synchrotron à basse énergie. *Figure extraite de Ackermann et al. (2011).*

voient leur distribution piquer à $\langle \log \nu_{pic}^S \rangle = 13.02 \pm 0.35$ alors que les BL Lacs, eux, sont répartis sur l'ensemble de l'espace des paramètres depuis les LSPs jusqu'aux HSPs. Environ 50% des BL Lacs du

2LAC_Clean ont un pic synchrotron à une fréquence $\nu_{pic}^S > 10^{15}$ Hz. Parmi les BL Lacs classifiés dans le 2LAC, 53% d'entre eux sont des HSPs qui constituent donc la classe la plus abondante, 27% des ISPs et 20% des LSPs. Au contraire, 99% des FSRQs contenus dans le 2LAC ont un pic synchrotron intervenant à une fréquence $\nu_{pic}^S < 10^{14}$ Hz.

9.3 Flux et indice spectral

La Figure VI.17 présente la corrélation entre flux et indices spectraux pour les sources contenues dans le 2LAC_Clean. Cette Figure suggère que le flux des FSRQs est en moyenne supérieur à celui des

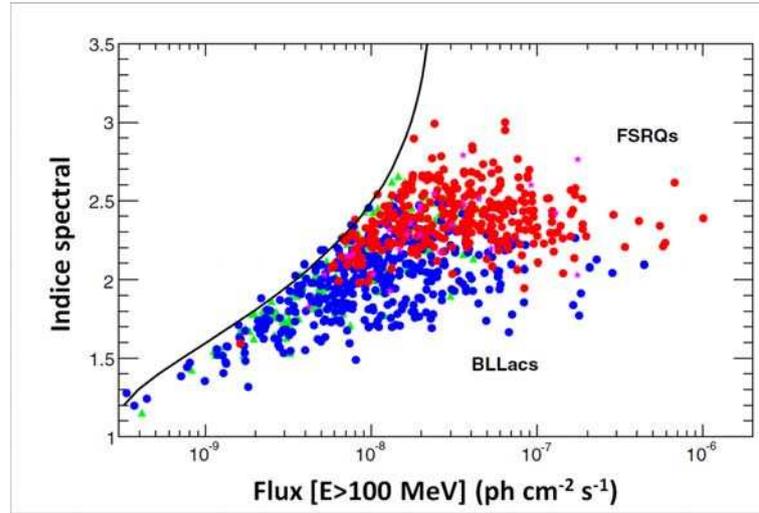


FIG. VI.17 – Corrélation entre flux et indices spectraux pour $E > 100$ MeV pour les FSRQs (rouge), BL Lacs (bleu), AGN non blazars (magenta) et AGN de type inconnu (vert) contenus dans le 2LAC_Clean. Figure extraite de Ackermann et al. (2011).

BL Lacs et que leur spectre est en moyenne plus mou (indice spectral plus élevé). La ligne représente la limite de détection, qui apparaît être fortement dépendante de l'indice spectral. En effet, les sources les plus dures peuvent plus facilement être discriminées par rapport au fond, du fait du rétrécissement de la PSF du LAT avec des énergies croissantes. Le spectre des FSRQs étant relativement mou par rapport à celui des BL Lacs, leur limite de détection intervient à des valeurs de flux plus élevées, ce qui permet de relativiser cette corrélation observée entre flux et indice spectraux.

Un sous-ensemble de sources avec $F_{100} > 1.5 \times 10^{-8}$ $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ permettant d'obtenir un échantillon dépourvu de biais concernant la dépendance de l'indice spectral à la limite en flux fut utilisé dans le 2LAC afin d'étudier les indices spectraux des différentes sous-classes de blazars. Les valeurs moyennes et RMS des distributions d'indices spectraux obtenues sont les suivantes : $\Gamma_{FSRQ} = 2.42 \pm 0.17$, $\Gamma_{LSP} = 2.17 \pm 0.12$, $\Gamma_{ISP} = 2.13 \pm 0.14$ et $\Gamma_{HSP} = 1.90 \pm 0.17$. Une forte corrélation est observée entre l'indice spectral et la fréquence du pic synchrotron. En considérant les différentes classes de blazars séparément, aucune dépendance significative de l'indice spectral au redshift n'a été décelée dans le 2LAC.

9.4 Cassure spectrale

Alors que les spectres de l'ensemble des AGN détectés par EGRET étaient cohérents avec des distributions en loi de puissance simple, une cassure significative fut détectée, à une énergie d'environ 2 GeV, dans le spectre de 3C 454.3 dès le commencement de la mission Fermi (Abdo et al., 2009d). Une telle signature est aujourd'hui détectée dans le spectre en énergie de nombreux FSRQs et quelques LSP-ISP brillants (Abdo et al. (2010i), Abdo et al. (2010c)). A ce jour, telle coupure n'a encore jamais été observée dans le spectre d'HSPs brillants. Si celle-ci était effectivement présente, il serait de plus très facile de la détecter étant donnée la dureté du spectre de ces sources.

Dans cette thèse, il est montré que dans le cas de 3C 454.3 l'énergie de coupure du spectre obtenue avec un ajustement en loi de puissance brisée est remarquablement constante pour différentes valeurs de flux (voir Chapitre VII). Plusieurs explications sont proposées pour expliquer cette signature spectrale : atténuation $\gamma\gamma$ des photons des raies HeII (Poutanen & Stern, 2010), cassure dans les spectres des électrons (Abdo et al., 2009d), diffusion Lyman α (Ackermann et al., 2010) et diffusion hybride (Finke & Dermer, 2010) avec plusieurs sources de photons cibles pour la diffusion Compton Inverse.

Parmi les 886 sources que contient le 2LAC_Clean, 69 d'entre elles (57 FSRQs et 12 BL Lacs LSPs) présentent une courbure très significative dans leur spectre (Ackermann et al., 2011). Cependant, il est nécessaire de garder à l'esprit qu'afin de montrer un indice de courbure élevé, une source doit à la fois posséder un spectre montrant une déviation par rapport à une distribution en loi de puissance simple et être suffisamment brillante afin que la déviation observée soit statistiquement significative. Des sources plus faibles montrent probablement également une courbure dans leur spectre, mais celle-ci n'est pas significative.

9.5 Variabilité spectrale

La Figure VI.18 représente la variation de l'indice spectral moyenné sur une semaine en fonction du flux relatif (normalisé au flux moyen) pour les différentes classes de blazars (Abdo et al., 2010i). Ces données sont issues des 8 sources les plus brillantes de chaque catégorie, contenues dans le LBAS. Un léger effet "harder when brighter", consistant à un durcissement du spectre lors des phases les plus brillantes en flux, est apparent pour les FSRQs, LSPs et ISPs alors qu'il ne semble pas présent pour les HSPs.

Bien que ces observations s'attachent à démontrer la tendance générale associée à une classe de sources, elles n'excluent pas l'existence de comportement individuels particuliers ou d'épisodes temporaires de courte durée distincts de la tendance générale. Il existe cependant dans le domaine du GeV une variabilité, qui semble de faible amplitude, de l'indice spectral avec le temps et avec les différentes sous-classes de blazars.

9.6 Variabilité temporelle

En mettant à la disposition de la communauté le jeu de courbes de lumière le plus complet jamais produit dans le domaine des rayons gamma, le 2FGL permet une étude de variabilité pour un très grand échantillon de blazars. Pour qu'une source soit qualifiée de variable sur la base de son indice de variabilité TS_{var} ⁹, elle doit être à la fois intrinsèquement variable et suffisamment brillante. Toutes les

⁹L'indice de variabilité TS_{VAR} est construit à partir d'un test de vraisemblance basé sur des courbes de lumières mensuelles, avec pour hypothèse nulle une source constante (Nolan et al., 2012). Ackermann et al. (2011) considèrent une source variable à 99% si $TS_{VAR} \geq 41.6$.

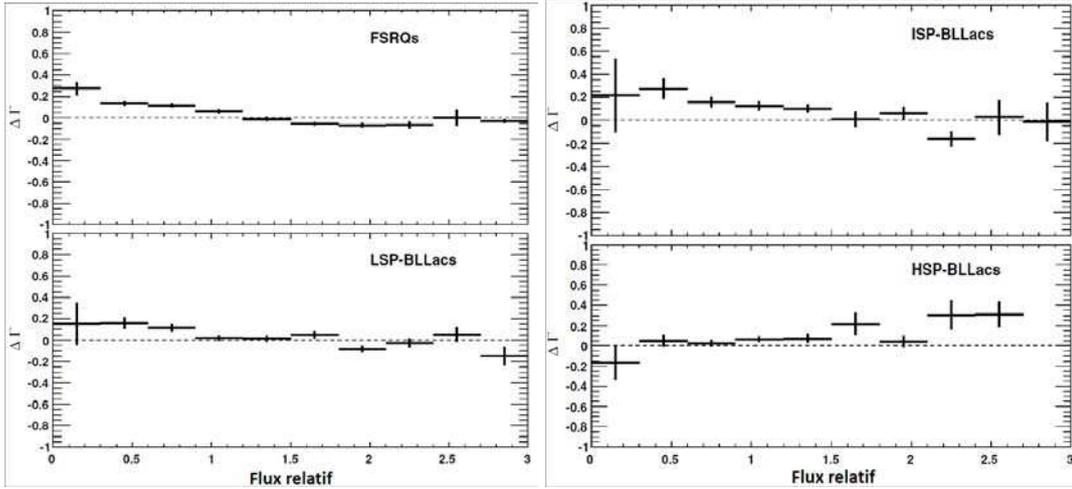


FIG. VI.18 – Variation moyenne de l'indice spectral Γ en fonction du flux relatif (normalisé au flux moyen) pour les différentes classes de blazars. De haut en bas et de gauche à droite : FSRQs, LSPs, ISPs, HSPs. Les données sont intégrées sur des périodes d'une semaine. Les 8 sources les plus brillantes de chaque catégorie, contenues dans LBAS, ont été considérées pour l'analyse. *Figure extraite de Abdo et al. (2009f).*

sources brillantes du 2LAC ($L_\gamma > 2 \times 10^{44}$ erg s $^{-1}$), incluant à la fois des FSRQs et des BL Lacs, sont trouvées variables à un niveau de confiance supérieur 99%. A incertitude relative sur le flux donnée, les BL Lacs ont en moyenne un TS_{var} inférieur aux FSRQs. Seule une faible fraction des HSPs (17%) détectés par le LAT montre une variabilité significative, fraction inférieure à celle des ISPs (37%), elle-même inférieure à celle des LSPs (41%). Même si une variabilité significative est détectée pour une fraction seulement des HSPs, ils montrent, en tant que classe, une certaine variabilité mais à un niveau plus faible que les autres classes.

Les différences entre les propriétés de variabilité des FSRQs et BL Lacs dans le domaine du GeV sont importantes pour comprendre la localisation du jet et les mécanismes de rayonnement de celui-ci. Ceci se base sur le fait qu'une variabilité rapide est plus probablement reliée à des sites d'émission proches du noyau central alors que des jets étendus (\gtrsim kpc) peuvent seulement générer des émissions faiblement variables.

Le fait que les FSRQs montrent une variabilité de plus large amplitude que les BL Lacs (Abdo et al. (2010f), Ackermann et al. (2011)) peut être interprété comme le résultat d'échelles de temps de refroidissement plus courtes des électrons émettant dans le domaine du GeV par des processus de Compton externe dans les FSRQs au-delà du pic νF_ν comparées aux échelles de temps de refroidissement beaucoup plus longues des électrons de plus basse énergie émettant dans le domaine du GeV via des processus SSC dans les HSPs à des fréquences inférieures au pic νF_ν (Ulrich et al., 1997)

Les échelles de temps de variabilité les plus courtes mesurées par EGRET furent d'environ 4 heures pour PKS 1622-29 (Mattox et al., 1997a) et 8 heures pour 3C 279 (Wehrle et al., 1998). Fermi a permis l'observation d'échelles de temps similaires, de l'ordre de la mi-journée pour PKS 1454-354 (Abdo et al., 2009i) et PKS 1502+106 (Abdo et al., 2010h) jusqu'à 5-6 heures pour PKS 1510-089 (Tavecchio et al., 2010) et 3C 273 (Abdo et al., 2010n). Le record fut atteint avec 3C 454.3 pour lequel des échelles de temps de variabilité inférieures à 3 heures furent observées (Ackermann et al., 2010).

L'observation de ces temps caractéristiques permet l'étude approfondie des objets au sein desquels cette émission a pris son origine (voir Chapitre VII pour l'exemple de 3C 454.3).

Dans le domaine des rayons gamma de très haute énergie, des variations de flux d'un facteur deux furent observées par H.E.S.S. sur une échelle de temps de 3 minutes durant l'éruption exceptionnelle du BL Lac PKS 2155-304 le 28 Juillet 2006 (Aharonian et al., 2007). Ces variations de flux sont les plus rapides observées à ce jour au sein d'un AGN.

9.7 Cycle utile

Il est possible d'évaluer le temps passé par chaque source dans un état haut grâce à une quantité appelée *cycle utile*. Celle-ci correspond à la fraction du temps durant laquelle le flux excède une valeur fixée. Dans le 2LAC, pour lequel les courbes de lumière ont été réalisées avec un échantillonnage d'un mois, le cycle utile est défini de la façon suivante : fraction des mois N_b/N_{tot} où le flux excède $\langle F \rangle + 1.5S + \sigma_i$, où $\langle F \rangle$ est le flux moyen sur la période considérée, S l'écart-type de la courbe de lumière et σ_i l'incertitude statistique sur le flux du mois i (Abdo et al., 2010f). Les sources brillantes avec $TS > 1000$ ont en moyenne $N_b/N_{tot} \geq 0.05$. Les FSRQs et BL Lacs brillants ont des cycles utiles de l'ordre de 0.05-0.10.

9.8 Distance

La Figure VI.19 représente les distributions de redshifts pour les différentes classes de blazars : FSRQs (haut), BL Lacs (milieu) et les différentes sous-classes de BL Lacs (bas). Les FSRQs voient leur distribution piquer autour de $z = 1$ et s'étendre jusqu'à $z = 3.1$. Ceci contraste avec les sources du catalogue BAT (Ajello et al., 2009) pour lesquelles 38% des FSRQs ont un redshift supérieur à 2. Le pic de la distribution des BL Lacs intervient, quant à lui, à plus bas redshift (autour de 0.2). Cependant, notons que 56% des BL Lacs sont dépourvus de mesure de z . Une comparaison de la distribution des redshifts des FSRQs détectés par le LAT avec ceux détectés par *Swift*-BAT (Ajello et al., 2009) suggère un décalage de la fréquence du pic de la SED vers les plus basses fréquences pour les FSRQs à grand redshift. En effet, 40% des FSRQs détectés par BAT ont $z > 2$ avec une distribution s'étendant jusqu'à $z \sim 4$. Selon Ghisellini et al. (2010), les blazars détectés par BAT possèdent des jets plus puissants, des disques d'accrétion plus lumineux et des trous noirs centraux plus massifs que les blazars détectés par le LAT. Ceci s'inscrit dans la séquence des blazars, présentée à la Section V.5, qui suggère que les blazars les plus puissants ont une SED dont le pic Inverse-Compton intervient dans le domaine du MeV (ou même en-deçà). Ceci implique donc que les blazars les plus extrêmes peuvent être détectés de manière plus efficace dans le domaine des rayons X durs que dans le domaine des rayons gamma de haute énergie couvert par le LAT, domaine sur lequel seule la partie haute énergie de la composante Inverse-Compton est finalement observable. La séquence LSP-ISP-HSP se traduit par une distribution qui s'étend graduellement vers les plus bas redshifts à mesure que la fréquence du pic synchrotron se déplace vers les hautes fréquences.

9.9 Luminosité gamma

La Figure VI.20 montre l'indice spectral en fonction de la luminosité gamma pour les AGN contenus dans le 2LAC_Clean. Une corrélation est observée : les sources les plus dures apparaissent les moins brillantes alors que les plus molles sont les plus lumineuses. Ceci est a priori compatible avec l'image de la séquence des blazars (voir Section V.5) pour laquelle le durcissement du spectre dans le

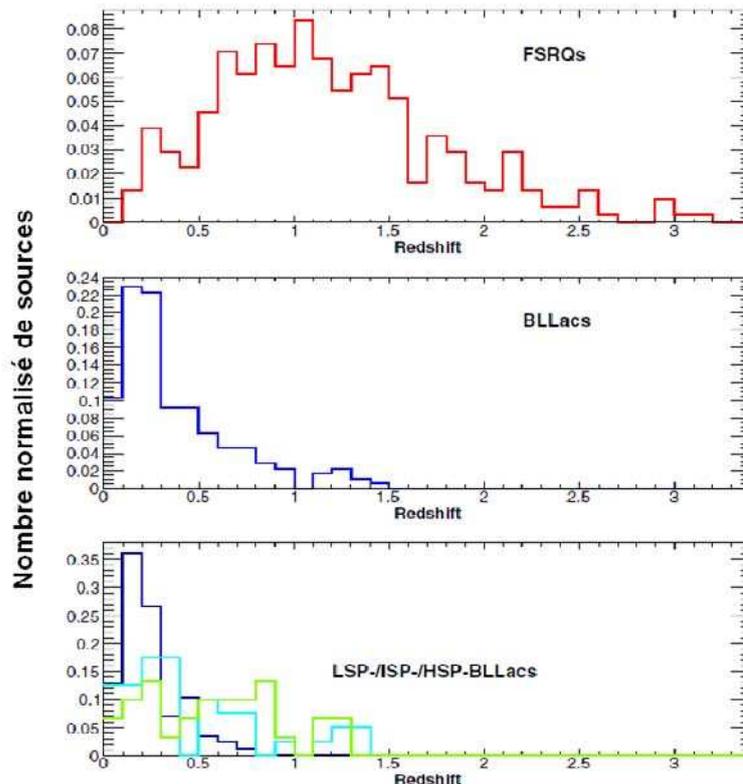


FIG. VI.19 – Distribution des redshifts pour les FSRQs (haut), BL Lacs (milieu) et les trois sous-classes de BL Lacs (bas, vert : LSPs, bleu clair : ISPs, bleu foncé : HSPs) contenus dans le 2LAC_Clean. *Figure extraite de Ackermann et al. (2011).*

domaine gamma pour l'enchaînement FSRQ-LSP-ISP-HSP est corrélé à une diminution de la luminosité bolométrique et gamma. Cependant, il faut prendre garde à ne pas mésinterpréter ou surinterpréter la corrélation observée. Il est par exemple important de garder en mémoire que plus de la moitié des BL Lacs ne possèdent pas de mesure de redshift¹⁰ et n'apparaissent donc pas dans ce diagramme puisque la luminosité d'un objet ne peut être estimée sans son redshift. La corrélation est donc en partie biaisée par l'absence de ces objets. Cependant, lorsque les FSRQs et BL Lacs sont considérés séparément, aucune corrélation n'est observée. Un changement de régime intervient pour des luminosités gamma de l'ordre de 10^{46} erg s⁻¹ (*Blazar divide*, Ghisellini (2010)). Au-delà de cette limite, les modèles de disques minces sont privilégiés, en-deçà ce sont plutôt les modèles ADAF (voir Section 1.3 pour les différents modèles de disque).

9.10 Connection GeV-TeV

Sur les 46 AGN (33 HSPs, 4 ISPs, 4 HSPs, 3 FSRQs et 2 AGN de type inconnu) détectés à très haute énergie (TeV) et listés dans le catalogue TeVcat¹¹, 39 appartiennent au 2LAC et 34 sont inclus

¹⁰Les raies de faible intensité des BL Lacs les plus brillants sont noyées dans le continuum ; la non observation de ces raies empêche la détermination du redshift.

¹¹<http://tevcat.uchicago.edu>

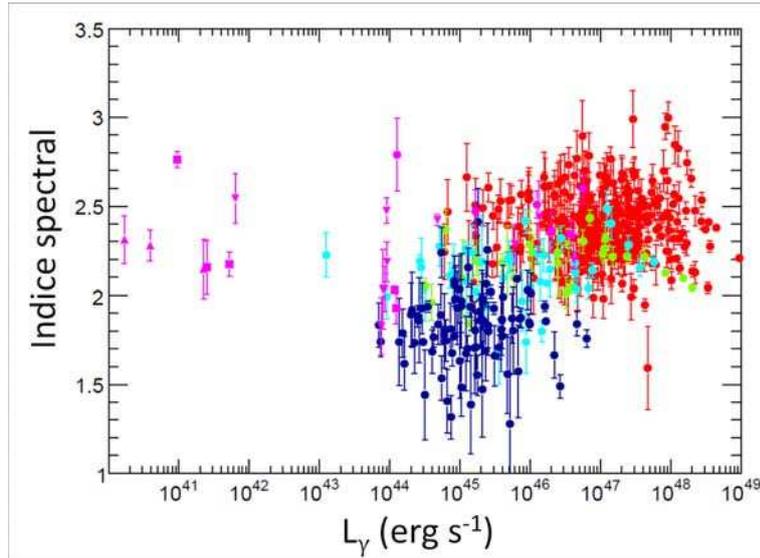


FIG. VI.20 – Indice spectral en fonction de la luminosité gamma pour les FSRQs (rouge), LSPs (vert), ISPs (bleu clair), HSPs (bleu foncé) et AGN non blazars (magenta, cercles : NLS1s, carrés : AGN non alignés, triangles vers le haut : galaxies à flambées d'étoiles, triangles vers le bas : autres AGN) contenus dans le 2LAC_Clean. *Figure extraite de Ackermann et al. (2011).*

dans le 2LAC_Clean (Ackermann et al., 2011). Seuls 13 de ces AGN détectés au TeV présentent une variabilité significative dans le domaine du GeV. L'indice spectral moyen des sources du 2LAC associées à une détection d'AGN au TeV est de 1.87 ± 0.27 alors que l'indice spectral moyen sur l'ensemble du 2LAC_Clean est de 2.13 ± 0.30 . Ceci indique que ces AGN détectés au TeV ont, dans le domaine d'énergie couvert par le LAT, un spectre en général plus dur que la majorité des sources du 2LAC. Une différence significative est très souvent observée entre l'indice spectral mesuré par le LAT et celui déterminé par les télescopes Čerenkov. Ceci indique une coupure dans le spectre gamma, entre les domaines du GeV et du TeV. En moyenne, la différence d'indice spectral entre ces deux domaines en énergie est $\langle \Delta\Gamma \rangle = 1.3$. Un léger déficit de sources avec un $\Delta\Gamma$ faible, et donc une coupure spectrale peu marquée, est observé à grand redshift. Ceci pourrait être le résultat du processus d'atténuation des rayons gamma par interaction avec l'EBL et la production de paires (voir Section 6). Ce phénomène est effectivement supposé engendrer une cassure dans le spectre d'autant plus raide que le redshift de la source est élevé.

PARTIE III

ETUDE DES NOYAUX ACTIFS DE GALAXIES AVEC LE *Fermi*-LAT

Etude du quasar 3C 454.3

Sommaire

1	Historique	146
2	Motivations	153
3	Observations et analyse des données du LAT	154
4	Analyse temporelle	155
4.1	Effets liés à des temps d'intégration faibles	155
4.2	Courbe de lumière globale	156
4.3	Etude détaillée des différents événements	156
4.4	Variation temporelle durant le ToO	161
4.5	Fonction de structure (SF), Densité Spectrale de Puissance (PDS) et décomposition en ondelettes de Morlet	161
4.6	Comportement à haute énergie	165
5	Analyse spectrale	166
5.1	Corrélation flux/indice spectral	167
5.2	Distribution Spectrale en Energie (SED)	172
5.3	Evolution de l'énergie de coupure	175
5.4	Photon le plus énergétique	176
6	Interprétation physique des observations : caractérisation de la zone d'émission	177
7	Conclusions	185

SITUÉ à un redshift de 0.859 (Macomb & Gehrels, 1999), 3C 454.3, ou PKS 2251+158, est l'un des FSRQs et l'une des sources radio extragalactiques les plus brillants connus à ce jour. Dans le domaine optique, cette source fut initialement classifiée en tant que OVV (voir Section V.4). En effet, des données historiques dans la bande B sont disponibles jusqu'en 1900 (Angione, 1968) et depuis cette époque, plusieurs sursauts d'activité ont été détectés au cours des décennies. Il se situe dans le ciel à une ascension droite $\alpha = 22^{\text{h}} 53^{\text{m}} 57.748^{\text{s}}$ et une déclinaison $\delta = +16^{\circ} 08' 53.56''$ (Fey et al., 2004). Détecté de manière significative sur la quasi totalité du spectre électromagnétique, depuis la radio jusqu'aux rayons gamma (voir références dans la suite), sa distribution spectrale en énergie (SED) présente le profil "double bosse" typique des blazars, son pic synchrotron intervenant dans le domaine des infra-rouge et l'émission IC atteignant son maximum pour des énergies de l'ordre du MeV-GeV (Fossati et al. (1998), Ghisellini et al. (1998)). Du fait de son activité extrême, 3C 454.3 est la première source pour laquelle des SEDs résolues sur une durée d'un jour furent obtenues avec des données dans le domaine du GeV (Abdo et al. (2009d), Bonoli et al. (2011)). Son émission gamma dans la bande d'énergie [20 MeV-30 GeV] fut observée pour la première fois en 1992 par EGRET (Hartman et al., 1992). Cette source montre d'intenses raies en émission dans le domaine ultra-violet (Pian et al., 2005). Cible de la première observation VLBI (Very Long Baseline Interferometry) (Cotton et al., 1984), 3C 454.3 possède une émission partiellement polarisée. Angel & Stockman (1980) conclurent à une polarisation optique de $P_{opt} = 0 - 16\%$ et observèrent des changements d'angle de polarisation avec le temps. Des observations VLBI effectuées à différentes époques révélèrent une source compacte, superluminique ($\beta_{app} \lesssim 8c$) et dotée d'un jet unilatéral courbé sur des échelles de quelques milli-arcsecondes (Krichbaum et al. (1995), Zensus et al. (1998)). 3C 454.3 fut détectée dans un état particulièrement actif par le *Fermi*-LAT dès sa phase de mise en service. S'en suivit l'observation de plusieurs sursauts d'activité dont deux d'entre eux revêtent un caractère historique comme il sera montré dans la suite. Durant les périodes actives, ces données exceptionnelles permettent d'étudier la structure et la physique de la zone d'émission de 3C454.3 sur des échelles de temps inférieures à la journée. Cette étude détaillée des propriétés de 3C 454.3 est importante pour l'étude des AGN en général mais donne également des clés visant à mieux comprendre l'émission diffuse extragalactique composée en partie par des AGN non résolus.

1 Historique

Durant la totalité de la mission CGRO, 3C454.3 fut détecté de façon significative dans le domaine d'énergie couvert par COMPTEL (3-10 MeV) (Zhang et al., 2005) et cette émission gamma, bien que proche du seuil de COMPTEL, fut jugée quasi-constante sur la période Avril 1991-Juin 2000. Des observations réalisées entre Janvier et Février 1992 menèrent à la première détection de 3C 454.3 par EGRET (Hartman et al., 1992). Son spectre fut alors caractérisé par une loi de puissance d'indice $\Gamma = 2.18 \pm 0.08$, avec un flux dont l'intensité variait d'un facteur 3 (entre 0.4 et 1.4×10^{-6} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$) sur des échelles de temps inférieures à une semaine (Hartman et al., 1993), ce qui différait de la

variabilité observée alors dans le domaine de COMPTEL.

3C 454.3 étant sujet à de nombreux sursauts d'activité (appelés *éruptions* dans la suite) dans le domaine radio, Qian et al. (2007) étudièrent ses variations de flux sur une longue période s'étendant de Juillet 1966 à Mars 2006. Leurs analyses conduisirent à la mise en lumière d'une quasi-périodicité de 12.8 ans pour l'évolution du flux dans le domaine radio (≈ 6.9 ans dans le référentiel de la source). Une interprétation possible serait un modèle de jet double en rotation dans lequel les deux jets sont créés à partir d'un système binaire de trous noirs en rotation avec la période du mouvement orbital. Les variations périodiques du flux radio seraient ainsi principalement dues à l'effet "phare" (ou à une variation du "boosting" Doppler) des jets animés de ce mouvement de précession.

Une campagne d'observations VLBI menée entre 1998 et 2001 indiqua un facteur de Lorentz $\gamma_{jet}=15.6\pm 2.2$ pour le jet, un angle $\theta = 1.3^\circ \pm 1.2^\circ$ entre la direction de déplacement de la zone émettrice et la ligne de visée et un facteur Doppler correspondant $\delta \equiv (\gamma_{jet}(1 - \beta \cos\theta))^{-1} \sim 25$ (Jorstad et al., 2005).

Alors que des éruptions persistantes et de grande amplitude étaient visibles à de nombreuses fréquences radio, seule une variabilité modérée fut décelée dans le domaine optique jusqu'en 2001 approximativement. A partir de ce moment-là, l'activité optique s'accrut menant à une éruption sans précédent en 2004-2005 (Villata et al., 2006), le flux radio devenant quant à lui moins variable. Ceci suggéra que les émissions optique et radio provenaient de deux régions distinctes et non alignées du jet, avec une diminution de l'angle de vue de la région d'émission optique au sein du jet durant l'éruption de 2004-2005 impliquant une augmentation du facteur Doppler.

Au maximum de son activité, au printemps 2005, 3C 454.3 atteint la magnitude $M_B \sim -31.4$, dépassant brièvement 3C 273 le blazar habituellement le plus brillant du ciel en optique, ce qui fit de lui le quasar le plus lumineux jusque-là observé. Cet événement déclencha le suivi de la source par de nombreux observatoires au sol ou dans l'espace. Cette magnitude record, d'un à deux ordres de grandeur supérieure aux magnitudes des quasars jusqu'alors les plus brillants, confirme la signature d'une amplification relativiste. Celle-ci serait due à un changement d'angle entre la direction du mouvement de la zone émettrice et la ligne de visée (Hagen-Thorn et al., 2009). Pour ce maximum d'activité, Hagen-Thorn et al. (2009) trouvèrent une limite inférieure $\theta > 3.7^\circ$ sur l'angle entre le vecteur vitesse de la zone d'émission et la ligne de visée, conduisant à une limite inférieure de $\delta_{min}=15.3$ sur le facteur Doppler. Un comportement particulièrement inhabituel caractérisa cette éruption : le spectre de 3C 454.3 devint plus rouge à mesure qu'il devenait plus brillant. Un comportement opposé est observé pour la plupart des AGN bien que le cas d'un objet devenant plus rouge lors d'une augmentation de flux ait déjà été rencontré (e.g. 3C 345 (Hagen-Thorn et al., 1996)). Ce phénomène doit très certainement son origine à l'augmentation de la contribution d'une composante variable plus rouge que la composante constante (*big blue bump*) due à l'émission thermique du disque.

Durant les phases ascendantes et descendantes de cette éruption, l'émission continue de 3C 454.3 suggéra un pic synchrotron à une fréquence inférieure aux proches IR (Fuhrmann et al., 2006). Des observations dans les domaines proches IR/optique durant six époques différentes entre Mai et Juin 2005 conduisirent à l'obtention d'un spectre en loi de puissance pour chaque époque sans changement spectral significatif entre les différentes périodes. Un tel comportement "achromatique" confirme une origine géométrique des variations de flux observées, e.g. un changement temporel de facteur Doppler dû par exemple à un jet de forme hélicoïdale (Villata & Raiteri (1999), Begelman et al. (1980)).

En Mai 2005 (15-18), INTEGRAL détecta 3C 454.3 entre 3 et 200 keV dans un état haut avec un flux $\sim 5 \times 10^{-10}$ erg cm⁻² s⁻¹ (Pian et al., 2006), un facteur 2-3 supérieur au flux précédemment observé par ce même instrument. A l'aide de ces données, Pian et al. (2006) dérivèrent les paramètres

de la source : une zone d'émission de taille $r = 5 \times 10^{16}$ cm, une luminosité $L = 2.2 \times 10^{44}$ erg s⁻¹, un champ magnétique $B = 3.4$ G, un facteur de Lorentz $\gamma = 15$ et un angle d'ouverture du jet de 4°. En considérant la distribution en énergie des électrons introduite par Tavecchio et al. (2002) :

$$N(\gamma) = K \gamma^{-n_1} \left(1 + \frac{\gamma}{\gamma_{br}} \right)^{n_1 - n_2} \quad (\text{VII.1})$$

K étant un facteur de normalisation, γ_{br} le facteur de Lorentz de coupure, n_1 et n_2 les indices spectraux en deçà et au delà de la coupure, Pian et al. (2006) trouvèrent une distribution d'électrons relativistes en loi de puissance double avec $\gamma_{br} = 700$, $\gamma_{max} = 7 \times 10^3$, $n_1 = -2$ et $n_2 = -4$.

Cette éruption eut également une contrepartie en rayons X, domaine dans lequel Swift détecta 3C 454.3, en Avril-Mai 2005, avec un flux 10 à 30 fois supérieur à la précédente observation (Giommi et al., 2006). La source fut observée beaucoup plus brillante que dans le passé sur l'intégralité du domaine d'énergie couvert par Swift, depuis le proche IR jusqu'aux rayons X durs.

En se basant sur des données multi-longueurs d'onde, Jorstad et al. (2010) conclurent que les contreparties X et optique de cette éruption particulièrement intense provenaient d'une région distante d'environ 10 pc du trou noir central.

L'absence de couverture de cet événement par un observatoire gamma empêcha de déterminer la luminosité associée à la composante de haute énergie. Cependant, les données X suggérèrent un rapport de luminosité entre la composante à haute énergie et celle à plus basse énergie bien plus faible durant l'éruption que lorsque la source était beaucoup moins active et surveillée par l'observatoire gamma CGRO (Sikora et al. (2008) et références contenues dans l'article). Plusieurs théories s'affrontent afin d'expliquer cette différence. Pian et al. (2006) suggérèrent que lors des états de faible activité, la zone d'émission du blazar est située à l'intérieur de la BLR et que les photons à haute énergie sont produits par un processus EC mettant en oeuvre la diffusion de photons de la BLR alors que durant l'éruption de 2005, cette zone d'émission se serait déplacée au-delà de la BLR où les processus EC deviennent inefficaces. Dans un tel modèle, la production de l'éruption optique ne requiert pas d'augmentation de la puissance du jet.

Cette période particulièrement active fut suivie par une période plus calme à toutes les longueurs d'onde, du printemps 2006 au printemps 2007 environ. Celle-ci fut propice à l'observation de caractéristiques spectrales particulières, habituellement cachées par l'émission synchrotron focalisée du jet (Raiteri et al., 2007). La première est la *little blue bump* dans le domaine optique, dont le pic d'émission se situe dans les bandes V et B et qui est probablement due à la contribution des raies en émission de Fe II et Mg II et du continuum de Balmer produits dans la BLR (Wills et al., 1985). Une bosse secondaire, plus ténue, semble piquer dans la bande J. Elle constitue très probablement la signature d'une raie H α large et proéminente (Raiteri et al., 2007). Cependant, la caractéristique principale, révélée de façon claire par les données du Moniteur Optique de XMM-Newton est la casure spectrale dans la bande U, avec la transition d'un spectre optique mou à un spectre UV dur. Ceci suggère la présence d'une grosse bosse UV (*big blue bump*) probablement due à l'émission thermique du disque d'accrétion. Bien que déjà révélée dans d'autres blazars, c'est la première fois que cet effet "bluer-when-brighter" (Racine, 1970) fut observé dans le spectre de 3C 454.3.

A la suite de cette période d'inactivité, 3C 454.3 entra de nouveau dans une phase active dans le domaine optique (Raiteri et al., 2008) jusqu'à fin 2008. Durant cette période, une émission gamma intense fut détectée par AGILE (Vercellone et al., 2008), en Juillet 2007 (première détection de blazar par AGILE) avec un flux au-dessus de 100 MeV de $(2.8 \pm 0.4) \times 10^{-6}$ ph cm⁻² s⁻¹. Une étude multi-longueurs d'onde de l'éruption de Juillet 2007 permit à Ghisellini et al. (2007) et Pian et al. (2006)

de privilégier l'idée selon laquelle le site de dissipation de l'énergie à l'intérieur du jet changerait avec le temps. De plus, plus la zone d'émission serait située proche du trou noir, plus elle serait compacte, avec un facteur de Lorentz faible et un champ magnétique intense. Ceci a pour conséquence une anti-corrélation entre les composantes synchrotron et EC. Plus la source est compacte, plus le flux synchrotron est intense aux dépens de l'émission EC. Celle-ci devient plus faible du fait d'un "boosting" Doppler moins important appliqué aux photons cibles.

Une campagne multi-longueurs d'onde de 3C 454.3 fut effectuée durant le mois de Novembre 2007 (Vercellone et al., 2009), alors que la source dominait toujours le ciel gamma extragalactique. Dans le domaine gamma, des variations de flux significatives furent observées sur des échelles de temps inférieures à la journée (résultats confirmés par Donnarumma et al. (2009) pour une campagne d'observation AGILE en Décembre de la même année). L'émission du "Crazy Diamond" (c'est ainsi que fut baptisé 3C 454.3 du fait de ses variations de flux aussi démesurées qu'inattendues) dans le domaine optique apparut corrélée avec l'émission gamma au-dessus de 100 MeV. La variabilité dans les domaines des rayons X mous et durs sembla, quant à elle, moins sensible aux variations rapides du flux optique. Le spectre gamma obtenu pour le mois de Novembre 2007 fut significativement plus dur ($\Gamma_{AGILE} = 1.73 \pm 0.16$) que celui obtenu lors de précédentes observations ($\Gamma_{EGRET} = 2.18 \pm 0.08$, Hartman et al. (1993)). Une SED, compilant des données quasi simultanées sur 14 décades en énergie vint renforcer l'hypothèse selon laquelle le mécanisme d'émission dominant dans le domaine des rayons gamma serait la diffusion Compton inverse de photons externes provenant des nuages de la BLR et diffusant sur des électrons relativistes du jet.

Une campagne intensive d'observations VLBA (Very Long Baseline Array) à 43 GHz menées entre 2005 et 2008 permirent à Jorstad et al. (2010) d'étudier la structure du jet de 3C 454.3. L'interaction entre des perturbations au sein du jet et celles du coeur dans le domaine millimétrique produit des éruptions dans les domaines X et optique et peut entraîner des temps de variabilité inférieurs au jour dans le domaine optique. Ceci impliquerait que le coeur¹ du jet, dans le domaine millimétrique, est une composante physique du jet, e.g., une onde de choc stationnaire (Cawthorne, 2006), ce qui diffère du coeur pour des longueurs d'onde centimétriques dont l'emplacement est plutôt déterminé par l'opacité du jet.

Jorstad et al. (2010) observèrent trois épisodes durant lesquels le passage d'une composante superluminique à travers le coeur coïncida avec une série d'éruptions optiques et une augmentation de l'émission de rayons X. La structure des éruptions optiques retracerait donc la structure du coeur à petite échelle, scénario appuyé par les images VLBA de très haute résolution. La production de rayons X dans la région du coeur peut être dominée par des mécanismes EC (Pian et al., 2006) ou SSC selon les propriétés de la perturbation (Katarzyński & Ghisellini, 2007).

Les différentes campagnes d'observations entre 2007 et 2009 mirent en évidence une émission gamma au delà de 100 MeV hautement variable, sur des échelles de temps inférieures à la journée, avec des éruptions atteignant l'ordre de grandeur de l'émission du pulsar Vela, source persistante la plus brillante du ciel gamma ($E > 100$ MeV) (Vercellone et al., 2010). Le spectre de 3C 454.3 moyenné sur les différentes campagnes d'observation en rayons gamma, semble montrer une tendance *harder-when-brighter* (voir Section VI.9.5). Les auteurs interprètent le profil des courbes de lumière aux différentes longueurs d'onde comme un changement de géométrie du jet entre 2007 et 2008.

La première détection de 3C 454.3 par le LAT eut lieu en Juillet 2008 (Tosti et al., 2008) alors

¹Le coeur est considéré de façon conventionnelle comme la base optiquement épaisse du jet (Blandford & Königl, 1979). La position du coeur VLBI observé (surface telle que $\tau = 1$) se décale systématiquement avec la fréquence, se déplaçant vers l'extérieur du jet pour des fréquences plus faibles (Königl, 1981).

que Fermi était encore dans sa phase de mise en service. 3C 454.3 fut observé du 7 Juillet au 2 Août en mode pointé avec un champ de vue centré alternativement sur Vela et 3EG J1835+5918. 3C 454.3 était alors proche du bord du champ de vue de l'instrument (décentré de 55°) ce qui impliqua une diminution de la surface efficace de collection de 50% environ par rapport à une observation dans l'axe (Abdo et al., 2009d). C'est durant cette période (le 10 Juillet, MJD 54657) que la source atteignit son flux maximum $F_{E>100\text{MeV}} \simeq 1.2 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. C'était alors seulement la troisième fois qu'un flux gamma aussi élevé était observé pour un blazar (les précédents furent 3C 279 (Wehrle et al., 1998) et PKS 1622-297 (Mattox et al., 1997a) durant l'ère EGRET). La courbe de lumière du flux de 3C 454.3 pour la période 7 Juillet - 6 Octobre 2008 est montrée en Figure VII.1. La source n'étant

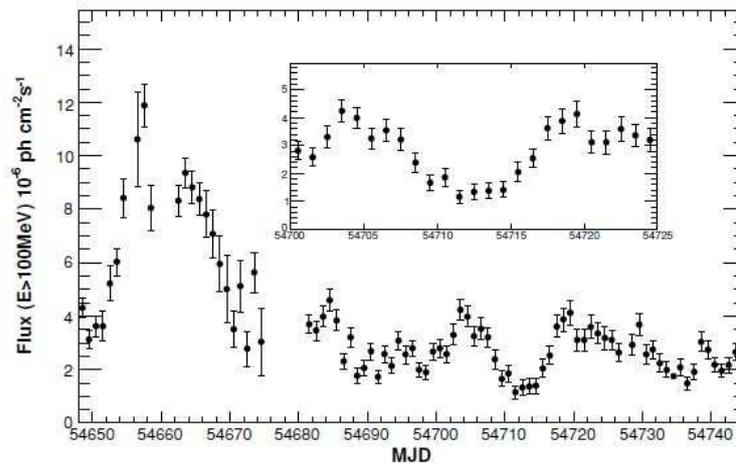


FIG. VII.1 – Courbe de lumière du flux de 3C 454.3 dans la bande d'énergie 100MeV-300GeV. Ces observations furent effectuées en mode balayage à l'exception de la période MJD 54654-54681 (7 Juillet-2 Août 2008) pour laquelle le LAT opéra en mode pointé. L'encart est un agrandissement de la période MJD 54700-54725. *Figure extraite de Abdo et al. (2009d).*

pas centrée dans le champ de vue du détecteur lors de la phase d'observation en mode pointé, seule une faible statistique fut collectée et ne permit pas d'étude spectrale détaillée durant la phase la plus brillante de l'éruption. Cependant, les observations menées en mode balayage lors de la phase de diminution du flux, révélèrent des échelles de temps de variabilité très courtes : diminution du flux d'un facteur 2 en moins de 2 jours.

L'augmentation de flux brutale visible à MJD 54652 (faisant passer le flux au-dessus de 100 MeV d'environ $(3.5 \text{ à } 12) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) fut précédée d'un plateau, d'une durée de quelques jours, durant lequel le flux de la source stagna aux alentours de $3.5 \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Pour cette source, ceci constitua la première observation d'un tel phénomène. Nous verrons par la suite que cette signature s'avèrera commune dans le comportement de 3C 454.3.

Alors qu'un spectre en loi de puissance était attendu, une coupure spectrale à $E_{break} \approx 2 \text{ GeV}$ fut mise en évidence (avec une intégration des données sur un mois) dans le spectre de 3C 454.3 (voir Figure VII.2), avec un ramollissement de l'indice spectral de $\Delta\Gamma \sim 1.2$ vers les hautes énergies (indices spectraux $\Gamma_1 = 2.3$ et $\Gamma_2 = 3.5$ avant et après la coupure respectivement). Ceci est différent du $\Delta\Gamma = 0.5$ attendu pour une coupure liée au refroidissement typique associé à des pertes radiatives. La création de paire par absorption photon-photon apparut alors comme une origine plausible à cette cassure

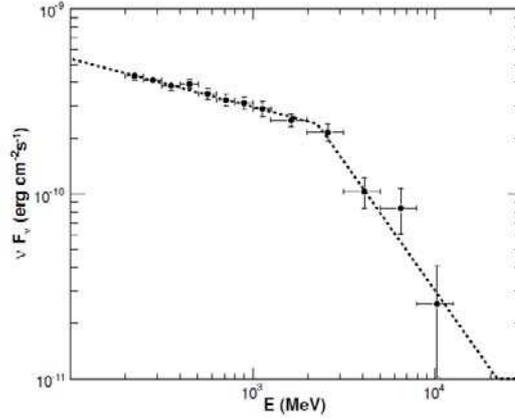


FIG. VII.2 – Cassure spectrale observée dans les données du LAT : distribution νF_ν pour la période 3 Août - 2 Septembre 2008. L’ajustement avec une loi de puissance brisée donne $\Gamma_1 = 2.3$, $\Gamma_2 = 3.5$, $E_{break} \approx 2$ GeV et une luminosité isotrope apparente $L_{E>100MeV} = 4.6 \times 10^{48}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$. Figure extraite de *Abdo et al. (2009d)*.

spectrale. Cependant, ceci impliquait que la région à l’origine de l’émission des photons gamma soit suffisamment proche du système disque d’accrétion/trou noir pour produire des signatures spectrales associées à la diffusion des photons gamma dans le domaine des rayons X. Celles-ci n’étant alors pas observées, les auteurs avancèrent plutôt l’hypothèse d’une cassure dans la distribution des électrons, à une énergie proche de $10^3 m_e c^2$. Ceci constitua la première observation directe, au-delà de 100 MeV, d’une coupure dans le spectre d’un blazar très lumineux. Cette signature est désormais observée de manière quasi systématique dans le spectre de nombreux blazars (voir Section VI.9.4).

Une modélisation basique en loi de puissance conduisit à un indice spectral $\Gamma = 2.4$, significativement plus mou que l’indice $\Gamma = 1.73$ reporté par AGILE (Vercellone et al., 2009) (mais les données n’étaient pas contemporaines) mais typique des FSRQs contenus aujourd’hui dans le 2LAC (voir Section VI.9.3).

En adoptant le modèle d’univers standard donné en page 114, les auteurs obtinrent une distance lumineuse $d_L = 5.5$ Gpc et une luminosité monochromatique isotrope apparente $L_{100MeV} \approx 2 \times 10^{48}$ erg s $^{-1}$, avec une luminosité bolométrique supposée bien supérieure étant donné le pic à haute énergie de la SED intervenant à une énergie inférieure à 100 MeV. Une contrainte sur le facteur Doppler fut calculée à partir de la condition $\tau_{\gamma\gamma} \leq 1$ sur l’opacité à la production de paires par atténuation $\gamma\gamma$ (voir Section VI.8.3). En combinant la taille de la région d’émission déduite d’un temps de doublement de 2 jours avec un flux de rayons X, $S_X \approx 3 \times 10^{-11}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$, mesuré à $\nu_X = 10^{18}$ Hz, la contrainte obtenue sur le facteur Doppler est $\delta \gtrsim 8$.

Cette période d’intense activité en 2008 déclencha de nombreuses observations dans les différentes longueurs d’onde. Bonning et al. (2009) étudièrent les corrélations entre les flux dans les différentes bandes en énergie, depuis les IR jusqu’aux rayons gamma. Une corrélation fut observée entre les variabilités dans les domaines IR et gamma. Celle-ci supporte l’idée selon laquelle les électrons relativistes du jet rayonnent des photons synchrotron IR/optique et propulsent des photons thermiques ambiants jusqu’aux domaines des rayons X et gamma par diffusion Compton inverse. Les éruptions observées dans le domaine des rayons gamma pourraient provenir de changements dans la luminosité d’injection des électrons de plus haute énergie. Un doublement de flux fut observé en 2

jours. De cette étude furent déduits les paramètres de la source : les électrons de plus haute énergie (facteurs de Lorentz $\sim 10^3 - 10^4$) produiraient l'émission optique/UV par processus synchrotron dans un champ magnétique d'environ 10 G. Les photons gamma proviendraient quant à eux de la diffusion Compton inverse des photons de la BLR. Les auteurs obtiennent $\Gamma \sim \delta \sim 10 - 15$. L'absence de corrélation entre les rayons X et les autres longueurs d'onde favorise un scénario EC dans lequel les rayons X proviendraient d'électrons de basse énergie effectuant une diffusion Compton sur des photons UV externes. Un modèle SSC, quant à lui, impliquerait une corrélation entre rayons X et gamma, ce qui ne fut pas observé. Les électrons de plus haute énergie, produisant les émissions IR/optique et gamma varient plus rapidement (temps de refroidissement plus court) pendant que les électrons de basse énergie agissent comme un réservoir et varient beaucoup plus lentement.

Entre Avril 2008 et Mars 2010, 3C 454.3 montra des variations de flux de grande amplitude dans des domaines de fréquences supérieures à 8 GHz, avec une superposition d'éruptions rapides dans les autres domaines d'énergie (Raiteri et al., 2011). Les variations de flux virent leur amplitude diminuer avec l'augmentation de la fréquence, depuis les proches IR jusqu'au domaine des UV. Ceci est expliqué par un rayonnement provenant à la fois de la BLR et du disque d'accrétion. Une corrélation grossière fut observée sur le long terme entre les variations de flux depuis l'optique jusqu'aux rayons gamma. D'après les auteurs, ceci serait dû à un jet inhomogène, courbé (possiblement hélicoïdal) et de structure changeante (peut-être en rotation) dans lequel différentes zones d'émission présentent différents alignements par rapport à la ligne de visée, leur angle de vue pouvant varier avec le temps. Les auteurs expliquent les variations de flux de longue durée (une semaine en optique et un mois dans la bande millimétrique) par un changement d'angle de vue des régions d'émissions associées alors que les variations de flux sur des échelles de temps plus courtes sont associées soit à un sursaut d'activité intrinsèque soit à une structure géométrique plus fine. Les observations multi-longueur d'onde suggèrent que l'émission de rayons gamma proviendrait de la diffusion Compton inverse de photons synchrotron optique (depuis les UV jusqu'aux proches IR) produits dans la région d'émission interne du jet par les électrons relativistes (processus SSC). Cependant, le plus gros de l'émission gamma est produit dans une région légèrement plus en aval de celle responsable du gros de l'émission optique. La courbure du jet implique que les régions gamma et optique sont légèrement décalées. Une diminution de ce décalage, permettant à davantage de photons cibles optiques d'entrer dans la zone de Comptonisation, pourrait alors être à l'origine de l'augmentation de flux observée en 2009-2010.

En résumé, détecté pour la première fois dans le domaine des rayons gamma il y a de cela 20 ans avec un flux de rayons gamma variant de $(0.4 \text{ à } 1.4) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, 3C 454.3 montre depuis lors une variabilité à toutes les longueurs d'onde. Cette période peut se décomposer en deux décennies. La première fut marquée par une variabilité de grande amplitude à de nombreuses fréquences radio et une variabilité modérée en optique, suggérant des régions d'émission optique et radio distinctes. La seconde décennie fut beaucoup plus active et marquée par de nombreuses éruptions dans toutes les longueurs d'onde dont une particulièrement soutenue en 2004-2005. En optique, 3C 454.3 devint le blazar le plus brillant du ciel, dépassant brièvement 3C 273 avec une magnitude absolue maximale de -31.4. Cette éruption déclencha un suivi multi-longueurs d'onde de grande ampleur. Une période plus calme du printemps 2006 au printemps 2007 permit d'observer des caractéristiques spectrales habituellement cachées par l'émission synchrotron focalisée du jet : la *little blue bump* dans le domaine optique, probablement due à la contribution des raies en émission de Fe II et Mg II et du continuum de Balmer produits dans la BLR et la *big blue bump* dans le domaine UV, probablement due à l'émission thermique du disque d'accrétion. Au printemps 2007, 3C 454.3 entra de nouveau dans une phase

active. Selon Ghisellini et al. (2007), le site de dissipation de l'énergie à l'intérieur du jet changerait avec le temps. Un indice spectral particulièrement dur $\Gamma = 1.73 \pm 0.16$ fut déduit des données AGILE de Novembre 2007. Entre 2007 et 2009, une émission gamma particulièrement variable fut observée au-delà de 100 MeV, sur des échelles de temps inférieures à la journée. La première détection de 3C 454.3 par le LAT permit de mettre en évidence la présence d'une cassure à une énergie proche de 2 GeV dans le spectre de la source, à l'aide des données acquises entre le 7 Juillet et le 2 Août. Cette observation suggéra une cassure dans la distribution des électrons, à une énergie de l'ordre de $10^3 m_e c^2$. Un doublement de flux fut observé sur une période de 2 jours, ainsi que la présence d'un plateau de flux intermédiaire avant le sursaut qui mena à $F[E > 100 \text{ MeV}] = 12 \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Une luminosité correspondante de $2 \times 10^{48} \text{ erg s}^{-1}$ fut déduite. La contrainte $\delta \gtrsim 8$ fut dérivée de la condition d'opacité à la production de paires par annihilation $\gamma\gamma$. La période 2009-2010 fut marquée par une activité très intense sur l'ensemble du spectre électromagnétique avec une activité particulièrement remarquable dans le domaine des rayons gamma. Celle-ci coïncida presque parfaitement avec les deux premières années de ma thèse qui furent alors l'opportunité d'étudier, grâce à une statistique exceptionnelle, les propriétés de cet objet hors du commun avec les données du LAT, tant sur le plan temporel que spectral.

2 Motivations

Actif durant la mise en service du LAT, 3C 454.3 connut une phase plus tranquille dans les mois qui suivirent, avec une diminution lente mais continue du flux à partir du début de l'année 2009 jusqu'au mois de juin où un regain d'activité fut observé. Début Décembre 2009, 3C 454.3 fut le siège d'une éruption historique. Le flux intégré au-delà de 100 MeV sur la journée du 2 Décembre 2009 atteignit en effet $(22 \pm 1) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ce qui représenta à l'époque le flux gamma le plus élevé jamais observé. 3C 454.3 demeura alors la source la plus brillante du ciel gamma durant plus d'une semaine. J'eus la chance d'être la *Flare Advocate* (voir Section III.5) en fonction pour la semaine du 30 Novembre au 6 Décembre 2009 et eus donc le privilège de suivre de très près l'évolution de cette source durant cette période d'activité hors norme. Cet épisode exceptionnel fit l'objet d'un communiqué de presse de la NASA (voir Annexe B). Les résultats issus d'une analyse préliminaire des données du LAT furent rapidement communiqués à la communauté multi-longueurs d'onde par le biais d'un ATel (Escande & Tanaka, 2009). Ce flux exceptionnel fut également observé et reporté par la Collaboration AGILE (Striani et al. (2009a), (Striani et al., 2009b)). Tout en demeurant active, la source démarra une phase de diminution de flux progressive atteignant un état stabilisé autour de valeurs proches de $2 \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. En Avril 2010, une augmentation subite du flux fut observée, ce dernier atteignant $(16 \pm 1) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Cette valeur laissant supposer une éruption importante au cours des jours suivants, une observation pointée (ou *Target of Opportunity*, ToO) sur cet objet fut décidée par la NASA et commença le 5 Avril 2010 (MJD 55291) pour une durée de 200 000 secondes. Malheureusement, le flux de la source demeura constant durant la période de ce ToO, ne permettant pas de tirer réellement profit de cette observation pointée. Après un retour du flux à des valeurs proches de $1 \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et un état quasi constant durant plusieurs mois, 3C 454.3 entra à nouveau dans une phase très active. Le paroxysme fut atteint le 18 Novembre 2010 avec un flux au-delà de 100 MeV de $(66 \pm 2) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Ces différents événements, de par leur nature exceptionnelle, et de par les flux très importants

qu'ils mirent en jeu, fournissaient une statistique sans précédent propice à l'étude détaillée des différentes caractéristiques observées précédemment. La coupure spectrale observée pour la première fois par Abdo et al. (2009d) pour des flux intégrés sur une période d'un mois pouvait donc être étudiée sur une période plus courte et son évolution testée sur une gamme de flux très étendue. Ces flux exceptionnels permettaient également d'étudier la variabilité de 3C 454.3 sur des échelles de temps inférieures à la journée. L'étude temporelle et spectrale de ces trois événements firent l'objet de deux articles : Ackermann et al. (2010) pour les événements de Décembre 2009 et Avril 2010 et Abdo et al. (2011a) pour l'épisode de Novembre 2011.

3 Observations et analyse des données du LAT

Les données LAT présentées dans la suite sont issues d'une observation en mode balayage, hormis durant le ToO de 200 000 secondes dont le début fut fixé au 5 Avril 2010 à 19 :38 UT (MJD 55291.82). Ce mode d'observation, utilisé seulement en de très rares occasions, a pour conséquence directe une augmentation d'un facteur $\sim 3.5-4$ de l'exposition accumulée par rapport au mode balayage. Ce gain d'exposition est représenté sur la Figure VII.3 qui présente l'évolution de l'exposition à 5462 MeV (valeur choisie de façon arbitraire) en fonction du temps pour la période MJD=55280-55300 (25 Mars - 14 Avril 2010). Les lignes verticales délimitent la période du ToO (MJD=55291.82-55294.13).

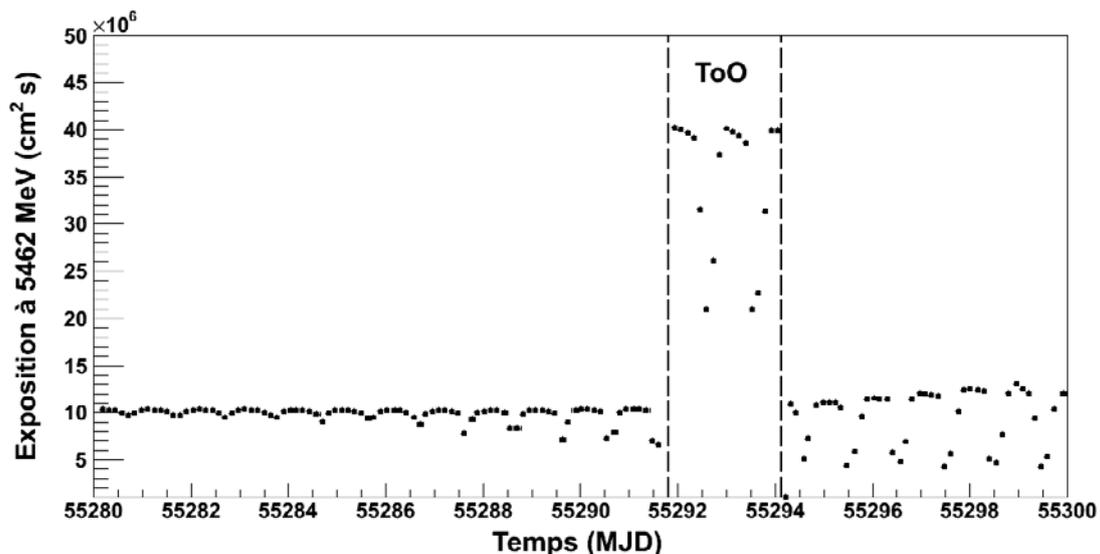


FIG. VII.3 – Evolution de l'exposition à 5462 MeV en fonction du temps pour la période MJD=55280-55300 (25 Mars - 14 Avril 2010) pour un pas d'échantillonnage de 3 heures. Les lignes verticales délimitent la période du ToO.

Durant la période du ToO, la source ne fut pas pointée exactement dans l'axe du détecteur. En effet, les photons arrivant juste dans l'axe du détecteur sont susceptibles de traverser les espaces vides entre les parties actives de ce dernier. La source est donc décalée de 10° par rapport à l'axe du LAT afin de limiter les effets nuisibles de ces espaces vides. 3153 photons d'énergie supérieure à 100 MeV

furent collectés durant les 200 000 secondes que dura le ToO.

Afin de limiter les incertitudes systématiques (voir IRFs à la Section II.3.2), seuls les photons d'énergie supérieure à 100 MeV furent considérés dans les analyses. Seuls les événements ayant la plus forte probabilité d'être des photons, i.e. ceux appartenant à la classe *Diffuse*, furent utilisés. Les événements enregistrés avec un angle zénithal² supérieur à 105° furent écartés de l'analyse afin de limiter la contamination de l'échantillon par les photons gamma produits par interaction de rayons cosmiques avec la haute atmosphère terrestre³ (Abdo et al., 2009g). Le jeu d'IRFs P6_V3_DIFFUSE fut utilisé, combiné à une analyse de maximum de vraisemblance non binnée. Les données furent sélectionnées dans une ROI de 10° de rayon centrée sur la position de 3C 454.3 (RA=343.50°, DEC=16.15°).

Les événements ayant résisté aux différentes coupures furent ensuite analysés à l'aide d'une analyse *likelihood* standard, telle que décrite dans la Section III.1. La version v9r15p5 des *Sciences Tools* fut utilisée. Les modèles d'émission diffuse galactique `gll_iem_v02.fit` et d'émission isotrope `isotropic_iem_v02.txt` permirent de modéliser les composantes diffuses du ciel gamma, la composante isotrope étant la somme d'une émission diffuse extragalactique et d'une contribution résiduelle instrumentale. Ces modèles sont détaillés dans la Section II.3.3. Le flux et l'indice spectral de la composante galactique du modèle furent laissés libres de varier lors du processus d'ajustement du modèle aux données. Les sources ponctuelles situées à l'intérieur de la ROI ou dans un anneau de 5° de largeur entourant celle-ci et ayant un flux supérieur à 1% du flux de 3C 454.3 dans son état moyen (i.e. le flux tel que reporté dans le catalogue 1FGL) furent modélisées, par le biais de distributions en loi de puissance simple (PL).

Comme vu précédemment, 3C 454.3 présente une cassure franche dans son spectre. Cependant, bien que son spectre soit de fait reproduit de façon plus réaliste avec une loi de puissance brisée (BPL), les indices spectraux utilisés dans l'étude des variations spectrales seront issus d'un ajustement en loi de puissance, ceci permettant de les déterminer avec davantage de précision par rapport à un ajustement en BPL. L'ensemble des flux composant les courbes de lumière présentées dans la suite ont été obtenus à partir d'ajustement en loi de puissance. La variabilité de 3C 454.3 fut étudiée en produisant des courbes de lumière avec différents pas d'échantillonnage (3 heures, 6 heures, 1 jour, 1 semaine) et sur différentes bandes en énergie.

4 Analyse temporelle

4.1 Effets liés à des temps d'intégration faibles

Dans le cas de 3C 454.3, l'énorme statistique fournie par ces épisodes d'intense activité permet une étude des propriétés temporelles et spectrales de l'objet sur des échelles de temps bien inférieures au jour. Cependant, dans la version P6_V3_DIFFUSE d'IRFs, le calcul de l'acceptance est basé sur des simulations couvrant des périodes étendues. L'acceptance obtenue est donc une valeur moyennée, en considérant les différents paramètres du détecteur comme moyennés (e.g., le temps

²L'angle zénithal est défini comme l'angle entre l'origine apparente d'un photon et le vecteur Terre-satellite.

³Le limbe terrestre se situe à un angle zénithal d'environ 113° au niveau de l'orbite de Fermi, à 565 km d'altitude.

mort du détecteur, fonction du flux de particules chargées ou le paramètre de McIlwain⁴). Dans le cas d'analyses sur des périodes inférieures à la journée, l'utilisation d'une acceptation moyenne n'est pas optimale puisque le flux instantané de rayons cosmiques est susceptible d'être très différent de la valeur moyenne. La Figure VII.4 représente l'évolution temporelle du nombre de protons arrivant sur le détecteur après un premier algorithme de filtrage (haut), du temps de vie du détecteur (milieu) et du paramètre de McIlwain L (bas) sur une période de deux jours. Ces trois paramètres peuvent être considérés comme constants sur une période supérieure à un jour, mais des variations significatives existent sur des échelles de temps de quelques heures (e.g., variation de 35% du nombre de protons en 8 heures) entraînant des variations d'acceptation à court terme. Ces variations sont prises en compte par une modélisation précise des IRFs et du fond diffus dans l'analyse standard des données du LAT.

4.2 Courbe de lumière globale

La Figure VII.5 présente la courbe de lumière de 3C 454.3 entre le 4 Août 2008 et le 28 Février 2011 obtenue avec la méthode d'échantillonnage adaptatif présentée dans le chapitre suivant, avec une erreur relative sur le flux de 15% dans chaque intervalle, pour $E > E_1$. Dans ce cas particulier $E_1 = 200$ MeV (cette valeur fut déterminée à partir du flux intégral et de l'indice spectral moyennés sur les 24 premiers mois de données du LAT). Cette figure illustre la variabilité extrême de 3C 454.3 détaillée dans la Section 2 et la hausse spectaculaire d'activité au cours des années. Les panneaux du bas montrent un agrandissement des périodes particulièrement actives autour de Décembre 2009, Avril 2010 et Novembre 2010 que nous allons étudier plus en détails dans la suite.

4.3 Etude détaillée des différents événements

La Figure VII.6, présente la courbe de lumière du flux de 3C 454.3 avec un pas constant d'un jour dans la bande d'énergie 100 MeV - 200 GeV entre le 27 Août 2009 et le 21 Avril 2010 (MJD=55070-55307) (points rouges). Les périodes durant lesquelles apparurent les variations de flux les plus rapides lors de l'éruption de Décembre 2009, avec une amplitude multipliée par un facteur 2 ou plus, sont agrandies dans les encarts. Les points rouges, bleus et verts correspondent à des flux intégrés sur des périodes d'un jour, 6 heures et 3 heures respectivement. Dans la suite, nous étudions plus en détails ces trois épisodes, dont le profil apparaît dans les encarts et qui présentent des variations de flux d'un facteur 2 ou plus sur une période inférieure à un jour : MJD 55167, 55170 et 55195.

Comme cela apparaît clairement dans la Figure VII.6, ces trois événements présentent des profils très différents, certains apparaissant par exemple plus symétriques que d'autres. Les deux premières éruptions (dans l'ordre chronologique) furent ajustées à l'aide de la fonction suivante (Abdo et al., 2010f) :

$$F = 2F_0 \left(e^{(t_0-t)/T_r} + e^{(t-t_0)/T_f} \right)^{-1} + F_{bgd}(t) \quad (\text{VII.2})$$

où T_r et T_f sont respectivement les temps de montée et de descente du flux, F_0 l'amplitude du flux de l'éruption et $F_{bgd}(t)$ un fond lentement variable (fonction affine). Pour la troisième éruption, un plateau à flux constant intervient entre les phases d'augmentation et de diminution de flux. La durée

⁴Le paramètre de McIlwain L décrit la force du champ magnétique terrestre au niveau du satellite. $L = \frac{R}{\cos^2(\lambda)}$ où R est la distance au centre de la Terre et λ la latitude magnétique. Ceci est exact dans le cas d'un modèle dipolaire de champ magnétique, mais la définition est plus complexe dans le cas général (McIlwain, 1961).

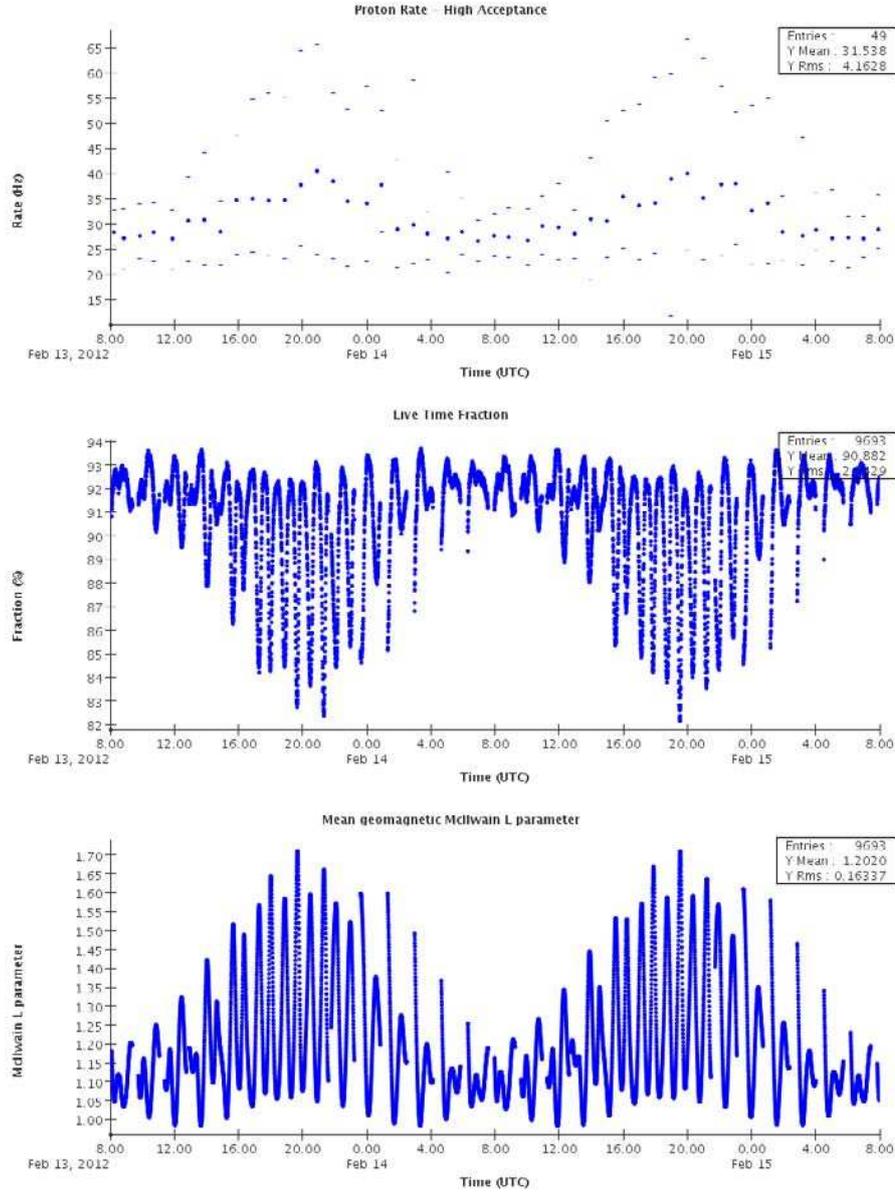


FIG. VII.4 – Evolution temporelle du nombre de protons arrivant sur le détecteur après un premier algorithme de filtrage (haut), du temps de vie du détecteur (milieu) et du paramètre de McIlwain L (bas), pour une période de 2 jours.

caractéristique de l'éruption est estimée à $T_r + T_f$. Les temps T_r et T_f pour ces trois événements sont donnés dans le Tableau VII.1.

Les deux premières éruptions sont caractérisées par un flux ($E > 100$ MeV) dépassant les 10^{-5} ph $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ et des variations de flux d'un facteur 2 statistiquement significatives sur des échelles de temps aussi courtes que 3 heures. Bien que les blazars soient des objets hautement variables, des variations de flux d'une telle ampleur ne sont observées que très rarement dans ce domaine d'énergie.

Sur la Figure VII.6 a été superposée, pour comparaison, la courbe de lumière de l'éruption inter-

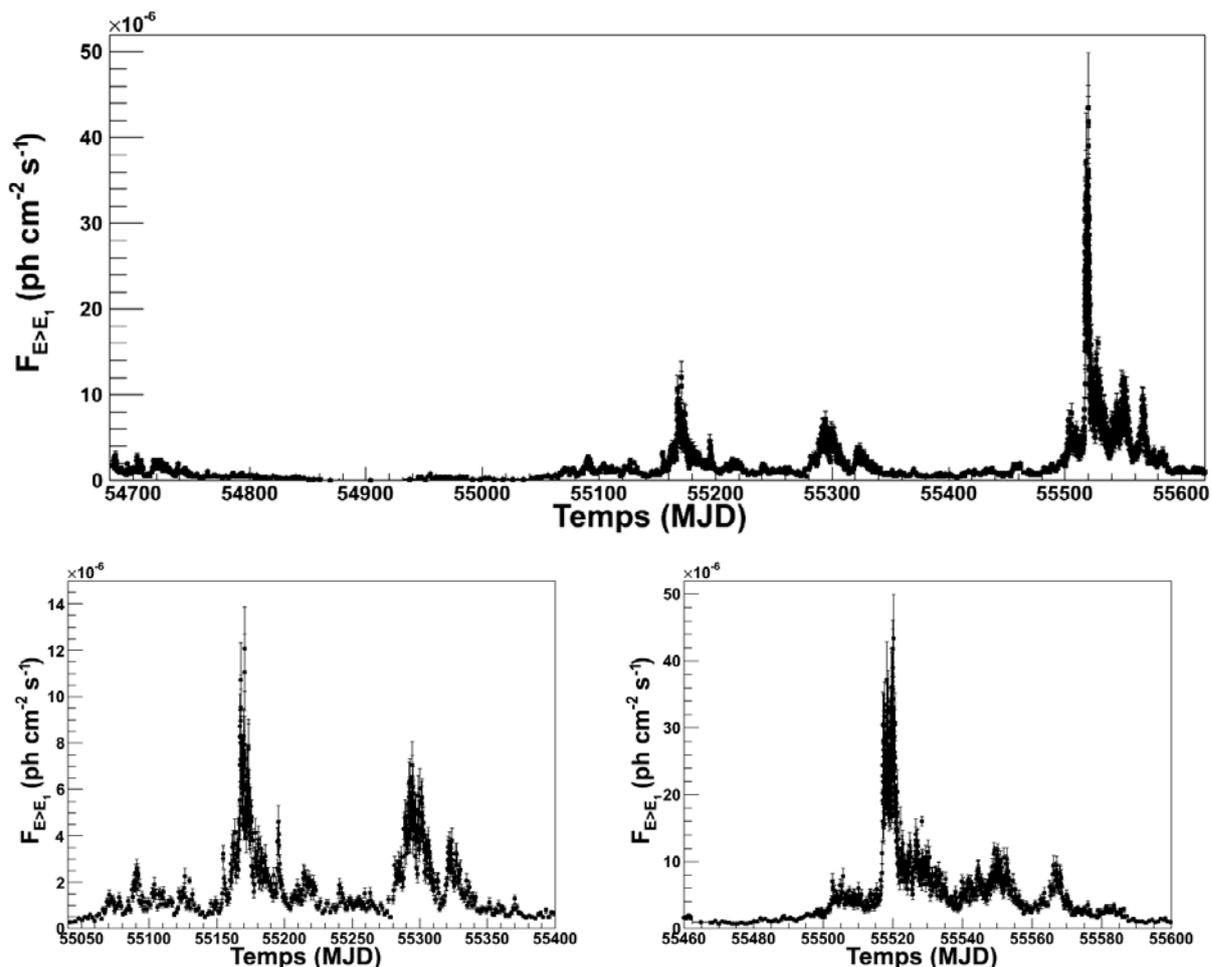


FIG. VII.5 – Courbe de lumière de 3C 454.3 à échantillonnage adaptatif (voir Chapitre VIII) avec une erreur relative sur le flux de 15%, pour $E > E_1 = 200$ MeV, entre le 4 Août 2008 et le 28 Février 2011 (a). Les courbes de lumière du bas représentent un agrandissement des périodes particulièrement actives autour de Décembre 2009-Avril 2010 (gauche) et Novembre 2010 (droite).

venue en Juillet-Août 2008, une fois l’axe des temps décalé de 511 jours (voir Abdo et al. (2009d)). Les deux courbes de lumière présentent des profils extrêmement similaires, bien que les flux observés en 2008 soient environ 40% plus faibles que ceux de 2009-2010. Les périodes les plus brillantes des éruptions durent environ 10 jours et sont suivies d’une longue période d’activité assez importante sur laquelle sont superposés des événements secondaires d’une durée typique de quelques jours. Bien que

	MJD 55167 (2 Déc.)	MJD 55170 (5 Déc.)	MJD 55195 (30 Déc.)
T_r (jour)	0.37	0.07	0.16
T_f (jour)	0.06	0.26	-

TAB. VII.1 – Temps caractéristiques de montée et de descente du flux pour les 3 événements reportés dans les encarts de la Figure VII.6.

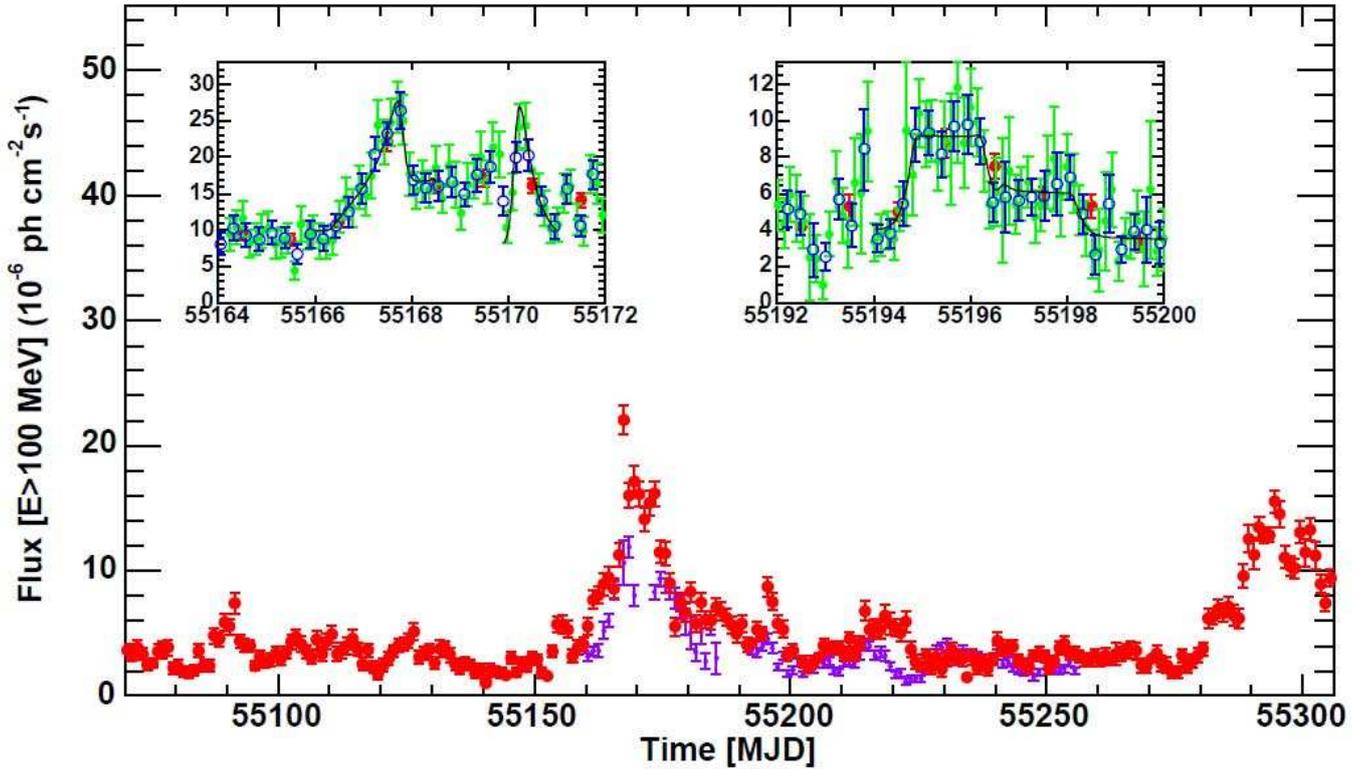


FIG. VII.6 – Courbe de lumière du flux de 3C 454.3 dans la bande d'énergie 100 MeV-200 GeV (rouge) pour la période MJD=55070-55307 (27 Août 2009-21 Avril 2010), avec un échantillonnage régulier d'un jour. La courbe de lumière de l'éruption de Juillet-Août 2008, dont l'axe des temps a été décalé de 511 jours, a été superposée aux données pour comparaison (violet). Les encarts montrent les périodes durant lesquelles ont été observées les augmentations de flux les plus rapides. Les points rouges, bleus et verts dans les encarts correspondent à des flux intégrés sur des périodes d'un jour, 6 heures et 3 heures respectivement. Les résultats de l'ajustement discuté dans le texte apparaissent en ligne continue.

l'éruption d'Avril 2010 fut plus longue, avec une durée supérieure à 30 jours comme visible sur les panneaux du bas de la Figure VII.5, cet événement montre un profil très similaire à celui de Décembre 2009. De façon générale, le maximum en flux est précédé d'une période de flux intermédiaire d'une durée variable selon les cas mais typiquement de quelques jours.

Ce plateau de flux intermédiaire, précédant une augmentation soudaine de flux se retrouve parfaitement dans l'éruption de Novembre 2010, représentée sur la Figure VII.7. Cette figure montre la courbe de lumière du flux ($E > 100$ MeV) (haut) et de l'indice spectral (bas) pour un pas d'échantillonnage d'un jour (symboles vides) et d'une semaine (symboles pleins) pour une période de 103 jours entre le 1^{er} Septembre 2010 et le 13 Décembre 2010 (MJD 55440-55543). Cette période couvre les différentes phases constituant cette éruption. De façon chronologique, arrive premièrement une phase durant laquelle le flux augmente de façon lente mais continue, depuis des flux de l'ordre de 1×10^{-6} ph cm⁻² s⁻¹ jusqu'à $\approx 8 \times 10^{-6}$ ph cm⁻² s⁻¹. Cette période, que l'on appellera "pre-flare", dure une cinquantaine de jours. S'ensuit le plateau, déjà remarqué lors des éruptions précédentes,

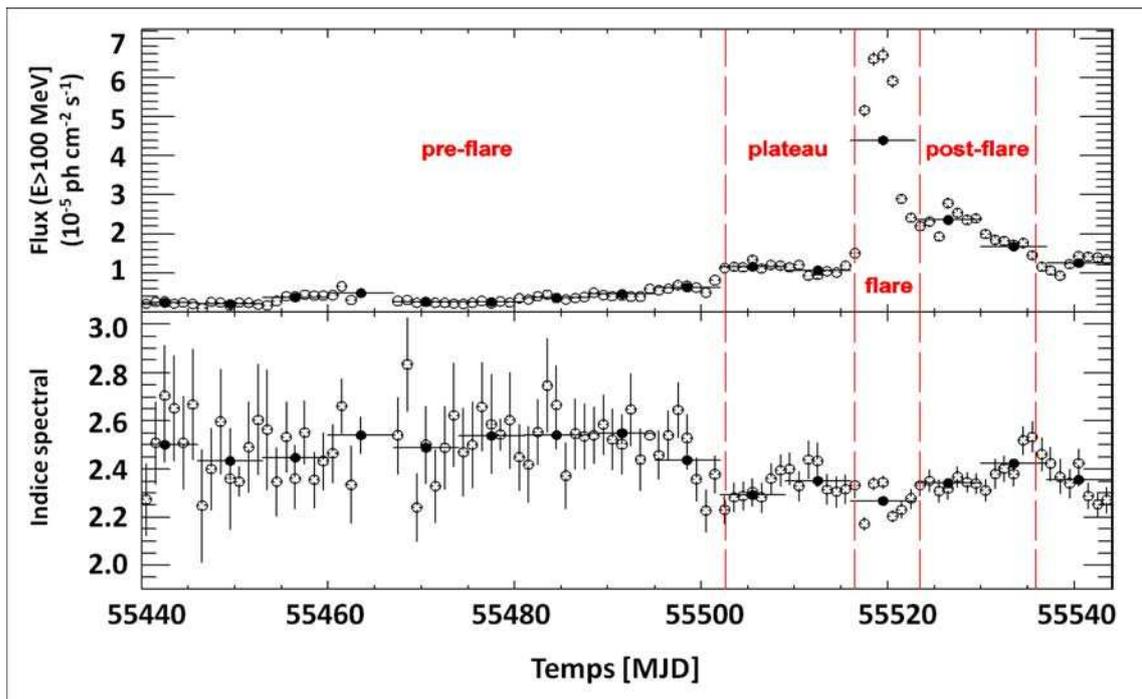


FIG. VII.7 – Courbe de lumière du flux ($E > 100$ MeV) (haut) et de l'indice spectral (bas) pour une période de 103 jours incluant à la fois la phase d'augmentation lente de flux, le plateau, le pic de flux (flare) et la phase suivant ce pic (post-flare). Les symboles vides et pleins correspondent respectivement à un pas d'échantillonnage d'un jour et d'une semaine.

d'une longueur de 15 jours, durant lequel le flux se stabilise autour d'une valeur légèrement supérieure à 10×10^{-6} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$. La période du pic en flux ("flare") couvre l'augmentation soudaine de flux menant, en l'espace de 3 jours, à l'observation d'un flux journalier de 66×10^{-6} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ ainsi que d'une phase de décroissance rapide du flux au cours de laquelle ce dernier chute d'un facteur environ 3 en 4 jours. La montée en flux correspond à une augmentation d'un facteur 4 en 12 heures (i.e. temps de doublement du flux de 6 heures). Cette variation de flux est plus rapide que celle observée pour PKS 1502+106 lors de son éruption de 2008 durant laquelle une augmentation de flux d'un facteur 3 fut détectée en 12 heures (Abdo et al., 2010h). Le flux de 3C 454.3 intégré sur l'intégralité de la période "flare" dépasse 44×10^{-6} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$. Ces valeurs de flux intégrées sur la journée et la semaine de l'éruption sont totalement inouïes dans ce domaine d'énergie. La fin de la phase "flare" correspond à la date à laquelle la vitesse de diminution du flux chute brutalement. A ce moment-là, la source est encore dans un état haut avec un flux $\approx 20 \times 10^{-6}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$. La phase "post-flare" débute ici et se caractérise par une diminution lente du flux à vitesse quasi-constante. Cette période d'une durée de 11 jours s'achève de façon arbitraire lorsque le flux atteint la valeur mesurée au niveau du plateau.

La présence d'un plateau précédant une éruption majeure semble donc être une caractéristique commune pour cette source. Cependant, si l'on s'appuie sur les différents cas que nous avons étudiés, il semblerait que la durée de ce plateau soit variable, tout autant que la valeur de flux à laquelle la source se stabilise. L'éruption de Novembre 2010 a par exemple montré un plateau plus long et de plus grande amplitude que lors des précédents cas. La présence de ce plateau dans les données du

LAT pourrait donc être le signe annonciateur d’une éruption imminente et pourrait servir d’alerte à la communauté multi-longueurs d’ondes. Cependant, cette déduction est pour le moment seulement fondée sur l’observation de quelques rares cas. Une statistique plus importante serait nécessaire afin de déterminer si l’observation d’un tel plateau est réellement annonciatrice d’une éruption et, dans l’affirmative, étudier les éventuelles corrélations entre par exemple la durée et l’intensité du plateau par rapport à celles de l’éruption à suivre.

La Figure VII.8 montre un agrandissement de la Figure VII.7 autour de l’éruption principale. Couvrant la période MJD 55514-55524 (14-24 Novembre 2010), cette courbe de lumière présente les paramètres de la source moyennés sur 3 heures (cercles) et 6 heures (ronds pleins) : flux pour $E > 100$ MeV (haut), flux pour $E > 1$ GeV (milieu) et indice spectral (bas) pour $E > 100$ MeV.

Comme indiqué sur la Figure VII.8, l’éruption de Novembre 2010 semble être composée de 4 sous-sursauts, le pic de flux intervenant durant le dernier. Un ajustement des données échantillonnées à 6 heures fut réalisé à l’aide d’une composante de fond lentement variable (fonction affine) et de 4 composantes à l’évolution temporelle plus rapide, chacune d’elles suivant l’équation VII.3 avec une composante de fond nulle ($F_{bgd}(t) = 0$). Pour des temps de montée T_r et de descente T_f du flux posés égaux pour les 4 sous-sursauts, le meilleur ajustement des données à 3h et 6 h est obtenu pour $T_r = 4.5 \pm 1$ h et $T_f = 15 \pm 2$ h. Ceci confirme une variabilité temporelle exceptionnelle dans la phase ascendante de flux.

4.4 Variation temporelle durant le ToO

La Figure VII.9 montre l’évolution temporelle du flux (cercles) et de l’indice spectral (ronds) pour la période autour (symboles bleus) et durant (symboles rouges) le ToO alors que le LAT observait la source en mode pointé (MJD=55291.82-55294.13). Les données collectées sont échantillonnées avec un pas de 6 heures et 3 heures en mode balayage et pointé respectivement. Dans le but de minimiser les corrélations artificielles entre le flux et l’indice spectral de la source, les flux sont reportés au-delà de l’énergie de décorrélation E_1 de la source pour laquelle la corrélation entre flux intégral et indice spectral est minimale. Cette énergie E_1 fut déduite d’un ajustement en loi de puissance de la forme $N(E) = F_{E>E_0}(\Gamma - 1)E^{-\Gamma}/E_0^{-\Gamma+1}$, où $E_0 = 100$ MeV est l’énergie au-dessus de laquelle furent sélectionnés les photons. La valeur de E_1 fut calculée à partir de l’Equation III.17 dans laquelle les coefficients de la matrice de covariance furent extraits de l’ajustement. Cette valeur fut calculée sur cette période du ToO et trouvée égale à 163 MeV. Il fut alors décidé, par cohérence, de conserver la même valeur pour les différentes périodes étudiées (voir suite).

Comme le laissait attendre l’augmentation d’exposition d’un facteur 3.5-4 (voir Section 3), l’incertitude statistique sur la mesure du flux et de l’indice spectral est améliorée de façon significative durant l’observation en mode pointé. Bien que dans un état haut, la source ne montra pas de temps de variabilité plus courts que précédemment, comme déjà remarqué par Foschini et al. (2010).

4.5 Fonction de structure (SF), Densité Spectrale de Puissance (PDS) et décomposition en ondelettes de Morlet

Différents outils permettent une analyse temporelle de précision des événements observés, en sondant le comportement de la source sur des échelles de temps très diverses. L’analyse présentée ici a été réalisée par Stefano Ciprini⁵ dans le cadre de la Collaboration *Fermi*-LAT.

⁵ASI Science Data Center, Frascati

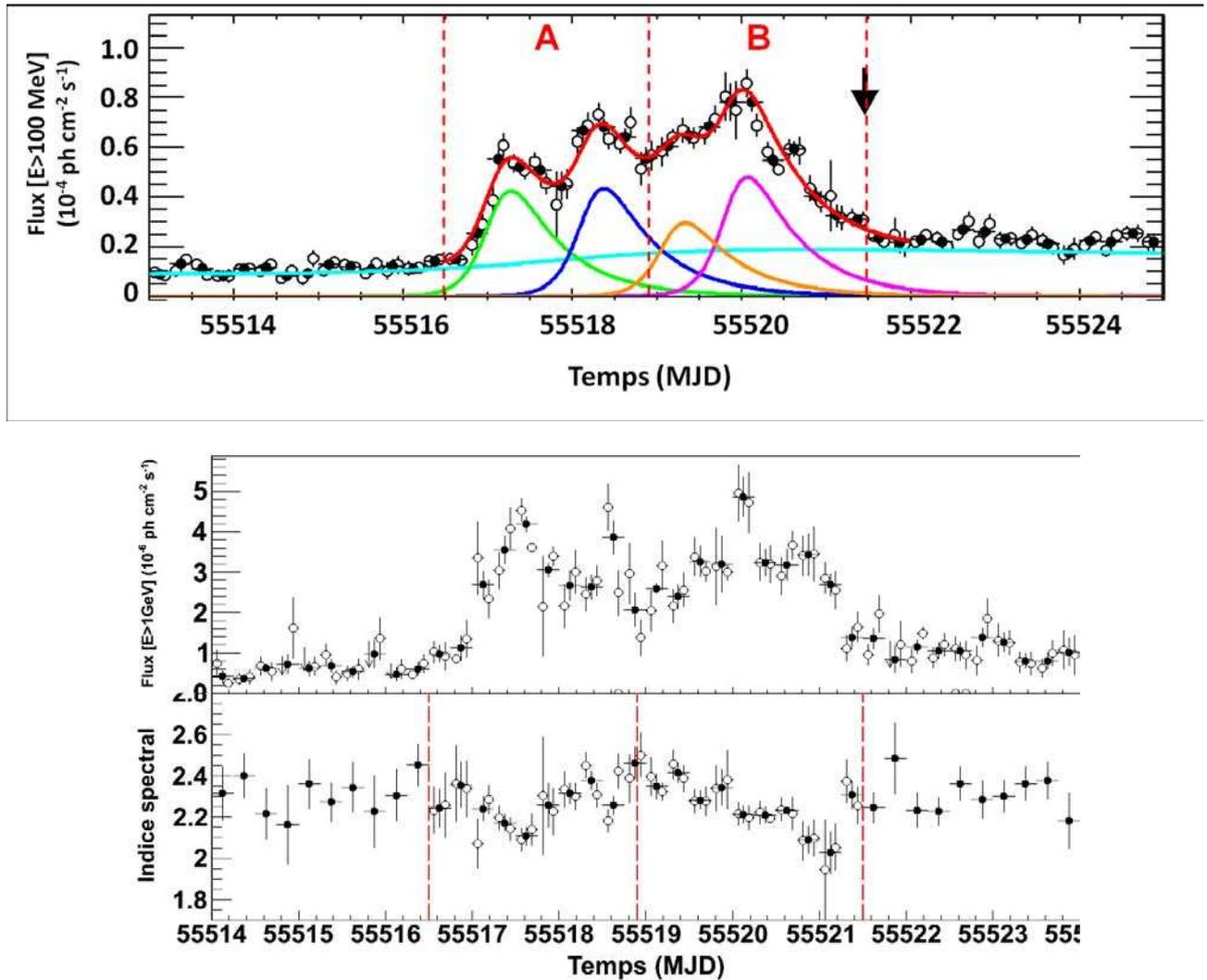


FIG. VII.8 – Haut : courbe de lumière du flux pour $E > 100$ MeV pour la période MJD 55514-55524 (14-24 Novembre 2010). Les symboles vides et pleins correspondent respectivement à un pas d'échantillonnage de 3h et 6h. Les lignes continues représentent le résultat d'un ajustement (utilisant les données moyennées sur 6h) à 5 composantes (4 sous-sursauts et un fond lentement variable) comme décrit dans le texte. La flèche noire matérialise la détection du photon le plus énergétique (31 GeV) sur cet intervalle de temps. Les lettres A et B délimitent deux zones sur lesquelles seront effectuées des analyses spécifiques dans la suite. Milieu : courbe de lumière du flux pour $E > 1$ GeV. Bas : évolution temporelle de l'indice spectral pour $E > 100$ MeV.

La Figure VII.10 présente la Fonction de Structure⁶ (SF) de la courbe de lumière de 3C 454.3 obtenue avec un échantillonnage de 3 heures pour la période MJD=55140-55260 et la PDS correspondante en encart. Une loi de puissance simple pourrait ajuster de façon grossière la SF. Cependant,

⁶Voir Annexe C pour plus de détails sur la fonction de structure.

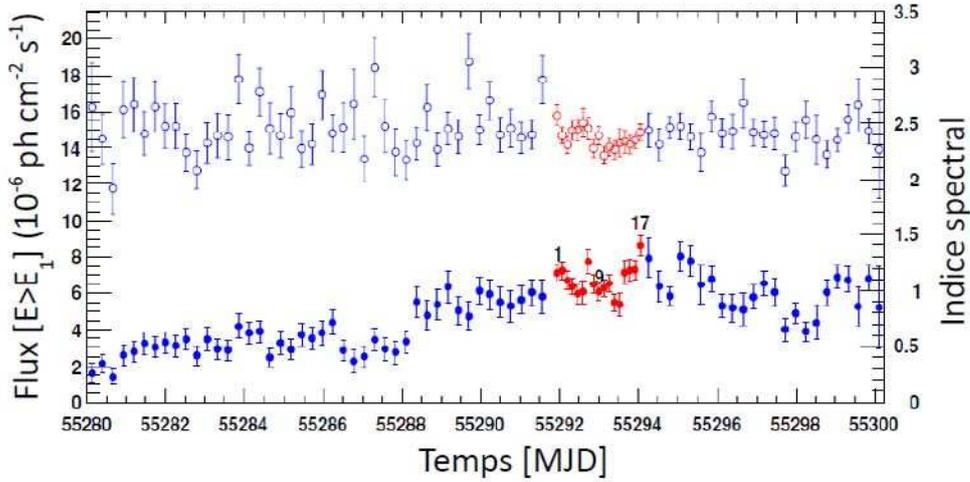


FIG. VII.9 – Evolution temporelle du flux (ronds vides) et de l'indice spectral (ronds pleins) pour la période entourant le ToO. Les données collectées en mode balayage (avec un pas de 6 heures) sont en bleu, celles collectées en mode pointé (avec un pas de 3 heures) sont en rouge.

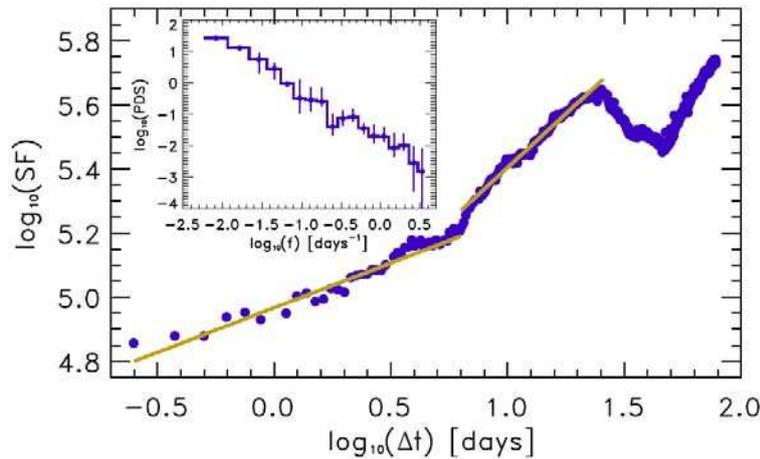


FIG. VII.10 – Fonction de structure (SF) de la courbe de lumière de 3C 454.3 (représentée en Figure VII.11) obtenue avec un échantillonnage régulier de 3 heures (correspondant à 2 orbites du satellite) et $E > 100$ MeV pour la période MJD=55140-55260 et PDS correspondante en encart. *Figure réalisée par Stefano Ciprini.*

une cassure à $\log(\Delta t) \sim 0.8$ soit $\Delta t \sim 6.5$ jours favorise un ajustement à l'aide de deux PLs d'indice $a = 1.29 \pm 0.10$ entre 3 heures et 6.5 jours et $a = 1.64 \pm 0.10$ entre 6.5 jours et environ 25 jours. Cette cassure n'implique pas forcément l'existence d'une échelle de temps caractéristique de 6.5 jours. Ce point pourrait simplement résulter de l'intersection de deux composantes de SF, avec des pentes différentes, de force égale à cet endroit-là.

La PDS confirme ces résultats en indiquant une densité de puissance en PL, $1/f^a$, avec $a = 1.50 \pm 0.06$, intermédiaire entre un bruit de scintillation (*flicker noise*) pour lequel $a = 1$ et un bruit

rouge ou bruit brownien pour lequel $a = 2$. Une analyse plus poussée permet de déterminer un indice de $a = 1.56 \pm 0.18$ aux basses fréquences et $a = 1.40 \pm 0.19$ aux hautes fréquences. 3C 454.3 semble donc montrer un comportement temporel universel en $1/f^{1.5}$ sur des échelles de temps de 3 heures à 11 mois. La variabilité à court terme de 3C 454.3 en rayons gamma peut donc être vue comme une réalisation d'un processus stochastique sur une courte période. Dans ce scénario, les structures résolues lors d'observations de courtes durées seraient alors moyennées et donc non visibles lors d'observations de plus longue durée. Les éruptions telles que celles étudiées dans cette analyse seraient alors des phénomènes rares constituant la queue de la distribution. La cassure intervenant à $\log(\Delta t) \sim 1.7$ (soit environ 50 jours) est liée à la période de précession de Fermi de 53.4 jours.

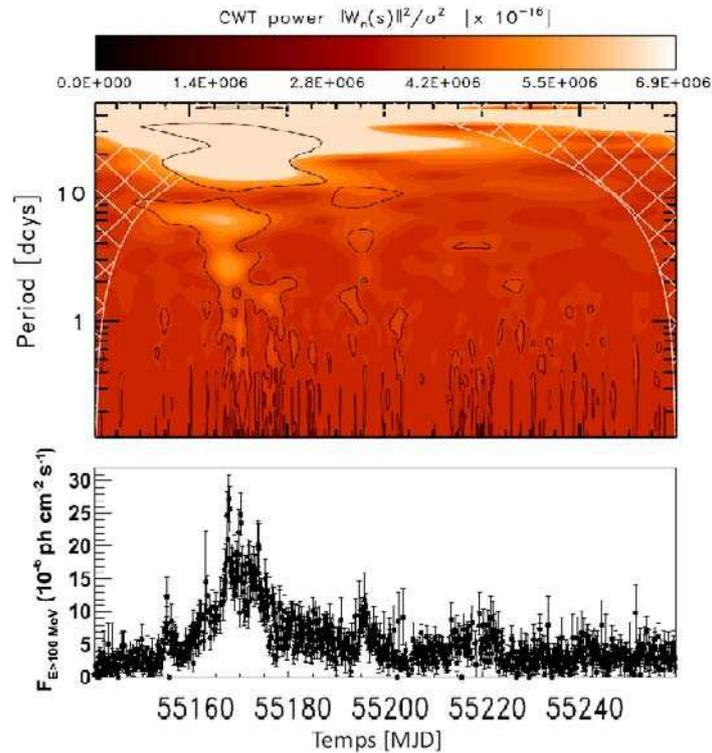


FIG. VII.11 – Schéma des contours de la densité de puissance de la transformée en ondelettes de Morlet pour la courbe de lumière représentée dans le panneau du bas (échantillonnage de 3h, $E > 100$ MeV), pour la période MJD=55140-55260 (même période que pour la SF et PDS). Les contours noirs symbolisent les niveaux de confiance signal/bruit de 90%. Les régions hachurées représentent le "cône d'influence", zones dans lesquelles les artefacts liés aux effets de bords deviennent importants. *Analyse réalisée par Stefano Ciprini.*

La Figure VII.11 représente la densité de puissance de la Transformée en Ondelettes de Morlet⁷ (TOM) pour la même courbe de lumière que précédemment. Celle-ci fournit une étude temps-fréquence détaillée à travers une fonction de densité d'énergie à deux dimensions calculée à l'aide d'une ondelette de Morlet de type gaussien. Celle-ci fournit le meilleur compromis entre la localisation en temps et la résolution en période/fréquence. Les contours délimitent les niveaux de confiance

⁷Voir Annexe D pour plus de détails sur la Transformée en Ondelettes de Morlet.

à 90%, i.e., les motifs statistiquement significatifs. Il apparaît que pour des échelles de temps inférieures à un jour, aucun pic clair n'est trouvé. Cependant, quelques contours marginaux apparaissent autour de $\text{MJD} \sim 55166$. L'éruption majeure de Décembre 2009 se voit ici localisée et décomposée en une série d'ondelettes de puissance bien définie. L'échelle de temps de 6.5 jours est confirmée par le pic principal observé à $\text{MJD} \sim 55166$, hors du cône d'influence (zone dans laquelle les artefacts liés aux effets de bords deviennent importants), correspondant au début de l'éruption. Un second pic est observé à environ 2.5 jours, mettant en lumière une deuxième échelle de temps dominante durant l'éruption. Cette TOM ne permet pas de mettre en évidence de structures significatives sur des échelles de temps plus courtes qu'environ 12h. Cependant, cette analyse ne permet pas d'écarter l'existence d'échelles de temps plus courtes, de l'ordre du pas d'échantillonnage de 3h.

4.6 Comportement à haute énergie

La Figure VII.12 montre la courbe de lumière du flux de 3C 454.3 avec un pas d'un jour dans la bande d'énergie $E > 1 \text{ GeV}$ pour la période $\text{MJD} = 55070\text{-}55310$. Celle-ci ressemble fortement à celle obtenue pour $E > 100 \text{ MeV}$ (Figure VII.6), ce que laisse sous-entendre une variabilité spectrale limitée. Afin de vérifier ce point, intéressons-nous à l'évolution de l'indice spectral de la source sur cette même période, reportée sur la Figure VII.13 (pour $E > E_1 = 163 \text{ MeV}$).

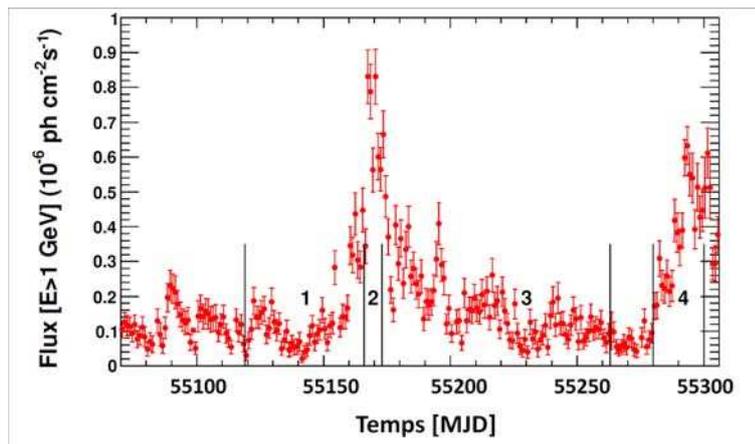


FIG. VII.12 – Courbe de lumière du flux de 3C 454.3 dans la bande d'énergie 1-200 GeV avec un pas d'intégration d'un jour pour la période $\text{MJD} = 55070\text{-}55310$.

La faible variabilité spectrale suggérée par la courbe de lumière du flux pour $E > 1 \text{ GeV}$ est confirmée par les variations très limitées de l'indice spectral mesuré à $E > E_1 = 163 \text{ MeV}$ visibles sur la Figure VII.13, aussi bien avec un échantillonnage d'un jour (points bleus) que d'une semaine (points noirs). La quasi-constance du spectre est en accord avec les résultats trouvés lors de l'éruption de Juillet 2008 (Abdo et al., 2009d) et des 6 premiers mois d'observation du LAT (Abdo et al., 2010i).

Bien que visiblement de faible amplitude, des variations significatives sont cependant observées dans le spectre de 3C 454.3 et leur étude détaillée fera l'objet de la section suivante.

Etudions maintenant plus en détails l'éruption de Novembre 2010 à haute énergie. Le panneau du milieu de la Figure VII.8 présente la courbe de lumière pour $E > 1 \text{ GeV}$ pour un pas d'échantillonnage à 3 heures (cercles) et 6 heures (ronds pleins). Le profil de la courbe de lumière à 1 GeV est légèrement

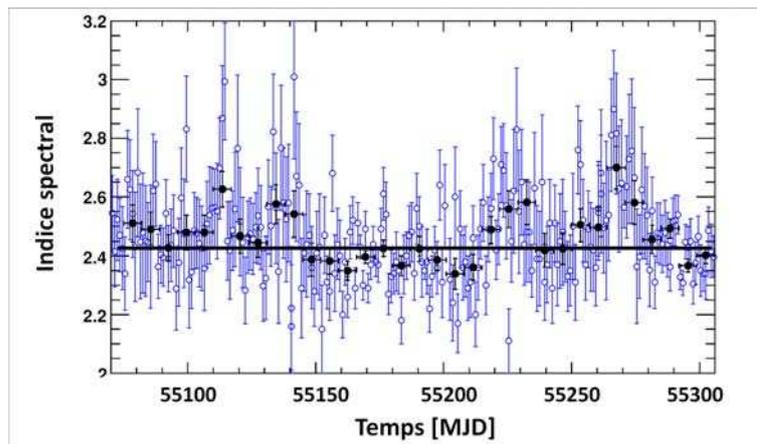


FIG. VII.13 – Evolution temporelle de l'indice spectral de 3C 454.3 dérivé d'un ajustement du spectre en PL pour $E > E_1$, pour la période MJD=55070-55310 avec un échantillonnage d'un jour (points bleus) et d'une semaine (points noirs). La ligne noire représente la moyenne des indices spectraux hebdomadaires.

différent de celle à 100 MeV, les pics en flux intervenant à des temps légèrement supérieurs au cas $E > 100$ MeV (surtout visible dans le cas du pas d'échantillonnage à 6 heures). Ceci suggère la présence d'une variabilité spectrale qui sera développée plus largement dans la section suivante.

5 Analyse spectrale

La Figure VII.14 représente le spectre de 3C 454.3 pour la période 17 Novembre 2009 - 1^{er} Février 2010 pour différentes versions du jeu d'IRFs Pass 6, classe *Diffuse* : V3 (rouge), V8 (bleu) et V9 (vert).

Le temps s'écoulant et les version d'IRFs étant régulièrement mises à jour, nous avons comparé les résultats issus des versions V8 et V9 avec ceux de la version V3 utilisée jusqu'alors. Bien que cette analyse permette de déceler une légère augmentation de la surface efficace à mesure des nouvelles versions, les résultats obtenus sont ici très similaires. L'apport de la version V9 étant minime dans notre cas, nous décidons de poursuivre les analyses avec la version V3. Bien qu'étudiée de façon plus détaillée dans la suite, la coupure à $E \sim 2$ GeV apparaît nettement sur ce spectre.

Intéressons-nous désormais à l'évolution temporelle de ce spectre. La variation d'amplitude de l'indice spectral intégré sur une semaine est seulement de $\Delta\Gamma = 0.35$ (variant entre 2.35 et 2.7) sur la période considérée dans la Figure VII.13, mais elle demeure cependant statistiquement significative. La comparaison des indices spectraux hebdomadaires avec leur moyenne pondérée donne un χ^2 réduit $\chi_{red}^2 = 86.4/32 \sim 2.7$, correspondant à une probabilité d'un signal constant de 2×10^{-8} .

Un ramollissement de la source durant les périodes de plus faibles flux apparaît de façon noyale, particulièrement durant les périodes MJD=55221-55235 et MJD=55264-55278. Les données suggèrent également un durcissement progressif de la source sur plusieurs semaines précédant cette éruption. Cette tendance est également observée pour l'événement de Novembre 2010 (voir Figure VII.7), pour lequel le début du plateau est clairement accompagné d'un durcissement spectral, de

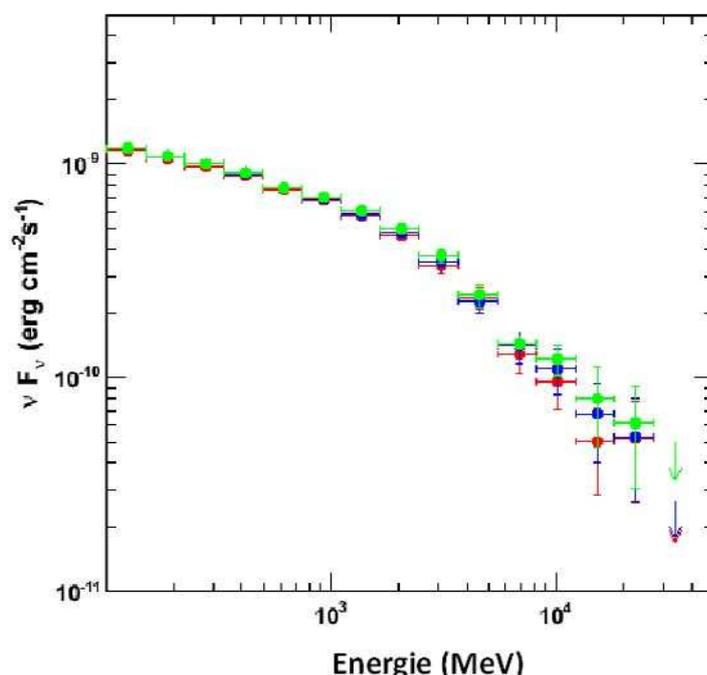


FIG. VII.14 – Spectre en bandes de 3C 454.3 pour la période 17 Novembre 2009 - 1^{er} Février 2010 pour $E > 100$ MeV et pour différentes versions du jeu d'IRFs Pass 6 classe *Diffuse* : V3 (rouge), V8 (bleu) et V9 (vert).

faible amplitude mais significatif. L'indice spectral évolue alors de $\Gamma = 2.50 \pm 0.02$ à $\Gamma = 2.32 \pm 0.03$ pour une intégration temporelle d'une semaine. Cette anticorrélation entre le flux et l'indice spectral est particulièrement visible sur la Figure VII.8 : une diminution d'indice spectral est clairement observée durant les phases d'augmentation de flux, avec les deux types d'échantillonnage.

Malgré une tendance assez claire au durcissement du spectre de 3C 454.3 durant les épisodes de fort flux, un nombre plus élevé de cas est nécessaire afin d'établir le caractère typique ou non de ce genre de signature.

5.1 Corrélation flux/indice spectral

Plusieurs méthodes s'offrent à nous pour étudier la corrélation entre le flux d'une source et son indice spectral. La première abordée dans cette section est la DCCF (pour l'anglais *Discrete Cross-Correlation Function*), définie de la façon suivante par Edelson & Krolik (1988) : pour deux séries de données discrètes, a_i et b_j et pour un nombre M de paires séparées de $\Delta t_{ij} = t_j - t_i$, la DCCF s'écrit :

$$DCCF = \frac{1}{M} \frac{\sum_i (a_i - \bar{a})(b_j - \bar{b})}{\sqrt{(\sigma_a^2 - e_a^2)(\sigma_b^2 - e_b^2)}} \quad (\text{VII.3})$$

où le paramètre e_f est la mesure de l'erreur associée au point f .

Dans la suite, nous étudions donc la corrélation entre le flux ($E > E_1 = 163$ MeV) et l'indice spectral de la source en calculant la DCCF entre ces deux paramètres (analyse réalisée par Stefan Larsson) pour la période MJD=55136-55280 couvrant l'éruption de Décembre et la diminution de flux qui s'ensuivit. Les incertitudes sur le résultat furent obtenues à l'aide d'une méthode Monte Carlo (Peterson et al., 1998).

Une première DCCF a été réalisée entre l'indice spectral et le flux. Celle-ci a mis en évidence un décalage temporel entre le flux et l'indice spectral, de telle façon que les variations d'indice spectral précèdent celles du flux d'environ 7 jours. Un ajustement de la DCCF avec une fonction gaussienne a permis de préciser cette valeur ; le retard trouvé fut alors de -7.9 ± 3.7 jours. Cependant, comme vu précédemment, un ramollissement de la source semble intervenir pour les flux les plus faibles. Ainsi, une seconde DCCF a été calculée, entre l'indice spectral et le logarithme du flux cette fois, puisque celui-ci est moins dominé par les valeurs élevées de flux. Cette DCCF est donnée en Figure VII.15. Le retard obtenu avec le logarithme du flux est cette fois de -6.8 ± 2.8 jours. Dans ce cas, la DCCF montre une corrélation plus forte que dans le cas linéaire. Ceci conforte l'idée selon laquelle le ramollissement spectral de la source aux flux faibles contribuerait de façon claire à la corrélation.

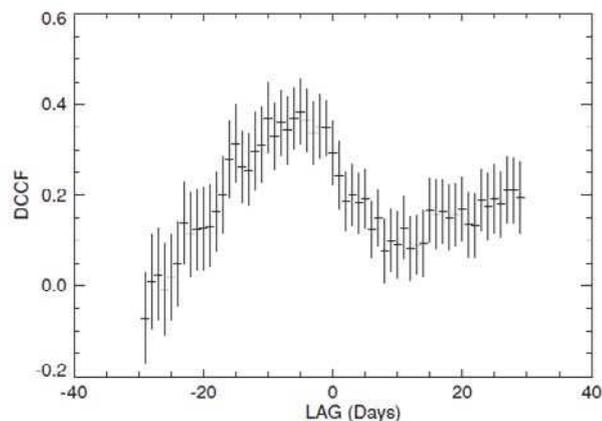


FIG. VII.15 – DCCF entre le logarithme du flux ($E > E_1 = 163$ MeV) et l'indice spectral de 3C 454.3 pour la période MJD=55136-55280. *Figure réalisée par Stefan Larsson.*

Dans les deux cas, l'incertitude sur la valeur du décalage est obtenue à partir d'une méthode basée sur des simulations Monte Carlo détaillée dans Peterson et al. (1998). Une analyse similaire est réalisée sur trois sous-intervalles (MJD=55136-55190, 55190-55240 et 55240-55280) de la courbe de lumière initiale afin de tester la significativité de cette signature. Sur chacun d'entre eux est trouvé un décalage temporel similaire à celui déterminé sur l'intervalle entier.

La corrélation durant l'éruption d'Avril 2010, quant à elle, est faible, avec un très léger décalage temporel, dans le sens opposé. Par contre, les données associées à l'éruption de Juillet 2008 montrent un décalage temporel (-5.6 ± 3.4 jours) similaire à celui de Septembre 2009. La principale incertitude concernant l'analyse DCCF est la présence possible de corrélations artificielles liées au choix du pas d'échantillonnage et à la période choisie (la période sur laquelle est faite l'analyse devant être bien plus étendue que l'ordre de grandeur du décalage recherché), le plus dur étant de discriminer les corrélations réellement significatives de celles engendrées artificiellement par le choix des conditions de l'analyse. Le fait qu'un décalage négatif de l'ordre de 6 jours soit observé pour plusieurs jeux de

données tous indépendants tend à faire penser que la détection de ce décalage entre les variations de flux et d'indice spectral est significative.

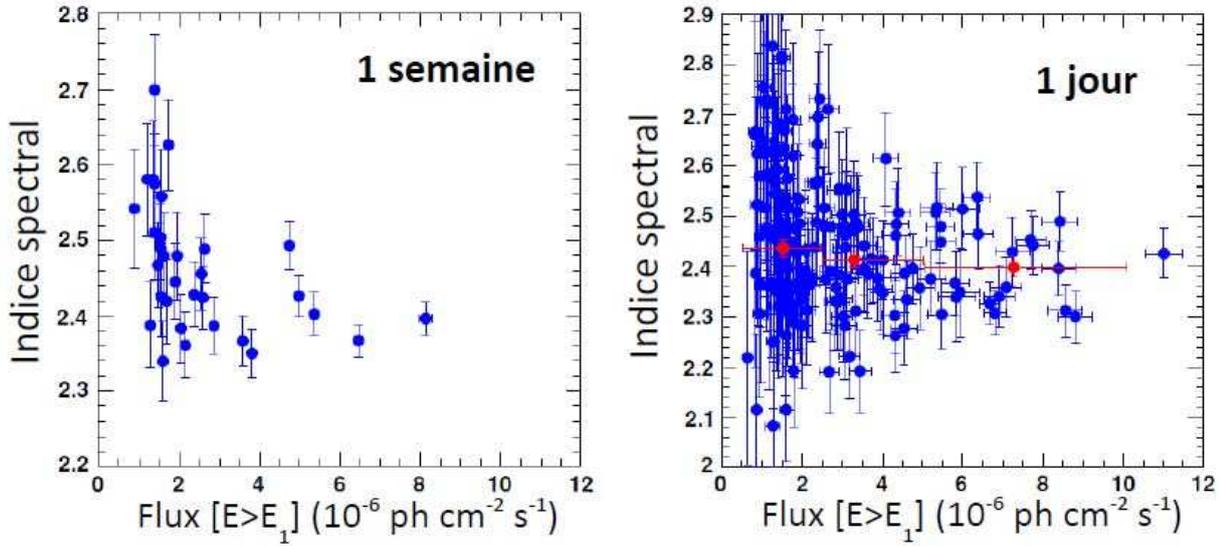


FIG. VII.16 – Indice spectral versus flux ($E > E_1$) mesurés avec un échantillonnage d'une semaine (gauche) et d'un jour (droite). Les points rouges montrent la moyenne des indices spectraux effectuée sur différents intervalles en flux : $F_{E_1} < 2.5$, $2.5 < F_{E_1} < 5$ et $5 < F_{E_1} < 10$, où F_{E_1} est le flux en photons pour $E > E_1$ en unités de 10^{-6} ph cm^{-2} s^{-1} .

La Figure VII.16 représente l'indice spectral issu d'un ajustement du spectre en PL moyenné sur des périodes d'une semaine (gauche) et d'un jour (droite) versus le flux pour $E > E_1$. Il est à noter un léger durcissement du spectre pour les flux les plus élevés (effet *harder when brighter*) visible pour une intégration par semaine. Cet effet est par contre plus ténu lorsque l'on considère des pas d'intégration d'un jour. Afin de rendre cette tendance plus claire, la gamme de flux fut divisée en trois sous-intervalles ($F_{E_1} < 2.5$, $2.5 < F_{E_1} < 5$ et $5 < F_{E_1} < 10$, où F_{E_1} est le flux en photons pour $E > E_1$ en unités de 10^{-6} ph cm^{-2} s^{-1}) dans lesquels furent classés les photons. L'analyse *likelihood* fut ensuite réitérée sur chaque intervalle, avec le fichier photons correspondant. Le résultat de cette analyse, reporté en rouge sur la Figure VII.16 (droite), suggère une nouvelle fois un léger durcissement du spectre pour les flux élevés. Le point situé à $F_{E_1} \simeq 11$, correspondant à l'éruption MJD 55167, ne participa pas à cette analyse, mais il confirme bien la tendance observée à plus faibles flux.

Les trois panneaux de la Figure VII.17 montrent, quant à eux, l'évolution temporelle de l'indice spectral avec le flux pour les trois éruptions les plus rapides présentées en encarts de la Figure VII.6, avec un échantillonnage de 6 heures (haut gauche, bas) ou 3 heures (haut droite). La courbe de lumière correspondant à chaque éruption est représentée dans l'encart de la figure, pour $E > E_1$. Bien que durant cet épisode de Décembre 2009, le flux de 3C 454.3 atteignit les valeurs les plus élevées jamais observées pour une source de rayons gamma persistante, autre que GRB, la significativité statistique (calcul du χ^2 par rapport à un ajustement constant) des signatures observées demeure marginale, exception faite pour l'éruption de MJD 55167.

On pourrait s'attendre à observer un motif universel et bien défini dans l'ensemble des cas. A la place de cela, on observe des signatures très diverses qui peuvent nous renseigner sur les processus

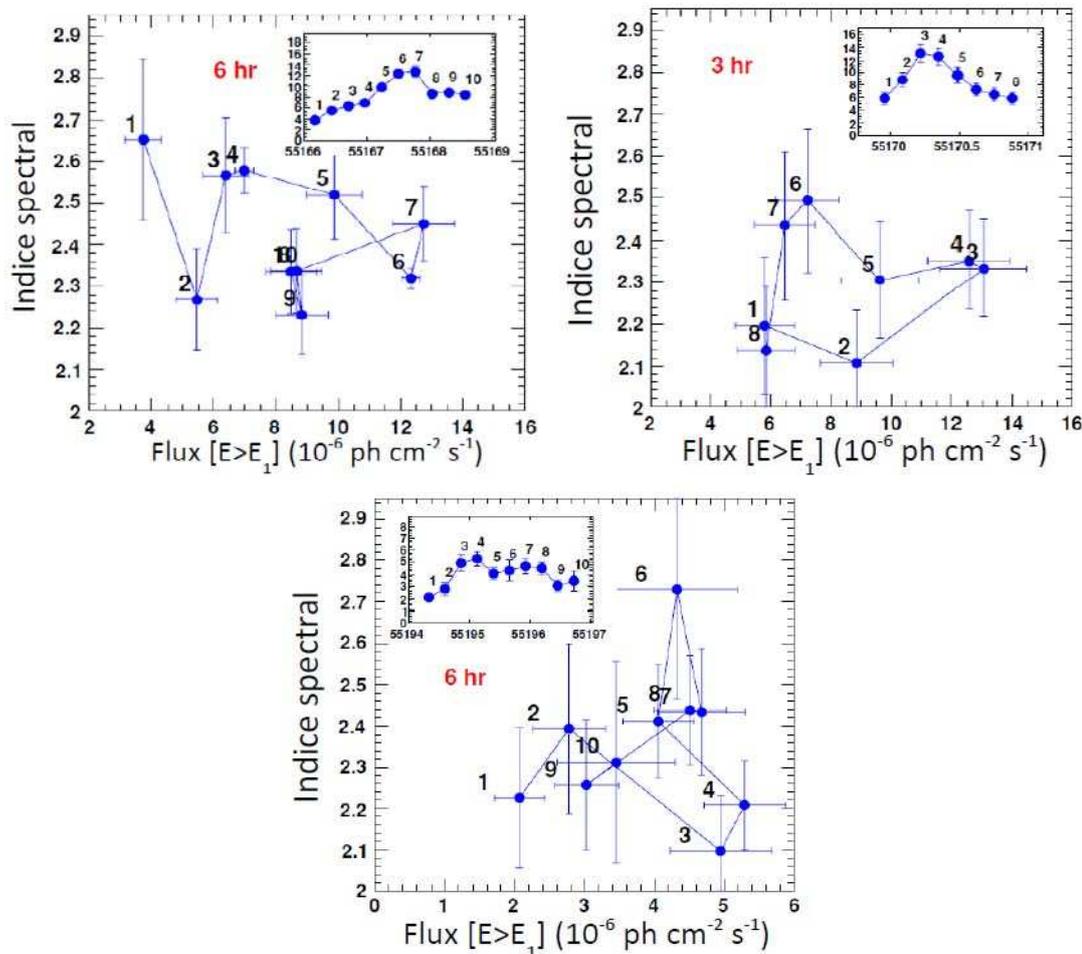


FIG. VII.17 – Indice spectral versus flux ($E > E_1$) pour les éruptions MJD 55167, MJD 55170, et MJD 55195. Les numéros mettent en évidence l'évolution temporelle. Les courbes de lumière correspondantes sont affichées en encarts.

d'accélération et de refroidissement au niveau de la zone d'émission (voir Section 6).

La Figure VII.18 représente l'indice spectral versus le flux pour $E > E_1$ mesurés durant le ToO, avec un pas d'échantillonnage de 3 heures (points rouges de la Figure VII.9). La séquence temporelle est indiquée à l'aide de chiffres, les premiers et derniers points ainsi qu'un point intermédiaire étant également affichés sur la courbe de lumière de la Figure VII.9. Le χ^2 réduit pour un indice spectral constant est $\chi_{red}^2 = 18.52/16$, ce qui indique que les données sont compatibles avec une valeur constante. Le coefficient de corrélation est de 0.26.

Cherchons désormais à identifier de telles signatures dans l'éruption de Novembre 2010. La corrélation entre le flux pour $E > E_1 = 163 \text{ MeV}$ et l'indice spectral est représentée sur la Figure VII.19 pour les périodes labellées "A" (gauche) et "B" (droite) sur la Figure VII.8. Ces deux périodes correspondent à la première et la seconde moitié de l'éruption principale. L'orientation est donnée par les annotations "Ai", "Af", "Bi" et "Bf", le système évoluant de Xi à Xf ($X=A$ ou B), "i" signifiant initial et "f" final.

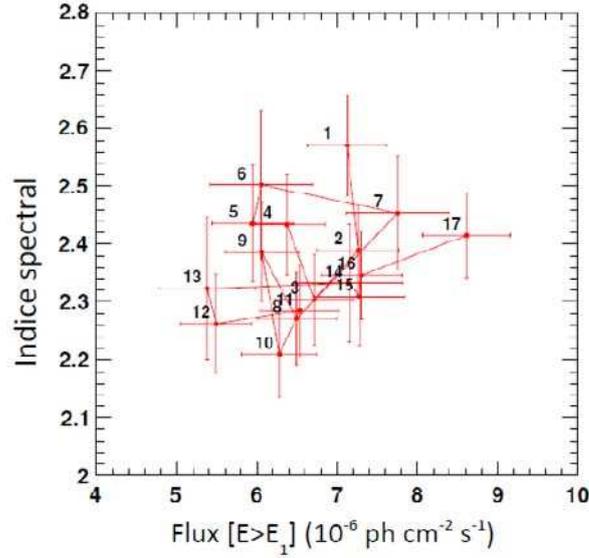


FIG. VII.18 – Indice spectral versus flux ($E > E_1$) mesurés durant le ToO, avec un pas d'échantillonnage de 3 heures.

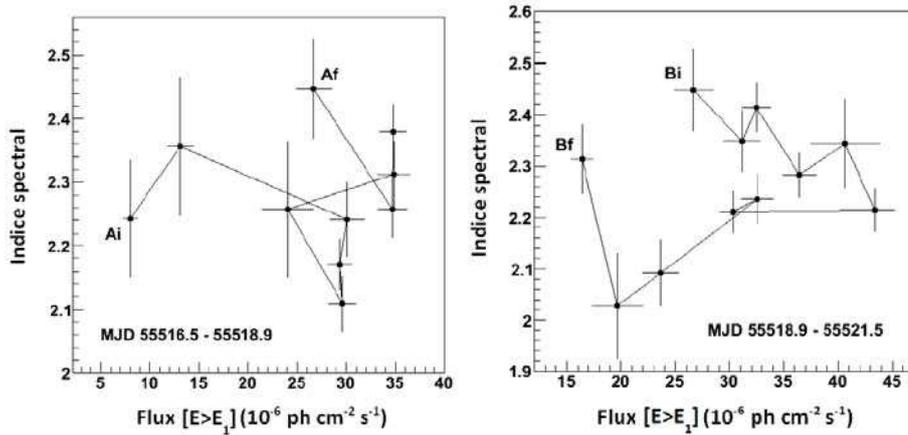


FIG. VII.19 – Indice spectral versus flux au-dessus de l'énergie de décorrélation $E_1 = 163$ MeV pour les périodes "A" (gauche) et "B" (droite) de la Figure VII.8, avec les données échantillonnées avec un pas de 6 heures. Les mentions "Ai", "Af", "Bi" et "Bf" donne le sens dans lequel évolue le système, l'indice "i" signifiant initial et "f" final.

Alors que les signatures restaient assez diffuses pour les événements précédents, une boucle de sens horaire apparaît clairement pour la période B. Le χ^2_{red} réduit associé à un indice spectral constant est $\chi^2_{red} = 35.4/10$ pour cette période B, et $\chi^2_{red} = 32.2/9$ pour la période A. Pour la période A, une augmentation de flux d'un facteur ≈ 4 est accompagnée d'un indice spectral quasi-constant. Cet épisode est suivi d'un durcissement significatif du spectre à flux constant, l'indice spectral diminuant de $\Gamma = 2.24 \pm 0.06$ à $\Gamma = 2.11 \pm 0.04$ en 12 heures. Un durcissement du spectre, associé à la phase descendante de flux, mène à $\Delta\Gamma = 0.42 \pm 0.13$ en l'espace de 2.25 jours. Un ramollissement brutal du

spectre est ensuite observé, l'indice spectral évoluant de $\Gamma = 2.0 \pm 0.1$ à $\Gamma = 2.31 \pm 0.07$ en 6 heures. Cette détection claire d'un durcissement spectral significatif durant l'événement majeur de Novembre 2010 constitue une première pour 3C 454.3. L'interprétation de ces signatures observées sera donnée à la Section 6.

5.2 Distribution Spectrale en Energie (SED)

La Figure VII.20 présente le spectre intégré de 3C 454.3 pour les 4 périodes (Décembre 2009-Avril 2010) délimitées par des lignes verticales sur la Figure VII.12 : MJD=55121-55165 (Période A-1), MJD=55166-55173 (Période A-2, semaine de l'éruption géante de Décembre), MJD=55174-55262 (Période A-3), MJD=55280-55300 (A-Période 4). Les caractéristiques spectrales de la source furent étudiées en ajustant les distributions à l'aide de plusieurs modèles, détaillés dans la Section 1.5 : une BPL (trait plein), une LogPar (tirets) (avec E_0 fixé à 1 GeV) et une PL avec coupure exponentielle (points). Dans le cas de la fonction BPL, l'énergie de coupure fut déduite grâce à la méthode d'ajustement du profil de vraisemblance présentée à la Section III.3.1.

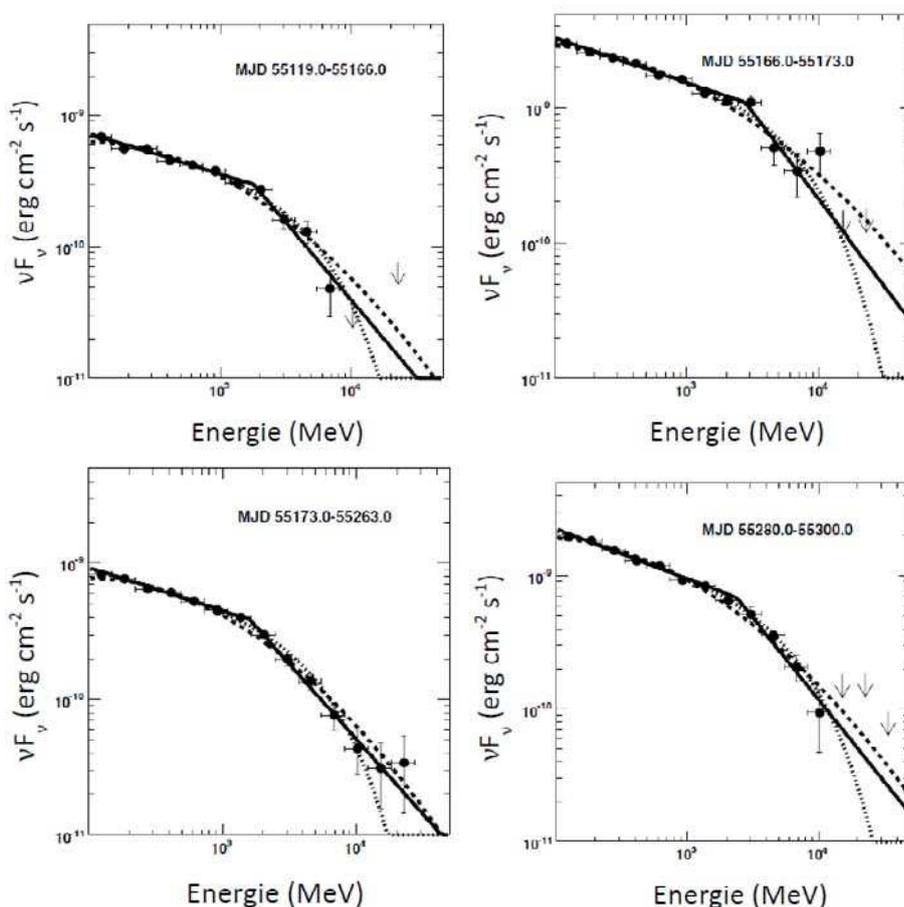


FIG. VII.20 – SED de 3C 454.3 pour les 4 périodes de la Figure VII.12. Les données furent ajustées à l'aide de 3 fonctions : BPL (trait plein), LogPar (tirets) et PLEC (points).

L'ajustement avec la fonction LogPar est moins bon que ceux obtenus avec la BPL (4 degrés de

liberté) et la PL avec coupure exponentielle (3 degrés de liberté), ces derniers étant difficiles à départager sur ces périodes. Les paramètres ajustés sont donnés dans la Table VII.2 pour un ajustement en BPL, LogPar et PL+Expcutoff respectivement, pour les quatre périodes considérées.

La même procédure fut réalisée dans le cadre de l'éruption de Novembre 2010, où une SED fut calculée pour les 4 périodes délimitées sur la Figure VII.8. La Figure VII.21 présente la SED de 3C 454.3 obtenue avec les données du *Fermi*-LAT sur ces différents intervalles. Ces distributions furent ajustées à l'aide des 3 fonctions utilisées précédemment : une BPL (bleu), une Log parabola (rouge) et une PL avec coupure exponentielle (rose). Les paramètres des différents ajustements sont regroupés dans la Table VII.2, sous les noms B-1, B-2, B-3 et B-4 pour la phase pré-flare, le plateau, le flare et la phase post-flare respectivement.

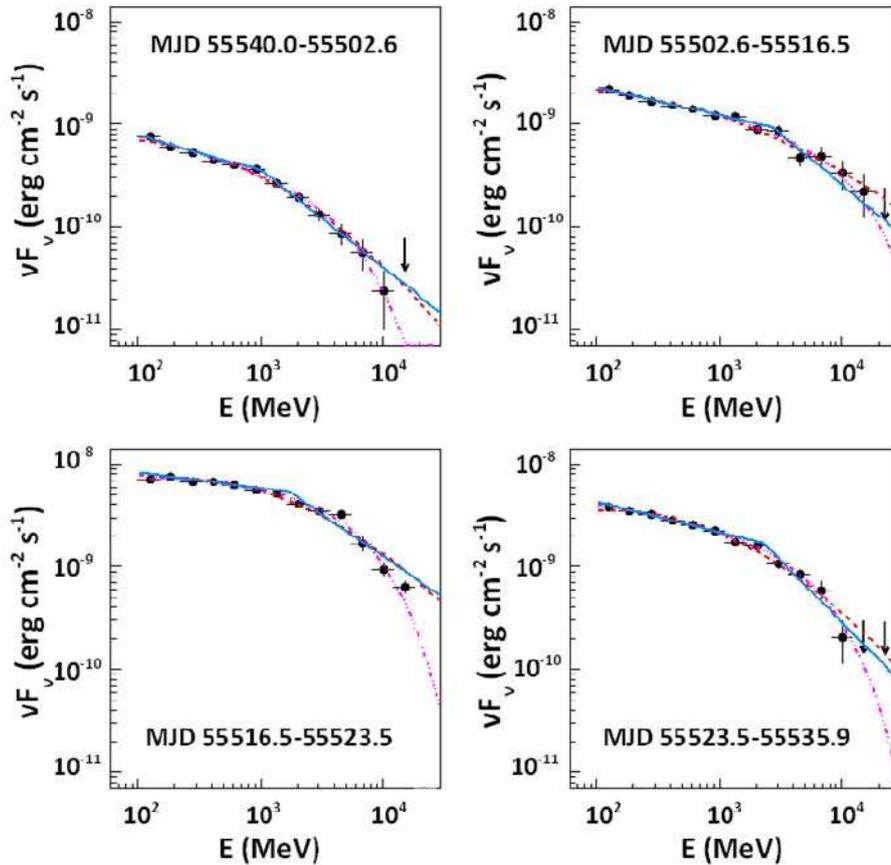


FIG. VII.21 – SED pour les 4 périodes délimitées sur la Figure VII.8 : pré-flare, plateau, flare et post-flare (haut en bas, gauche à droite). Les données furent ajustées à l'aide de 3 fonctions : BPL (bleu), Log Parabola (rouge) et PL avec coupure exponentielle (rose). Les paramètres des ajustements sont disponibles dans la Table VII.2 sous la dénomination B-1, B-2, B-3 et B-4.

Afin de rendre la comparaison plus aisée entre les différentes fonctions, la Table VII.3 donne les valeurs de χ^2 réduits entre les points de la SED et les différentes fonctions pour les périodes B-1 à B-4.

Pour la phase pré-flare et le plateau, les fonctions BPL et PLEC donnent une qualité d'ajustement similaire, l'ajustement en Log Par étant bien moins bon. La PLEC est préférée pour la période post-

Paramètres de la fonction **BPL**, $N(E) \propto (E/E_{break})^{-\gamma_i}$ avec $i=1$ si $E < E_{break}$ et $i=2$ si $E > E_{break}$

Période	Flux[E>100 MeV] (10^{-6} photon cm^{-2} s^{-1})	Luminosité (10^{48} erg s^{-1})	Γ_1	Γ_2	E_{break} (GeV)	ΔL
A-1	3.45±0.08	5.9	2.31±0.02	3.19±0.12	1.8 ^{+0.2} _{-0.2}	-29.3
A-2	15.5±0.5	27.2	2.33±0.03	3.29±0.21	2.7 ^{+0.5} _{-0.4}	-15.5
A-3	4.40±0.07	7.5	2.32±0.02	3.12±0.08	1.6 ^{+0.1} _{-0.1}	-66.2
A-4	10.2±0.2	17.1	2.38±0.02	3.23±0.14	2.4 ^{+0.8} _{-0.3}	-50.7
B-1	3.52±0.08	7.8	2.34±0.02	2.95±0.07	1.0 ^{+0.1} _{-0.1}	-31.6
B-2	11.2±0.2	26.3	2.28±0.02	3.00±0.10	2.8 ^{+0.3} _{-0.6}	-18.1
B-3	43.0±0.6	105.8	2.15±0.01	2.81±0.05	1.7 ^{+0.1} _{-0.2}	-74.5
B-4	20.2±0.3	45.5	2.29±0.02	3.20±0.10	2.3 ^{+0.3} _{-0.3}	-44.4

Paramètres de la fonction **LogPar**, $N(E) \propto E^{-\alpha-\beta \log(E/1\text{GeV})}$

Période	Flux[E>100 MeV] (10^{-6} photon cm^{-2} s^{-1})	Luminosité (10^{48} erg s^{-1})	α	β	ΔL
A-1	3.33±0.08	5.9	2.52±0.03	0.11±0.02	-25.2
A-2	15.0±0.5	27.1	2.48±0.03	0.09±0.02	-14.3
A-3	4.25±0.07	7.4	2.54±0.02	0.12±0.01	-62.0
A-4	9.8±0.2	16.8	2.55±0.03	0.10±0.02	-47.6
B-1	3.45±0.07	7.7	2.61±0.03	0.11±0.01	-26.3
B-2	10.9±0.3	26.6	2.39±0.02	0.06±0.01	-13.8
B-3	41.7±0.7	103.5	2.36±0.02	0.11±0.01	-73.7
B-4	19.1±0.4	44.4	2.49±0.02	0.12±0.01	-37.4

Paramètres de la fonction **PL + Exponential Cutoff**, $N(E) \propto E^{-\Gamma} \exp(-E/E_{cutoff})$

Période	Flux[E>100 MeV] (10^{-6} photon cm^{-2} s^{-1})	Luminosité (10^{48} erg s^{-1})	Γ	E_{cutoff} (GeV)	ΔL
A-1	3.42±0.08	5.9	2.29±0.03	5.2±0.9	-28.2
A-2	15.3±0.5	26.8	2.25±0.04	7.0±1.7	-15.5
A-3	4.37±0.07	7.4	2.24±0.03	5.2±0.6	-63.9
A-4	10.1±0.2	17.0	2.30±0.03	7.0±1.3	-51.4
B-1	3.5±0.1	7.7	2.30±0.04	5.0±1.0	-24.1
B-2	11.1±0.4	26.0	2.23±0.03	11.0±2.4	-18.3
B-3	42.8±1.0	102.1	2.09±0.02	6.2±0.7	-85.5
B-4	20.0±0.5	44.8	2.21±0.02	5.9±0.8	-46.7

Note. ΔL représente la différence de log vraisemblance par rapport à un ajustement en PL simple.

TAB. VII.2 – Paramètres des fonctions **BPL**, **Log Par** et **PLEC** ajustés pour les différentes périodes considérées dans la Figure VII.21

Période	$\chi_{red,BPL}^2$	$\chi_{red,LogPar}^2$	$\chi_{red,PLEC}^2$
B-1	6.3/8	19.6/9	9.4/9
B-2	6.5/9	12.5/10	7.2/10
B-3	45.9/9	43.9/10	22.8/10
B-4	16.6/8	13.0/9	6.3/9

TAB. VII.3 – χ_{red}^2 de l'ajustement par des fonctions BPL, Log Par et PLEC pour les 4 périodes de la Figure VII.8.

flare. Durant le flare, aucune des trois fonctions ne donne un ajustement vraiment satisfaisant. Ceci pourrait être une conséquence de l'évolution spectrale significative observée durant cette période. Une analyse plus détaillée fut réalisée sur différents sous-intervalles correspondant aux différents sous-sursauts composant l'éruption principale. Bien que 4 sous-sursauts aient été identifiés précédemment, nous étudierons ici 5 périodes, un recouvrement partiel existant entre les deux dernières. Une SED fut construite pour chacune de ces périodes et les fonctions habituelles y furent ajustées. La Table VII.4 regroupe les paramètres principaux issus de ces différents ajustements.

Les résultats d'analyse des 3 premiers sous-sursauts sont cohérents en terme de courbure. Un spectre significativement plus dur est par contre observé pour les périodes MJD 55519.7-55520.8 et 55520.0-55521.5. Sur ce dernier intervalle, l'ajustement en PLEC donne $E_{cutoff} = 8.3 \pm 1.7$, valeur significativement plus élevée que celle mesurée sur les autres périodes.

5.3 Evolution de l'énergie de coupure

Les résultats issus d'un ajustement en BPL (Table VII.2) pour l'éruption de Décembre 2009-Avril 2010 donnent une énergie de coupure moyennée sur les 4 périodes d'environ 2.1 GeV, ce qui est cohérent avec la cassure spectrale à 2 GeV trouvée par Abdo et al. (2009d). Cependant, dans le cas de l'éruption de Décembre 2009, la gamme de flux balayée est telle qu'elle nous permet pour la première fois d'étudier la position de la coupure spectrale en fonction des différents états de flux de la source, sur un domaine de flux jusque là jamais couvert pour cette source. La Figure VII.22 représente la variation de l'énergie de coupure pour un ajustement en BPL (gauche) et de l'énergie du cutoff pour un ajustement en PL+Exp (droite) en fonction du flux, pour différentes périodes d'observation.

Aucune évolution évidente de l'énergie de coupure avec le flux ne ressort de cette analyse. Même si une légère tendance à l'observation d'une coupure à plus haute énergie pour les flux les plus éle-

Période (MJD)	BPL			LogPar		PLEC	
	Γ_1	Γ_2	E_{break} (GeV)	α	β	Γ	E_{cutoff} (GeV)
55516.8-55518.0	2.09±0.03	4.3±0.5	4.0 ^{+0.4} _{-1.2}	2.26±0.03	0.12±0.02	2.03±0.04	6.0±1.2
55518.0-55519.0	2.27±0.03	4.5±0.6	4.4 ^{+0.7} _{-0.5}	2.45±0.04	0.11±0.02	2.19±0.05	5.7±1.8
55519.0-55519.7	2.32±0.03	7.00±0.06	7.0 ^{+0.6} _{-1.0}	2.47±0.05	0.11±0.03	2.14±0.05	4.8±1.1
55519.7-55520.8	2.08±0.03	2.75±0.6	1.3 ^{+0.3} _{-0.2}	2.32±0.03	0.12±0.02	2.03±0.04	5±1
55520.0-55521.5	-	-	-	2.27±0.03	0.11±0.02	2.05±0.03	8.3±1.7

TAB. VII.4 – Paramètres des ajustements pour les 5 sous-intervalles de la période "flare"

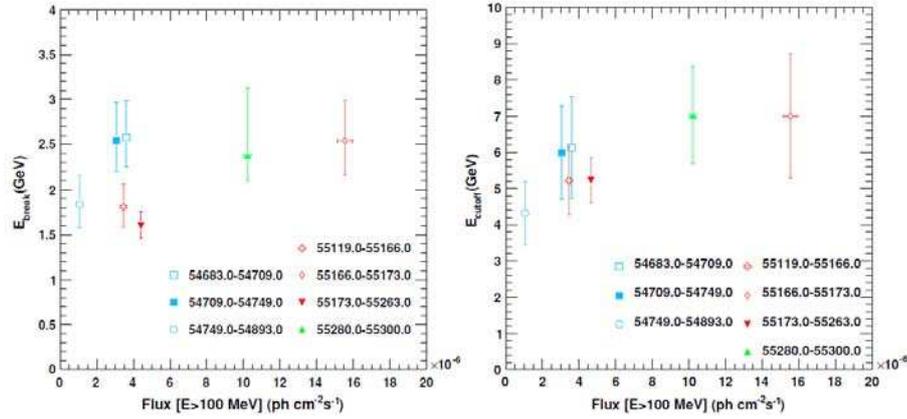


FIG. VII.22 – Energie de coupure (gauche) et énergie du cutoff (droite) en fonction du flux pour différentes périodes d’observation : MJD 54683-54709 (5-31/07/2008), MJD 54709-54749 (31/08-10/10/2008), MJD 54749-54893 (10/10/2008-03/03/2009), MJD 55119-55166 (15/10-01/12/2009), MJD 55166-55173 (01-08/12/2009), MJD 55173-55263 (08/12/2009-08/03/2010) et MJD 55280-55300 (25/03-14/04/2010).

vés semble se dessiner, la position de la cassure spectrale semble plutôt stable avec le temps et avec les différents états de flux de la source. A flux donné, la position de la coupure en énergie est légèrement différente de la valeur obtenue pour l’éruption de Juillet 2008 (MJD 54683-54709), mais l’ensemble des valeurs de E_{break} et E_{cutoff} est constant à un facteur ≈ 2 près. Pour les mêmes périodes d’observation, Striani et al. (2010) trouvèrent, à l’aide de l’analyse des données AGILE, une variabilité spectrale bien marquée, avec un indice spectral aussi faible que 1.66 ± 0.32 durant l’éruption de Décembre 2009. Ce comportement n’est pas confirmé par l’analyse présentée dans cette thèse. La raison de cette différence à 2σ pourrait être liée aux relatives faibles performances d’AGILE comparées à celles du LAT. Par exemple, AGILE est équipé d’un calorimètre de dimensions très modestes puisqu’il n’est épais que de 1.5 longueur de radiation (Marisaldi et al., 2009). L’erreur systématique annoncée est de 10% sur le flux dans le premier catalogue de sources de la Collaboration AGILE (Pittori et al., 2009b). Cette incertitude pourrait donc être également assez élevée pour la mesure de l’indice spectral.

Une analyse similaire pour l’éruption de Novembre 2010 est présentée en Figure VII.23. Celle-ci présente la variation de E_{break} (gauche) et E_{cutoff} (droite) avec le flux pour les différentes périodes considérées dans l’analyse présentée en amont (ronds roses) et pour les différentes éruptions passées (carrés bleus).

Comme nous l’avons déjà précédemment observé pour les éruptions de Décembre 2009 et d’Avril 2010, aucune évolution forte de E_{break} ni de E_{cutoff} n’est à noter. L’énergie de coupure évolue tout au plus d’un facteur 2 alors que le flux varie d’un facteur ≈ 40 .

5.4 Photon le plus énergétique

Durant la période MJD 55140-55261 (5 Nov.2009 - 6 Mars 2010), le photon le plus énergétique trouvé à l’intérieur d’un rayon de confiance de 95% autour de la position de 3C 454.3 fut détecté à MJD 55179.98 avec une énergie $E = 20.7$ GeV. Le flux était alors de $F_{E>100MeV} = 6 \times 10^{-6}$

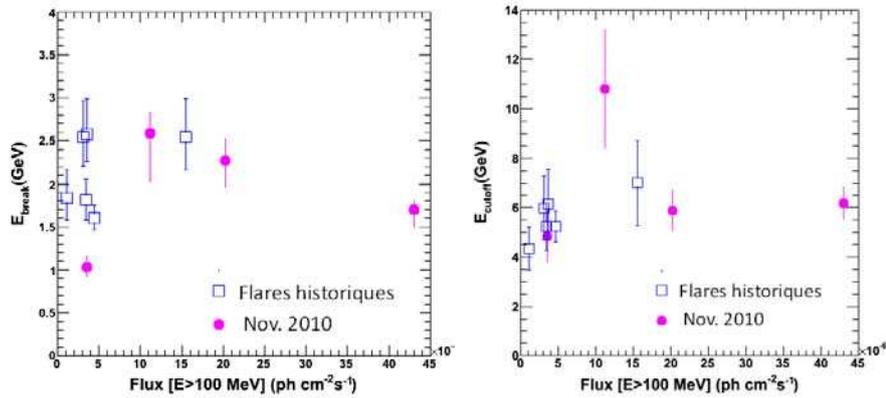


FIG. VII.23 – Evolution de E_{break} et E_{cutoff} avec le flux pour les différentes périodes considérées précédemment (ronds roses) et pour les éruptions passées (carrés bleus).

$\text{ph cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et le temps de variabilité $t_{var} \approx 1$ jour. Cette date correspond au 14 Décembre 2009, 23 :31 :12, environ 12 jours après que le flux ait atteint sa valeur maximale. Ce jour là (MJD 55167 i.e. 2 Décembre 2009), alors que le flux moyen sur la journée dépassait les $20 \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, le photon le plus énergétique fut détecté avec $E = 8.5 \text{ GeV}$.

Durant l'éruption de Novembre 2010, le photon le plus énergétique, d'énergie $E_{max} = 31 \text{ GeV}$, fut détecté à MJD 55521.46 soit le 21 Novembre. La détection de ce photon est signalée par une flèche sur la Figure VII.8. Cette détection intervint durant la phase descendante du flux, un peu plus d'un jour après le maximum. Nous verrons dans la Section 6 que ceci pourrait constituer la signature du passage de la zone émettrice au niveau des limites externes de la BLR au-delà de laquelle le phénomène d'atténuation des photons gamma par production de paires avec les photons de celle-ci ne serait plus effectif.

Les différents paramètres observationnels tels que le temps de variabilité le plus court et l'énergie du photon le plus énergétique provenant de la source vont désormais nous aider à caractériser la zone d'émission au sein de la source, de poser des contraintes sur le facteur Doppler, le facteur de Lorentz ou sur le champ magnétique.

6 Interprétation physique des observations : caractérisation de la zone d'émission

L'étude des différentes éruptions observées avec le *Fermi*-LAT permet d'accéder à une image bien plus précise du comportement de 3C 454.3 en période d'intense activité. L'étude corrélée des variations du flux et des variations spectrales menée pour la première fois avec tant de précision dans le domaine des rayons gamma et rendue possible par un flux exceptionnellement élevé, a révélé des caractéristiques intéressantes telles qu'une faible variabilité spectrale, un léger changement dans la coupure spectrale pour différents flux. Ces caractéristiques sont d'autant plus intéressantes qu'il est raisonnable de penser que, dans une certaine mesure, elles peuvent également s'appliquer aux autres

FSRQs en période d'éruption. Cependant, étant donné le caractère exceptionnel des flux considérés dans cette analyse, il apparaît difficile de vérifier cette hypothèse. Une chance réside dans le fait qu'étant données les caractéristiques techniques du LAT, les sources possédant un spectre plus dur que 3C 454.3 peuvent potentiellement être étudiées avec la même précision à un flux significativement inférieur. Mais seuls 189/360 FSRQs contenus dans le 2 FGL (Nolan et al., 2012) ont un spectre plus dur que 3C 454.3. Les développements présentés dans la suite ont majoritairement été le fruit d'une collaboration avec Chuck Dermer.

Durant l'éruption de Décembre 2009, la luminosité de 3C 454.3 atteignit une valeur environ 3 fois supérieure à la luminosité de PKS 1502+106 lors de son éruption d'Août 2008 (Abdo et al., 2010h), mais resta inférieure à la luminosité alors jusque-là inégalée ($L_{PKS\ 1622} \sim 5.1 \times 10^{49}$ erg s⁻¹ avec le modèle cosmologique actuel) de PKS 1622-297 lors de son éruption de 1995 (Mattox et al., 1997b). En effet, un flux $F_{E>100MeV} = (22 \pm 1) \times 10^{-6}$ ph cm⁻² s⁻¹ provenant de 3C 454.3, situé à $z=0.859$, implique une luminosité gamma isotrope apparente⁸ au-dessus de 100 MeV de $L_\gamma \cong (3.8 \pm 0.2) \times 10^{49}$ erg s⁻¹. Les luminosités moyennées sur les différentes périodes détaillées précédemment pour cette éruption de Décembre sont données dans la Table VII.2.

L'éruption de Novembre 2010 fut quant à elle caractérisée par un flux maximum $F_{100} = (85 \pm 5) \times 10^{-6}$ ph cm⁻² s⁻¹, pour une intégration des données sur 3 heures. Ceci implique, en supposant un profil de spectre de type BPL, une luminosité gamma isotrope apparente $L_\gamma = 10^{50} L_{50}$ erg s⁻¹ avec $L_{50} = 2.1 \pm 0.2$. Cette fois, $L_\gamma \approx 4L_{PKS\ 1622}$, faisant de cette luminosité la plus élevée jamais observée dans le domaine gamma pour un blazar. Foschini et al. (2011) obtinrent une luminosité $L_{50} \approx 3$ durant cette même éruption, en supposant un spectre en PL et en considérant un court intervalle temporel sur lequel $F_{100} \gtrsim 100 \times 10^{-6}$ ph cm⁻² s⁻¹. Durant les 5 jours que durèrent l'éruption, le flux $F_{100} = (43 \pm 1) \times 10^{-6}$ ph cm⁻² s⁻¹ impliqua $L_{50} \simeq 1.0$.

Une estimation de la masse du trou noir au sein de 3C 454.3 par Bonnoli et al. (2011) et Gu et al. (2001) donne $0.5 \lesssim M_9 \lesssim 4$, où M_9 est exprimée en $10^9 M_\odot$, impliquant une luminosité d'Eddington $L_{Edd} \approx (0.6 - 5) \times 10^{47}$ erg s⁻¹. Afin que la luminosité durant les éruptions reste inférieure à L_{Edd} , un jet d'ouverture angulaire $\theta_j \lesssim 2^\circ - 6^\circ$ doit être envisagé ainsi qu'un facteur d'amplification $(1 - \cos\theta_j)^{-1} \gtrsim 200 - 1600$.

Durant ses différentes éruptions, 3C 454.3 montra des signes de variabilité très rapide avec des doublements de flux en des temps de l'ordre de quelques heures. L'ajustement du modèle à l'éruption de MJD 55170 implique une échelle de temps de doublement du flux de $\ln(4) \times T_r \sim 2.3$ heures. Cependant, si le plus gros de l'éruption était caractérisé avec une si courte échelle de temps, l'on s'attendrait à obtenir une courbe de lumière bien plus erratique que celle dont nous disposons (Figure

8

Cette luminosité est qualifiée d'apparente puisqu'elle est calculée sur un angle solide de 4π . Or dans la réalité, la source n'émet pas de façon isotrope mais à l'intérieur d'un jet d'ouverture angulaire θ . Pour obtenir la luminosité réelle de la source, il faut donc rapporter la valeur de cette luminosité apparente à la valeur de l'angle solide sous-tendu par le jet. La luminosité apparente peut être calculée à partir de la formule suivante :

$$L_\gamma = 4\pi d_L^2 F(E > E_{min}) \quad (\text{VII.4})$$

où $F(E > E_{min})$ est le flux en énergie (en erg cm⁻² s⁻¹) au-dessus de E_{min} et d_L la distance lumineuse définie comme suit :

$$d_L = \frac{cz}{H_0} \left[1 + z \left(1 - \frac{3\Omega_m}{4} \right) + O(z^2) \right] \quad (\text{VII.5})$$

où la valeur de Ω_m a été donnée en page 114.

VII.6). Puisque l'allure globale de cette courbe de lumière est plutôt lisse, l'échelle de temps de variabilité dominante semble être plutôt de l'ordre d'un jour. Les sursauts très rapides pourraient refléter l'existence de sous-structures, internes ou externes à la zone d'émission principale, caractérisées par une région d'émission de taille inférieure à :

$$R' \approx \frac{\delta c t_{var}}{(1+z)} \approx 3.3 \times 10^{15} \left(\frac{\delta}{25} \right) \left(\frac{t_{var}}{2.3h} \right) cm \approx \frac{22}{M_9} \left(\frac{\delta}{25} \right) \left(\frac{t_{var}}{2.3h} \right) R_g \quad (\text{VII.6})$$

où $R_g = GM/c^2$ est le rayon gravitationnel.

Les différentes signatures observées durant l'éruption de Décembre 2009 (voir Figure VII.17) nous renseignent sur les processus d'accélération et de refroidissement au niveau de la zone d'émission. Les différents cas envisageables reposent tous sur un scénario commun faisant intervenir le temps de variabilité t_{var} , le temps d'accélération t_{acc} (indépendant de l'énergie des électrons) et le temps de refroidissement par rayonnement synchrotron t_{cool} , inversement proportionnel à l'énergie de la particule (Kirk & Mastichiadis, 1999). Plaçons-nous au niveau d'un front de choc avec une zone de refroidissement en amont du front et une zone d'accélération au niveau du front. Lorsqu'une injection de nouveaux électrons a lieu au niveau du front de choc (électrons provenant du plasma ambiant à basse énergie), ces derniers, de faible énergie par définition puisque non encore accélérés, participent à une augmentation du flux de photons de basse énergie conduisant à un ramollissement du spectre. Par la suite, ces électrons sont accélérés en traversant et retraversant plusieurs fois le choc (voir processus de Fermi dans la Section 3.2), ce qui conduit à un durcissement progressif du spectre. Les électrons de hautes énergies refroidissent alors plus vite que ceux de basse énergie rendant le spectre de la source plus mou. Les temps de refroidissement et d'accélération étant variables d'un cas à l'autre, le profil d'évolution du spectre peut prendre des allures très diverses, menant aux différents motifs observés dans la Figure VII.17 :

- $t_{cool} \gg t_{acc} \gg t_{var}$: la phase d'accélération des électrons peut être considérée comme un processus instantané. Toutes les particules atteignent leur énergie maximale très rapidement et passent ensuite dans la zone de refroidissement. Le flux émis à basse énergie commence alors à diminuer avec une échelle de temps équivalente au temps de refroidissement. On passe donc d'une phase caractérisée par une augmentation de flux et un durcissement du spectre (la phase initiale d'accélération des électrons et donc de durcissement du spectre étant négligée puisqu'instantanée) à une phase de diminution de flux accompagnée d'un ramollissement du spectre. Ce processus se traduit par une boucle de sens anti-horaire (pour la définition de Γ telle que donnée préalablement dans ce manuscrit) dans le plan (F, Γ) et est connu sous le nom anglais de *soft lag*.

- $t_{cool} \simeq t_{acc} \simeq t_{var}$: la phase initiale d'accélération des électrons lors de leur injection au niveau du choc ne peut cette fois être négligée. La phase d'augmentation initiale de flux du cas précédent est donc accompagnée tout d'abord d'un ramollissement du spectre suivi d'un durcissement. La fin du processus reste inchangée. Ceci se traduit donc pas une boucle de sens horaire cette fois dans le plan (F, Γ) , mieux connu sous le nom de *hard lag*.

L'éruption de MJD 55167 est associée à une boucle de sens horaire, caractéristique d'un *hard lag*, avec un doublement de flux accompagné d'un indice spectral presque constant (ou un léger durcissement). Le χ^2 réduit pour une valeur d'indice spectral constante est $\chi_{red}^2 = 28.6/9 \sim 3.2$. Au contraire,

l'éruption de MJD 55170, de très courte durée, montre une indication d'une boucle de sens anti-horaire ($\chi_{red}^2 = 6.0/7$), caractéristique d'un *soft lag*. Le diagramme (F, Γ) montre pour ce cas le motif le plus simple et ordonné constitué d'un ramollissement du spectre accompagné d'une augmentation de flux suivi ensuite d'une diminution en flux et un durcissement du spectre. Cette boucle pourrait refléter l'échelle de temps sous-jacente de variabilité de 3C 454.3. Cependant, étant donné que ce genre de motif n'est observé dans aucun autre des événements étudiés, aucune conclusion forte ne peut être tirée. L'éruption de MJD 55195 montre un profil un peu chaotique dont il se dégage un ramollissement du spectre durant le plateau (point 3-6) suivant une augmentation de flux, scénario attendu dans le cas d'un refroidissement. Cependant, la significativité de ce motif est faible ($\chi_{red}^2 = 8.6/9$). Les courbes de lumière de ces trois éruptions ont des profils très différents. L'éruption de MJD 55167 montre un profil plutôt asymétrique, avec une montée en flux de plus longue durée que la descente, contrairement à l'éruption de MJD 55170 par exemple. Ce phénomène peut être lié à une accélération initiale des électrons plus ou moins rapide.

Durant l'éruption de Novembre 2010, une boucle de sens horaire apparaît clairement (voir Figure VII.19), signature d'un *hard-lag*. Le durcissement du spectre est suivi d'un ramollissement brutal. Ce phénomène est certainement dû à un refroidissement rapide des électrons. Les différents profils de spectres observés durant l'éruption reflètent la dominance alternée des processus d'accélération et de refroidissement des populations d'électrons.

Comme vu à la Section VI.8.4, le facteur Doppler peut être contraint de plusieurs façons, l'une d'entre elles reposant sur le fait qu'une région devient transparente aux rayons gamma si l'opacité $\tau_{\gamma\gamma} < 1$. Si par simplicité l'on considère un spectre synchrotron νF_ν plat, i.e. si l'on pose $A = a = b = 0$ dans la formule VI.84, celle-ci devient :

$$\delta_{min} = \left[\frac{\sigma_T d_L^2 (1+z)^2 f_\varepsilon \varepsilon_1}{4 t_{var} m_e c^4} \right]^{1/6} \quad (\text{VII.7})$$

f_ε est le spectre νF_ν de 3C 454.3 mesuré à la fréquence $\nu = m_e c^2 \varepsilon / h$. Pour estimer δ_{min} , le photon le plus énergétique, d'énergie E_1 , durant la période sur laquelle f_ε et $t_{var,j}$ (exprimé en jours) ont été déterminés, va être utilisé. f_ε est évalué à $\varepsilon = \hat{\varepsilon} = \frac{2\delta^2}{(1+z)^2 \varepsilon_1}$ en se basant sur la condition de seuil de production de paires (voir Equation VI.79)

Si l'on écrit $f_\varepsilon = 10^{-10} f_{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dans l'Equation VII.7, l'on obtient :

$$\delta_{min} \approx 13 \left[\frac{f_{-10} E_1 (10 \text{ GeV})}{t_{var}} \right]^{1/6} \quad (\text{VII.8})$$

et

$$\hat{E} (\text{keV}) \cong \frac{9.5 (\delta/25)^2}{E_1 (10 \text{ GeV})} \quad (\text{VII.9})$$

Des observations menées par *Swift*/XRT contemporaines de la période durant laquelle le photon d'énergie $E_1 = 20 \text{ GeV}$ a été détecté dans l'éruption de Décembre 2009 montrent un flux d'énergie de rayons X $\approx 5 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour une énergie $\approx 3 \text{ keV}$ (Bonnoli et al., 2011). Ces différentes mesures donnent une limite inférieure sur le facteur de Doppler $\delta_{min} \approx 13$.

Des observations *Swift*/XRT contemporaines de l'éruption de Novembre 2010 donnent un flux d'énergie dans la bande 2-10 keV de $8 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et un indice de 1.70. L'observation

d'une variabilité corrélée entre les domaines X et gamma suggèrent le fait que les rayons gamma sont produits dans la même région que les rayons X. Le temps de variabilité observé durant cette période est $t_{var} = \ln(2) \times T_f = 0.4$ jour, durant la phase descendante de flux. Combiné à un photon de 31 GeV, la limite inférieure obtenue sur le facteur Doppler est dans ce cas $\delta_{min} = 16$, ce qui est légèrement supérieur à la valeur obtenue pour l'éruption de Décembre 2009. La taille estimée de la région d'émission dans le référentiel comobile est $R' = ct_{var}\delta_{min}/(1+z) \approx 3 \times 10^{15}$ cm.

En comparant le flux mesuré à $E_{max} = 31$ GeV avec le flux extrapolé à partir des plus basses énergies, une limite supérieure sur l'opacité $\gamma\gamma$ provenant de l'annihilation des photons gamma avec les photons de la BLR peut être déduite : $\tau_{\gamma\gamma}(E_{max}) \approx 2$. En supposant une BLR de luminosité 3×10^{45} erg s⁻¹ (Pian et al., 2005), et en adoptant une taille de BLR $r_{BLR} \approx 6 \times 10^{17}$ cm, soit environ 0.2 pc à partir de la technique de réverbération qui utilise le retard observé entre le flux continu de photons provenant directement de la zone d'émission et les photons se réfléchissant sur la BLR (Kaspi et al., 2007), l'opacité $\tau_{\gamma\gamma}(R_{em})$ peut être calculée à la distance R_{em} de la zone d'émission au trou noir (Reimer, 2007). En supposant que les nuages de la BLR sont distribués entre 0.01 pc et r_{BLR} , la condition $\tau_{\gamma\gamma}(E_{max}) = 2$ est satisfaite pour $R_{em} \simeq 0.14$ pc. Ainsi, la zone d'émission devait se trouver au niveau des limites externes de la BLR au moment de l'émission du photon de 31 GeV, là où les processus d'atténuation par production de paires avec les photons de la BLR ne sont plus effectifs.

Le facteur Doppler peut également être contraint à partir d'un argument concernant le flux d'énergie de la composante SSC par rapport à celui de la composante de rayons X (voir Section 8.4). La luminosité Compton, dans le repère de l'observateur, est liée à la densité d'énergie des photons externes u_{EXT} :

$$\frac{L_{EC}}{L_{SYN}} \sim \frac{u_{EXT}}{u_B} \quad (\text{VII.10})$$

or $[u_B] = \frac{[E]}{[L]^3} = \frac{\delta[E']}{\delta^3[L']} = \frac{1}{\delta^2}[u'_B]$ (rappel : les quantités primées se réfèrent au référentiel de la source et les quantités non primées à celui de l'observateur), d'où :

$$\frac{L_{EC}}{L_{SYN}} \sim \delta^2 \frac{u_{EXT}}{u'_B} \quad (\text{VII.11})$$

En combinant les Equations VI.83 et VII.11 et en éliminant le champ magnétique, on obtient l'expression suivante :

$$\delta \geq 17.6 \left(\frac{L_{SYN}}{10^{48} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{1/8} \left(\frac{L_{EC}}{10^{49} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{1/8} \left(\frac{L_X}{10^{47} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{-1/8} \times t_{var,j}^{-1/4} \left(\frac{u_{EXT}}{0.015 \text{ erg cm}^{-3}} \right)^{-1/8} \quad (\text{VII.12})$$

De la même façon, si l'on élimine le facteur Doppler, on obtient une limite inférieure sur la valeur du champ magnétique :

$$B'(G) \geq 3.4 \left(\frac{L_{SYN}}{10^{48} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{5/8} \left(\frac{L_{EC}}{10^{49} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{-3/8} \left(\frac{L_X}{10^{47} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{-1/8} \times t_{var,j}^{-1/4} \left(\frac{u_{EXT}}{0.015 \text{ erg cm}^{-3}} \right)^{3/8} \quad (\text{VII.13})$$

Pour l'éruption de Décembre 2009, un ordre de grandeur des valeurs des luminosités isotropes L_{SYN} , L_X et L_{EC} fut extrait de la Figure 4 de Bonnoli et al. (2011) (voir Figure VII.24). Si la région

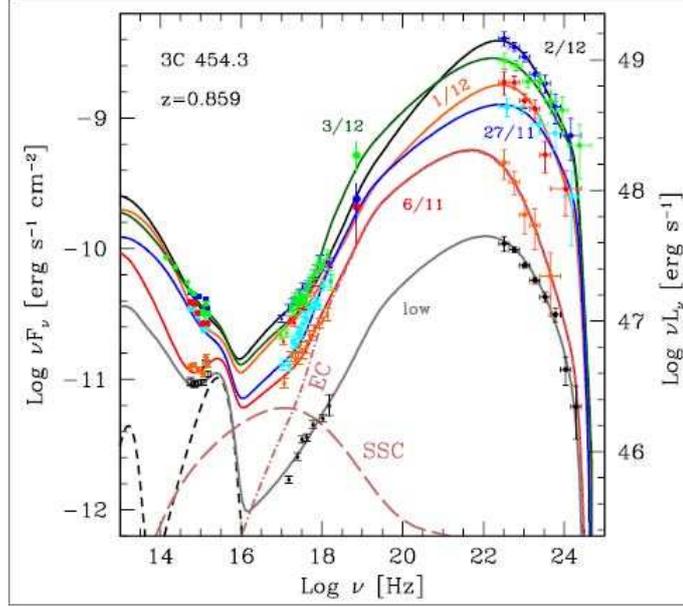


FIG. VII.24 – SED de 3C 454.3 pour 6 époques différentes : 6 et 27 Nov. 2009, 1, 2 et 3 Déc. 2009 et une période antérieure de faible activité. Figure extraite de Bonnoli et al. (2011).

d'émission est située à l'intérieur de la BLR, $u_{EXT} \sim L_{BLR}/(4\pi r_{BLR}^2 c)$, où L_{BLR} est la luminosité des raies en émission larges et r_{BLR} le rayon caractéristique de la BLR. Des mesures de la raie Ly α par *GALEX* permirent d'approximer L_{BLR} à $L_{Ly\alpha} \approx (2 - 4) \times 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ et d'adopter $r_{BLR} \approx 6 \times 10^{17} \text{ cm}$ en supposant que la taille de la BLR déduite de la raie CIV à $\lambda = 1549 \text{ \AA}$ est similaire à celle déduite de la raie Ly α à $\lambda = 1218 \text{ \AA}$ (Bonnoli et al. (2011), Kaspi et al. (2007)).

Si la région source est trouvée bien à l'intérieur de la BLR, i.e. proche du trou noir central, le rayonnement du disque d'accrétion peut constituer la source de photons cibles dominante à l'origine de la production de rayons gamma. La densité d'énergie des photons cibles est très sensible au rayon de la BLR.

L'analyse d'observations radio effectuées à différentes époques donne $\delta = 24.6 \pm 4.5$, un facteur de Lorentz $\gamma_b = 15.6 \pm 2.2$ (facteur de Lorentz de la zone d'émission dans son ensemble) et un angle d'observation $\theta = 1.3^\circ \pm 1.2^\circ$ obtenu à partir d'observations superlumériques (Jorstad et al., 2005). L'ensemble des contraintes obtenues sur le facteur de Doppler sont cohérentes avec ce résultat et deviendraient encore plus restrictives si l'on adoptait un temps de variabilité plus court. Nous prendrons donc $\delta_{25} = \delta/25 \approx 1$ et $\gamma_{15} = \gamma_b/15 \approx 1$. La contrainte sur la valeur du champ magnétique B' est de l'ordre de quelques fois le champ magnétique à l'équipartition (pour lequel la densité d'énergie des particules relativistes est égale à celle du champ magnétique) :

$$B'_{eq}(G) \approx \frac{2(f_{SYN,peak,-10}\Lambda_2)^{2/7}}{\delta_{25}^{13/7} v_{SYN,peak,13}^{1/7} t_v^{6/7}(j)} \quad (\text{VII.14})$$

où $f_{SYN,peak} = 10^{-10} f_{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ est le flux observé dans le pic synchrotron, $v_{SYN,peak} = 10^{13} \nu_{13}$ la fréquence du pic synchrotron. $100\Lambda_2 = (1 + \zeta_{pe}) \ln(\epsilon_2/\epsilon_1)$ où ζ_{pe} est le rapport entre

l'énergie des protons et des électrons et ε_1 et ε_2 délimitent la zone de la SED ($vF_v \propto v^{1/2}$) sur laquelle s'étend l'émission synchrotron.

Pour un jet de géométrie conique et d'ouverture angulaire $\theta_j \gtrsim R/r \sim 1/\gamma_b$, la distance entre le trou noir central et la zone d'émission est $R_{em} \lesssim 2c\gamma_b^2 t_{var}/(1+z)$ (voir Equation VI.70) $\approx 0.2\gamma_{15}^2 t_{var,j} pc$. Dans le cas de l'éruption de Décembre 2009, ceci implique une zone d'émission proche de la limite extérieure de la BLR, à une distance du trou noir inférieure au parsec. Un jet d'ouverture angulaire plus faible, comme suggéré par les observations radio (Jorstad et al. (2005), Pushkarev et al. (2009)) placerait la zone d'émission plus loin, à l'extérieur de la BLR.

L'éloignement de la zone émettrice au trou noir central déduit des données de l'éruption de Novembre 2010 est de l'ordre de $R_{em} \approx 0.1$ pc, pour $\gamma_b = \delta_{min} = 16$ et $t_{var} \simeq 0.4$ jour, ce qui est cohérent avec la distance déduite des observations de Décembre 2009. Ces résultats suggèrent un jet d'ouverture angulaire $\theta_j \simeq 3^\circ$, également compatible avec la valeur de Décembre.

Les éruptions montrant les variations de flux les plus rapides (t_{var} les plus courts) pourraient avoir été générées à l'intérieur de la BLR ($R_{em} < 1$ pc) alors que les émissions plus lentement variables pourraient être créées par des nodules de plasma à des distances plus élevées du trou noir. Les variations spectrales dues à différentes sources de photons cibles pourraient s'expliquer par un mélange de diverses composantes créées à faible et grande distances. De plus, des collisions "résiduelles" à grande distance pourraient être à l'origine d'une composante d'émission sous-jacente lentement variable et observée également dans le cas des GRBs (Li & Waxman, 2008).

Les brusques changements de flux observés sur la Figure VII.6 pourraient être dus à différents facteurs tels qu'un changement du champ magnétique moyen, du nombre d'électrons, du facteur Doppler, de la densité de photons cibles, un changement de spectre dû au déplacement du jet ou bien alors une combinaison de plusieurs de ces facteurs. Quelle que soit l'explication, elle doit tenir compte des faibles changements spectraux observés, comme de la quasi-constance de l'énergie de coupure (Figure VII.22) pour des périodes sur lesquelles des variations de flux d'un ordre de grandeur furent observées.

Un des scénarios envisageables serait relié à la diffusion Compton d'un photon cible dans le régime Klein-Nishina. La diffusion Compton a lieu en régime Thomson lorsque l'énergie du photon est (en unités de $m_e c^2$) $\varepsilon'' \lesssim 1/4$ dans le référentiel au repos de l'électron (un double prime sera assigné aux quantités liées à ce référentiel). Puisque le rayonnement provenant d'électrons ultrarelativistes n'est observé que lorsque ces derniers se déplacent très près de la ligne de visée, pour $\gamma \gg \gamma_b$ cette énergie est $\varepsilon'' \simeq \gamma\delta\varepsilon_*$, où ε_* est l'énergie moyenne des photons cibles dans le référentiel du laboratoire.

La diffusion Compton aura lieu dans la régime Thomson si :

$$\varepsilon_C \simeq \frac{4}{3}\gamma^2\delta^2 \frac{\varepsilon_*}{(1+z)} \quad (\text{VII.15})$$

ce qui revient à :

$$\varepsilon_*\varepsilon_C \simeq \frac{4}{3}\gamma^2\delta^2 \frac{\varepsilon_*^2}{(1+z)} = \frac{(4\gamma\delta\varepsilon_*)^2}{12(1+z)} \quad (\text{VII.16})$$

Les équations 6 et VII.16 mènent à :

$$\varepsilon_*\varepsilon_C \lesssim \frac{1}{12(1+z)} \quad (\text{VII.17})$$

D'où, dans le cas de 3C 454.3 :

$$E_C(\text{GeV}) \lesssim \frac{12}{E_*(\text{eV})} \quad (\text{VII.18})$$

La transition du régime Thomson au régime Klein-Nishina s'effectue donc à $E_C(\text{GeV}) \lesssim \frac{12}{E_*(\text{eV})}$. Il est important de noter que l'énergie du photon diffusé à l'énergie de transition entre ces deux régimes est indépendante du facteur Doppler. Si l'énergie de coupure observée dans le spectre de 3C 454.3 aux environs de 2 GeV est due à la transition vers une diffusion en régime Klein-Nishina, l'énergie des photons cibles est $E_* \approx 6 \text{ eV}$. Cette valeur est proche de l'énergie des photons Lyman α de la BLR à 10.2 eV

Cette possibilité fut testée en comparant un spectre d'électrons en loi de puissance Compton diffusant sur des photons monochromatiques Lyman α avec les données *Fermi*-LAT. Le spectre est indépendant du facteur Doppler δ , mais peut dépendre des facteurs de Lorentz minimum et maximum γ_{min} et γ_{max} des électrons. Les résultats de cette analyse sont montrés en Figure VII.25.

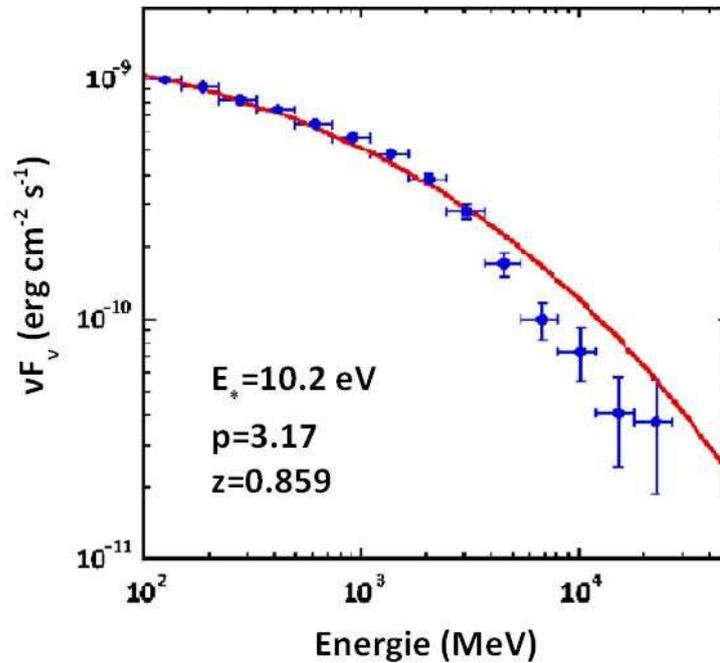


FIG. VII.25 – Modèle obtenu pour 3C 454.3 lorsqu'une distribution d'électrons en loi de puissance (d'indice p) Compton-diffuse sur des photons monochromatiques Lyman α , comparé avec les données du LAT (bleu) pour l'éruption de Décembre 2009. Le meilleur ajustement est obtenu pour un spectre d'injection en loi de puissance d'indice $p = 3.17$. Le modèle n'est pas sensible aux valeurs minimale et maximale du facteur de Lorentz des électrons γ_{min} et γ_{max} pourvu que $\gamma_{min} \lesssim 10^2$ et $\gamma_{max} \gtrsim 10^4$. Figure réalisée par Chuck Dermer.

Il apparaît clairement sur cette figure que le modèle ne reflète pas les données de façon satisfaisante. De plus, un traitement du problème en régime Klein-Nishina (KN) ne ferait que rendre la comparaison moins bonne. En effet, comme démontré par Blumenthal (1971), le refroidissement

moins efficace des électrons par processus IC en régime KN (déclin de la section efficace d'interaction) conduit à un durcissement du spectre des électrons. Ce dernier a pour conséquence un durcissement du spectre des photons dans le domaine du GeV. Un traitement du problème en régime KN estomperait donc la cassure spectrale du modèle déjà trop peu présente dans la Figure VII.25 et ce dernier reproduirait alors les données de façon encore moins satisfaisante. Les résultats de cette analyse démontrent la difficulté d'ajuster cette cassure spectrale bien marquée à l'aide d'une distribution d'électrons en loi de puissance simple, conclusion à laquelle arrivèrent préalablement Abdo et al. (2009d) qui suggérèrent un spectre d'électrons plus complexe. Finke & Dermer (2010) utilisent, quant à eux, une distribution d'électrons en loi de puissance brisée associée à un modèle de diffusion Compton à plusieurs composantes : une contribution du disque et une de la BLR. Cette hypothèse explique la cassure dans le spectre des photons et permet d'ajuster de façon satisfaisante les distributions spectrales en énergie de données quasi-simultanées dans les domaines radio, optique/UV, X et gamma recueillies en Août 2008.

Bien qu'Abdo et al. (2009d) excluent l'absorption de photons par production de paires comme possible origine de la cassure spectrale observée pour 3C 454.3, Poutanen & Stern (2010) proposent une absorption significative rendue possible grâce à la raie Ly α de He II à 40.8 eV et au continuum à 54.4 eV. Cette hypothèse implique que la zone de production des photons gamma soit située en limite interne de la BLR, ce qui est en désaccord avec le résultat de notre étude.

Pour un jet d'ouverture angulaire $\theta_j \approx 1/\gamma_b$ et $\gamma_b \cong 15$, le facteur de focalisation (*beaming factor*) pour un jet s'étendant de part et d'autre du plan de la galaxie est $f_b \cong 1/2\gamma_b^2 \cong 1/(450\gamma_{15}^2)$. Dans le paradigme de l'unification des galaxies radio proposé par Urry & Padovani (1995), les galaxies radio de type FR II seraient la population parente des FSRQs, i.e., les FSRQs sont supposés être des FR II dont l'axe du jet est orienté avec un faible angle par rapport à la ligne de visée. La densité spatiale des galaxies radio de type FR II, de redshift $0.8 < z < 1.5$, est de $\rho \cong 3 \times 10^{-7} \text{ Mpc}^{-3}$ (Gendre et al., 2010). A une distance $z = 1$, le volume de l'Univers est $V \cong 4\pi F_H^3/3 \cong 3 \times 10^{11} \text{ Mpc}^3$. Le nombre de FR II dans un volume de rayon redshift unité est donc $N_{FRII} \cong \rho V \cong 9 \times 10^4$. Ainsi, si toutes les galaxies radio FR II étaient des FSRQs dont le jet est décalé par rapport à la ligne de visée, le nombre de FSRQs dans un volume de redshift unité serait $N_{FSRQ} \leq f_b N_{FRII} \approx 200/\gamma_{15}^2$. Ce nombre est similaire au ≈ 100 blazars émetteurs gamma situés à une distance z inférieure ou égale à 1 et reportés dans Abdo et al. (2010d). Ce résultat est donc en accord avec le scénario d'unification des AGN et permet de valider l'ordre de grandeur du facteur de Lorentz γ qui, pour rester dans le paradigme de l'unification des AGN, ne peut être bien supérieur à 15.

7 Conclusions

Cette thèse fut l'occasion d'étudier la variabilité spectrale et temporelle du blazar 3C 454.3 durant trois épisodes d'intense activité. Les épisodes de Décembre 2009 et Novembre 2010 furent uniques puisque, dans les deux cas, le flux de 3C 454.3 atteignit des records. Le paroxysme fut atteint les 18-19 Novembre 2010 où un flux journalier $F_{100} = (66 \pm 2) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ fut enregistré. Cet épisode exceptionnel de Novembre constituait un record parmi les sources émettrices gamma, hors GRBs et éruptions solaires (celle du 7 Mars 2012 de classe X déclencha l'observation d'un flux de rayons gamma $F_{100} > 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ⁹).

⁹http://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/news/highest-energy.html

Les différentes éruptions étudiées dans cette thèse présentent un profil de flux commun caractérisé par un plateau de flux intermédiaire, annonciateur d'un sursaut imminent. Une faible variabilité spectrale ressort de ces analyses, avec une tendance au durcissement du spectre dans les phases de flux les plus élevés. Bien qu'observé de façon récurrente mais avec une significativité limitée durant les différents événements, une telle signature fut détectée de façon claire durant l'éruption de Novembre 2010, ce qui constitue une première pour cette source. Ce durcissement temporel du spectre de 3C 454.3 jusqu'à $\Gamma \simeq 2.1$ est à mettre en perspective avec la distribution des indices spectraux des sources contenues dans le 1LAC. Moins de 2% des FSRQs contenus dans le 1LAC ont un indice spectral moyenné sur 11 mois inférieur à 2.1. Malgré ces variations spectrales observées, l'énergie de coupure demeure quasi-constante au cours du temps malgré des valeurs de flux variant de plus d'un facteur 40. L'observation du photon le plus énergétique, d'énergie 31 GeV, durant la phase descendante de flux lors de l'éruption de Novembre permet de déduire, à partir d'un calcul d'opacité $\gamma\gamma$, que la zone d'émission se trouvait, au moment de l'émission de ce photon, au niveau des limites externes de la BLR.

Le caractère typique des signatures spectrales observées ne peut pour le moment être établi, un plus grand nombre d'événements étant nécessaire pour cela. Etant donné le caractère extrêmement variable de ce blazar et grâce au prolongement de la mission Fermi jusqu'en 2016, les années à venir devraient offrir des occasions de renouveler ce genre d'étude, conforter et tester la significativité et le caractère systématique des signatures observées dans cette étude.

Mise au point d'une nouvelle méthode de génération de courbes de lumière

Sommaire

1	Introduction	187
2	Description de la Méthode à Echantillonnage Adaptatif (MEA)	189
2.1	Détermination des intervalles temporels	190
2.2	Génération d'une courbe de lumière avec la MEA	192
2.3	Résultats	193
2.4	Options proposées	197
3	Simulations et caractérisation de la MEA	199
3.1	Courbes de lumière de sources variables	200
3.2	Biais et limitations explorés à l'aide de sources constantes	201
3.3	Impact du choix du critère sur la courbe de lumière	204
3.4	Analyse de haut niveau avec les sources variables : cycles utiles	204
4	MEA versus Blocs Bayesiens	217
5	Application de la MEA aux données réelles	219
5.1	Paramètres de l'analyse	219
5.2	Courbes de lumière	219
5.3	Significativité des variations observées	219
5.4	Distributions en flux	220
6	Limitations de la MEA	227
6.1	Confusion	227
6.2	Absence de processus correctif à posteriori	228
7	Pass 7 : quels impacts sur la MEA ?	228
7.1	Courbes de lumière	228
7.2	Confusion	229
7.3	Performances de la MEA : Pass 6 versus Pass 7	229
8	Conclusions et perspectives	229

1 Introduction

L'étude de la variabilité des blazars fournit une mine d'informations sur les processus physiques agissant au sein de ces objets et permet de poser des contraintes importantes sur leur paramètres physiques. Un exemple en est donné au Chapitre VII où l'étude des variations temporelles et spectrales de 3C 454.3 durant des périodes particulièrement actives conduit entre autre à une caractérisation

précise de la zone d'émission au sein de cet objet. Grâce à une couverture du ciel en 3 heures et une très grande sensibilité, le LAT permet une étude sur le long terme de la variabilité des sources dans la bande d'énergie 20 MeV-300 GeV. Les blazars sont le siège de variations de flux de grande amplitude, sur des échelles temporelles allant de quelques heures à plusieurs mois. Pour étudier l'évolution de leur flux en fonction du temps, la voie standard en astronomie gamma est de réaliser une courbe de lumière (LC) avec un pas régulier. Le choix du pas d'échantillonnage est une étape cruciale puisqu'il est nécessaire de trouver un compromis de façon à extraire le maximum d'information des données à la fois pour les périodes de fort et faible flux. Moyenner le flux sur de longs intervalles conduit à un lissage de la LC et à une perte des variations rapides durant les phases brillantes. Au contraire, l'utilisation d'intervalles courts conduit à l'obtention de limites supérieures (UL pour l'anglais *Upper Limit*) durant les périodes de faible activité. Ces ULs sont difficiles à gérer lors d'analyses statistiques. En témoignent l'avis de spécialistes : "*ULs are evil! Very difficult to do any sort of statistical analysis of a LC that contains ULs. Getting rid of ULs is a very good thing.*" (Pat Nolan¹), "*LCs without UL points is a blessing!*" (Stefan Larsson²), "*I love adaptive binning!*" (Jeff Scargle³), "*I'm really happy to see this paper. This is a problem I thought about many times during the EGRET era.*" (Bob Hartman⁴). Dans cette thèse, nous présentons une méthode de génération de LCs à échantillonnage adaptatif. Elle consiste à adapter la taille du pas à l'évolution du flux de la source, la largeur du pas étant déterminée par une condition sur la significativité (TS) de la source sur cet intervalle ou sur l'erreur relative statistique sur le flux (σ_F/F ou $\hat{\sigma}_F$). La première version de cette méthode permet de réaliser des LCs à TS constant. Cependant, l'erreur statistique en flux étant moins sujette à de brusques variations temporelles, la méthode fut ensuite modifiée dans le but de permettre également des LCs à $\hat{\sigma}_F$ constant. Le critère de construction de la LC est donc devenu un paramètre d'entrée que l'utilisateur est libre de changer pour bâtir des courbes à TS ou $\hat{\sigma}_F$ constant.

La méthode permet d'extraire davantage d'information par rapport à une LC à échantillonnage régulier, sans privilégier d'échelle de temps arbitraire a priori et en évitant les limites supérieures. Ces avantages apparaissent évidemment au dépend d'une procédure itérative nécessaire pour trouver la largeur du pas satisfaisant le critère choisi. La procédure de maximum de vraisemblance, coûteuse en temps CPU et nécessaire à l'analyse des données LAT, ne se prête pas vraiment à un processus itératif tel que celui-là. Alors que la génération de courbes de lumière à rapport signal/bruit constant est communément utilisée à d'autres longueurs d'ondes telles que les rayons X, celle-ci fut jusqu'à présent entravée dans le domaine des rayons gamma du fait même du caractère coûteux en temps de la procédure requise. La méthode présentée ici, appelée Méthode à Echantillonnage Adaptatif (ou MEA dans la suite) a pour but de proposer une solution à ce problème.

Le but de cette thèse fut de mettre en place cette méthode, tester son domaine de validité et ses limitations à l'aide de simulations et enfin l'appliquer aux données réelles du LAT. Le code développé s'appuie sur des fonctions et estimateurs élaborés par Benoît Lott à partir d'une note de travail interne à la Collaboration *Fermi*-LAT écrite par Jean Ballet⁵. Le formalisme utilisé dans la suite est présenté en Annexe A. La présentation de la méthode ainsi que sa caractérisation ont fait l'objet d'une publication (Lott et al., 2012). Dans la littérature, il sera fait référence à la MEA sous le terme "Adaptive-binning method".

¹Stanford University

²Stockholm University

³NASA Ames Research Center

⁴NASA's Goddard Space Flight Center

⁵http://www-glast.slac.stanford.edu/ScienceTools/LATsourceCat/meetings/jbb/pivot_energy.pdf

Un descriptif détaillé de la MEA sera donné en Section 2. Les simulations ayant servi à valider la méthode seront présentées en Section 3 après quoi une comparaison entre la MEA et la méthode des Blocs Bayésiens (BB) sera effectuée en Section 4. Dans la Section 5, nous appliquerons la MEA aux données réelles et présenterons ses limitations dans la Section 6. La Section 7 s'attachera à présenter l'application de la MEA aux données Pass 7 et la comparaison aux données Pass 6. Enfin, une conclusion du chapitre sera donnée en Section 8.

2 Description de la Méthode à Echantillonnage Adaptatif (MEA)

Le but de la MEA est de générer des LCs pour un flux intégral au-dessus d'une certaine énergie E_{min} avec un $\hat{\sigma}_F$ constant dans chaque intervalle, que nous poserons dans la suite égal à η_0 . Pour cela, nous supposons une source à spectre différentiel en loi de puissance⁶ avec un indice spectral Γ fixé :

$$S_S(E_i) = A \left(\frac{E_i}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad (\text{VIII.1})$$

où E_0 est une énergie de référence, A est le flux différentiel pour $E_i = E_0$. Le flux différentiel $S_S(E_i)$ de la source s'exprime en $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$. La MEA consiste donc à résoudre l'équation suivante pour la variable T_1 (temps de fin de l'intervalle) étant donné un temps de départ T_0 :

$$\hat{\sigma}_F(T_0, T_1, \bar{F}, \bar{\Gamma}) = \eta_0 \quad (\text{VIII.2})$$

où \bar{F} et $\bar{\Gamma}$ sont le flux et l'indice spectral moyens de la source sur l'intervalle $[T_0, T_1]$.

Afin d'éviter la perte de temps liée à la réalisation de l'analyse standard de maximisation du likelihood, $\hat{\sigma}_F$ est estimé de façon itérative à partir d'une liste ordonnée en temps des photons contenus dans la ROI. Ce processus nécessite plusieurs ingrédients, présentés dans la suite. Ces différents éléments vont nous permettre d'estimer le flux de la source conduisant à une estimation associée de $\hat{\sigma}_F$. Les sources étant potentiellement variables, \bar{F} doit être réévalué pour chaque nouvel intervalle. Comme il sera vu dans la suite, \bar{F} est estimé à partir d'une procédure de maximisation du likelihood équivalente à une analyse *likelihood* simplifiée. En principe, il devrait être fait de même pour $\bar{\Gamma}$, mais en pratique $\bar{\Gamma}$ peut être fixé à une valeur constante pour accélérer le processus⁷. Le fait de prendre Γ constant est largement justifié puisqu'il a été trouvé que les variations spectrales des blazars détectés par le LAT étaient plutôt modérées (Abdo et al., 2010i).

La génération d'une LC à échantillonnage adaptatif avec la MEA s'effectue en deux étapes, que nous nommerons respectivement $M1$ et $M2$. L'étape $M1$ permet la détermination des intervalles en temps et l'obtention d'une première LC mettant en jeu des flux estimés. Afin de conserver la qualité des résultats issus de l'analyse standard des données Fermi, une analyse *likelihood* est ensuite réalisée sur ces mêmes intervalles temporels. Ceci constitue l'étape $M2$.

⁶Bien que nous supposons ici un spectre en loi de puissance, rien n'empêche d'appliquer les formules présentées dans la suite à d'autres types de spectres.

⁷ $\bar{\Gamma}$ est fixé à la valeur du catalogue 2FGL (Nolan et al., 2012) si disponible ou établi sur un long intervalle autrement.

2.1 Détermination des intervalles temporels

En pratique, de par la nature discrète des données, l'équation VIII.2 ne peut être résolue que de manière approchée. Cette section s'attache à présenter la procédure mise en place pour ce faire. Les ingrédients intervenant dans les différentes étapes seront donnés en encadrés. Pour générer une courbe de lumière avec la MEA, l'utilisateur doit tout d'abord préciser le critère qu'il souhaite utiliser (TS ou $\hat{\sigma}_F$), ainsi que sa valeur (e.g., $TS = 25$ ou $\hat{\sigma}_F = 20\%$).

Le processus d'estimation des intervalles en temps se décompose alors en plusieurs étapes présentées dans la suite :

A. Initialisation : le flux \bar{F} de la source est estimé sur l'intervalle $[T_0, T_1]$ couvrant l'intégralité de la LC, à partir d'un processus de maximisation de la log-vraisemblance. Le TS est alors calculé comme étant la somme des contributions discrètes de chaque photon, d'après l'équation A.7 :

$$TS = 2 \left[\sum_{i=0}^{N_{ph}} \ln[1 + g(\theta_i, E_i, v_i)] - N_{src}(F, \Gamma, T_0, T_1, l, b) \right] \quad (\text{VIII.3})$$

où N_{ph} est le nombre de photons contenus dans la ROI pour l'intervalle $[T_0, T_1]$ et N_{src} le nombre de photons attribués à la source entre T_0 et T_1 . Chaque photon i est caractérisé par son énergie E_i , son angle d'arrivée θ_i , ainsi que par la zone du trajectographe dans laquelle sa conversion en une paire e^-e^+ a eu lieu ($v_i = 0$ pour FRONT et 1 pour BACK).

Le paramètre $g(\theta_i, E_i, v_i)$, qui représente le rapport signal/bruit, est calculé de la façon suivante :

$$g(\theta_i, E_i, v_i) = \frac{PSF(\theta_i, E_i, v_i) \times A \times \left(\frac{E_i}{E_0}\right)^{-\Gamma}}{Bgd(E_i, l, b)} \quad (\text{VIII.4})$$

où $PSF(\theta_i, E_i, v_i)$ est une estimation de la valeur de la PSF (pour FRONT ou BACK selon la valeur de v_i) et $Bgd(E_i, l, b)$ l'estimation du flux par steradian somme des composantes diffuses galactique et isotrope à l'énergie E_i et à la position (l, b) . La valeur de flux de la source retenue sera celle qui permettra de maximiser le TS, et donc la log-vraisemblance sur cet intervalle de temps. N_{src} est calculé (voir encadré "Estimation du nombre de photons associés à la source") en supposant une exposition dont la dépendance en énergie est constante dans le temps (donnée par la fonction *Exposure* dans l'encadré "Calcul de l'exposition") et dont la normalisation est donnée par la fonction *Exp* détaillée dans ce même encadré.

Estimation du nombre de photons associés à la source

Le nombre N_{src} de photons attribués à la source durant un intervalle ΔT est estimé à partir du flux de la source au-dessus de $E_0 = 100$ MeV, de son indice spectral et de sa position. En pratique, ce nombre de photons est calculé de la façon suivante (voir équation A.2) :

$$N_{src} = \int_{E_0}^{+\infty} (\Gamma - 1) \left(\frac{F}{E_0}\right) \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} [Exposure_{FRONT}(E, l, b, \Delta T) + Exposure_{BACK}(E, l, b, \Delta T)] dE \quad (\text{VIII.5})$$

Estimation de la PSF

La PSF correspondant à un photon de caractéristiques (E_i, θ_i, v_i) est calculée à partir d'un fichier root dérivé des fichiers d'IRFs utilisés pour l'analyse contenant la valeur de la PSF, pour FRONT et BACK, pour 30 valeurs d'énergie différentes et 100 intervalles en position. La valeur de la PSF à une énergie et un angle donnés est obtenue par interpolation entre les différents intervalles en énergie et en position. La dépendance de la PSF à l'angle ϕ^a est négligée dans cette méthode.

^a ϕ : Angle entre la direction d'arrivée des photons et l'axe x du satellite (axe perpendiculaire au côté du satellite faisant face au Soleil).

Estimation du fond diffus

L'estimation de l'intensité de la composante galactique s'appuie sur un ensemble de 30 cartes du ciel issues du modèle GALPROP à des énergies équiréparties en échelle logarithmique entre 50 MeV et 100 GeV. Chaque carte est divisée en 64800 intervalles : 180 en latitude galactique (b) et 360 en longitude galactique (l). A une énergie quelconque, cette composante est déduite à l'aide d'une interpolation entre les deux cartes d'énergies les plus proches. La dépendance spectrale de la composante galactique prend la forme $N_{gal}(E/100)^{-\Gamma_{gal}}$, où l'utilisateur est libre de modifier la valeur de l'indice spectral Γ_{gal} si nécessaire. Par défaut, nous prendrons $\Gamma_{gal} = 0$ dans la suite. La composante isotrope, qui par définition ne dépend pas de (l, b) est, elle, une interpolation du modèle *isotropic_ism_v02* donnée par la formule :

$$F_{eg,0}(E) = N_{eg}(A_1 X^{A_2} e^{-A_3 X} + A_4 \sqrt{X - 1.5}) \quad (\text{VIII.6})$$

avec $N_{eg} = 1.6 \times 10^{-7}$ ph cm⁻² s⁻¹ sr⁻¹ (Sreekumar et al., 1998) et $X = \log(E)$ et $(A_1, A_2, A_3, A_4) = (15.68, 12.63, 5.79, 0.31)$.

Les normalisations N_{gal} et N_{eg} peuvent au besoin être modifiées par l'utilisateur.

Pour une description détaillée des modèles de fonds, se référer à la Section II.3.3.

Lors de la somme sur les différents intervalles k , l'exposition totale (~ 30 sec) de l'intervalle dans lequel tombe le dernier photon est considérée. Il serait cependant plus correct de considérer seulement la fraction de l'exposition précédant l'arrivée du dernier photon, mais l'effet est négligeable.

B. Estimation de l'intervalle : soit $T_i = T_0$. Le temps ΔT_{est} nécessaire à l'obtention du critère choisi est alors calculé à partir de \bar{F} et $\bar{\Gamma}$ (la valeur de l'indice spectral $\bar{\Gamma}$ sur l'intervalle $[T_i, T_1]$ est fixée). Pour cela, $\hat{\sigma}_F$ (ou TS) de la source est calculé de façon itérative (voir encadrés "Estimation de $\hat{\sigma}_F$ " et "Estimation du TS"), en considérant la contribution individuelle de chaque photon situé dans la ROI, sur un intervalle débutant à T_i et dont la borne supérieure T_f est mobile. A chaque itération, la contribution discrète de chaque photon est sommée jusqu'à ce que la condition sur le critère soit remplie. Lorsque $TS > TS_0$ ou $\hat{\sigma}_F < \eta_0$, le temps d'arrivée du dernier photon nécessaire à l'obtention du critère est alors pris comme borne supérieure T_f de l'intervalle en cours. Pour ce faire, la liste des photons contenus dans la ROI doit préalablement être ordonnée en temps. L'évolution du TS avec le temps n'étant pas forcément monotone (le TS de la source peut en effet diminuer avec le temps lorsque la contribution du fond augmente alors même qu'aucun nouveau photon provenant de la source n'est détecté), l'équation VIII.2 possède plusieurs solutions. Le temps T_f de fin de l'intervalle sera donc égal au temps d'arrivée du premier (au sens chronologique) photon satisfaisant cette équation.

C. Soit $T_f = T_i + \Delta T_{est}$. Le flux est réestimé sur ce nouvel intervalle $[T_i, T_f]$.

D. Le critère (TS ou $\hat{\sigma}_F$) est estimé sur $[T_i, T_f]$ avec cette nouvelle valeur de flux.

E. A ce stade, plusieurs cas sont possibles :

1. La valeur du critère est dans la tolérance définie par l'utilisateur : T_f est pris comme fin de l'intervalle courant. Deux options :

- $T_f < T_1$: revenir à l'étape **D.** en conservant la valeur courante de flux estimée .
- $T_f \geq T_1$: la LC est terminée. Se rendre à l'étape **F.**

2. La valeur du critère est hors tolérance : un processus de bisection est mis en oeuvre pour accélérer la convergence du code vers une valeur de temps satisfaisant le critère. Ce processus est répété jusqu'à satisfaire la condition de l'étape **E.1** (avec une limite supérieure sur le nombre d'itérations possibles pour éviter que le code ne tourne en boucle indéfiniment).

F. Le dernier intervalle de la LC a été calculé. Il n'est plus possible de satisfaire le critère sur le temps restant. Les résultats sont alors sauvegardés dans un fichier ascii : T_i , T_f , \bar{F} et $\hat{\sigma}_F$ (ou TS). A ce stade, l'utilisateur dispose d'une courbe de lumière initiale, fournissant des flux estimés et non issus d'une analyse traditionnelle.

2.2 Génération d'une courbe de lumière avec la MEA

Les différentes étapes de ce processus, formant les étapes *M1* et *M2*, sont présentées dans la suite, de façon chronologique.

ETAPE M1

M1.1 - Création du catalogue regroupant les paramètres de la source

Le code nécessite, en entrée, un catalogue de sources incluant la source d'intérêt sur laquelle va se porter l'analyse. Les paramètres devant y être mentionnés sont : la position de la source (l, b), son flux $F(t)$ et son indice spectral Γ . Dans le cas de simulations, ce catalogue doit préalablement être créé par l'utilisateur, à partir des paramètres d'entrée de la simulation Monte-Carlo. Dans le cas de données réelles, le catalogue des données Fermi le plus récent sera utilisé.

M1.2 - Sélection des photons : création d'un fichier ft1 restreint

Un fichier ft1 restreint sur la ROI centrée sur la source d'intérêt et sur l'intervalle souhaité doit être créé. Il prend en compte les différentes coupures choisies par l'utilisateur. Ceci s'effectue à l'aide de l'outil *gtselect* (voir Section III.1.9) dont les paramètres d'entrée sont choisis par l'utilisateur. L'outil *gtmktime* est ensuite appliqué au fichier ft1 de sortie afin de ne conserver que les intervalles en temps respectant les conditions données par un filtre choisi par l'utilisateur. De façon standard, le filtre préconisé par la Collaboration est le suivant : "`DATA_QUAL == 1 && LAT_CONFIG == 1 && ABS(ROCK_ANGLE) < 52°`". Celui-ci permet de filtrer les intervalles en temps de façon à ne considérer que ceux pour lesquels les données sont de bonne qualité, avec un angle de pivotement du

satellite de valeur absolue inférieure à 52° .

M1.3 - Calcul de l'exposition

Un fichier ascii contenant l'exposition de l'intervalle considéré, décomposé en sous-intervalles de 30 secondes, pour les parties FRONT et BACK, doit être créé (voir encadré "Calcul de l'exposition") en vue des étapes suivantes.

M1.4 - Détermination des intervalles en temps

Voir Section 2.1.

ETAPE M2

M2.1 - Analyses *likelihood*

Afin de conserver la qualité des résultats issus de l'analyse *likelihood*, une analyse standard (telle que décrite dans la Section III.1) est ensuite réalisée sur l'ensemble des intervalles temporels déterminés précédemment. Du fait de la totale indépendance des différents intervalles entre eux, l'ensemble des analyses est lancé en parallèle. Chaque analyse est soumise à la ferme de calcul du SLAC.

M2.2 - Collecte des résultats

Les résultats de ces différentes analyses sont ensuite collectés et compilés en un fichier ascii contenant la courbe de lumière finale de la source étudiée (pour chaque intervalle temporel : F , σ_F , Γ , σ_Γ , TS , N_{pred}). La courbe de lumière à échantillonnage adaptatif est prête.

Ces différentes étapes sont résumées sur la Figure VIII.1. Le Tableau VIII.1 liste les ingrédients et paramètres choisis par l'utilisateur nécessaires à la réalisation de chacune de ces différentes étapes. Le produit final issu de leur réalisation est également mentionné.

2.3 Résultats

Plusieurs versions de la MEA ont été élaborées durant cette thèse, chacune d'elles ayant des performances améliorées par rapport à la précédente, l'accent étant mis en particulier sur le temps CPU nécessaire à la génération des LCs. La MEA présentée ici constitue la version la plus aboutie au moment de la rédaction de cette thèse. Ses limitations seront détaillées dans la Section 6. Les versions précédentes ne seront pas abordées en détails dans ce manuscrit. Basées sur le même formalisme, c'est la "philosophie" de création de la LC qui diffère. Dans les toutes premières versions, le calcul des intervalles temporels s'effectuait de façon séquentielle, l'estimation de la durée de l'intervalle $k + 1$ étant basé sur les résultats *likelihood* pour l'intervalle k . De plus, afin d'augmenter la probabilité de remplissage du critère, une dizaine d'analyses *likelihood* étaient lancées pour chaque intervalle. Un processus itératif permettait enfin de ramener le critère dans une tolérance fixée par l'utilisateur si ce n'était pas le cas. Ce processus s'avérait très long et nécessitait un nombre très important d'analyses *likelihood*. A cette méthode fut donc préférée une beaucoup plus rapide : la version actuelle

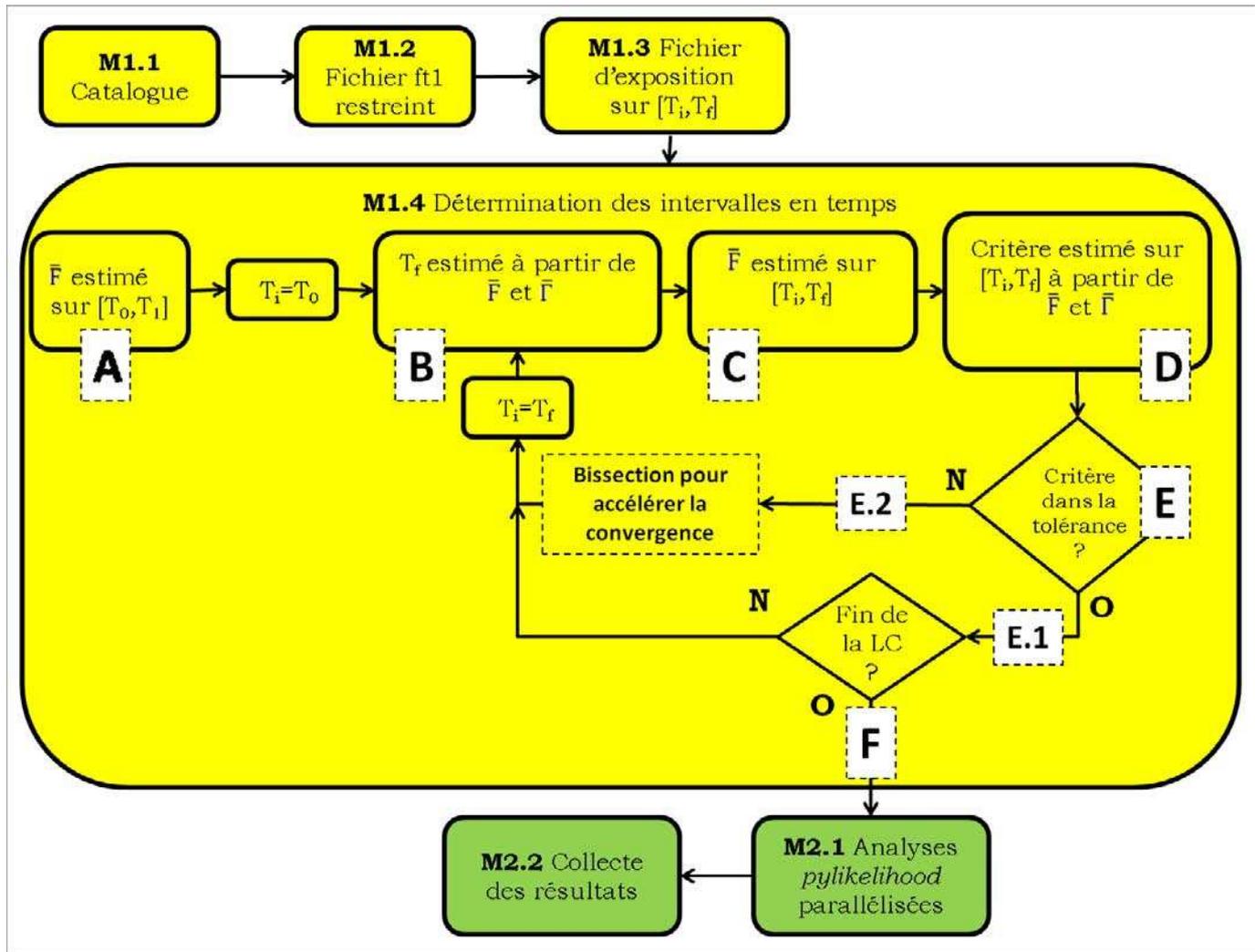


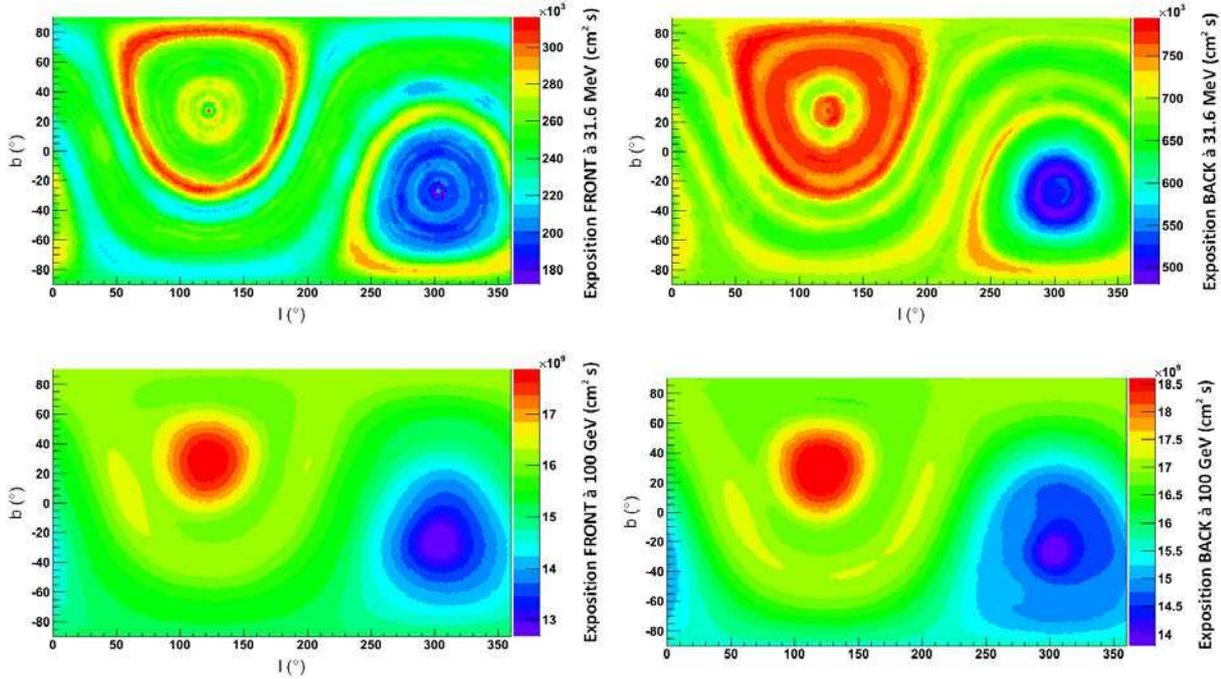
FIG. VIII.1 – Diagramme illustrant l'enchaînement des différentes étapes nécessaires à la génération d'une LC avec la MEA. Les différents éléments de l'étape M1 menant à la LC initiale sont en jaune. L'étape M2, menant à la LC finale, est quant à elle en vert.

de la MEA permet l'obtention d'une LC en quelques heures alors qu'environ deux semaines étaient initialement nécessaires. Ce gain considérable de temps est le fruit d'améliorations portées au niveau de l'estimation du flux principalement. En effet, désormais, la qualité de l'estimation du critère, basée sur l'estimation courante du flux, permet d'obtenir une distribution des $\hat{\sigma}_F$ très peu dispersée autour de la valeur de η_0 choisie, et de supprimer ainsi tout processus itératif "correctif".

Calcul de l'exposition

• Dépendance en énergie à partir de cartes d'exposition

La fonction $Exposure_{FRONT,BACK}(E, l, b, T_{11})$ calcule l'exposition pour une énergie et une position données. Ce calcul se base sur un ensemble de 36 (18 pour FRONT et 18 pour BACK) cartes d'exposition, au format root, couvrant l'intégralité du ciel à différentes énergies pour une durée d'intégration de 11 mois. Ces cartes, obtenues avec l'outil *gtexcube* des Science Tools, font intervenir des énergies équiréparties en échelle logarithmique, avec 4 cartes par décade, sur un domaine d'énergie [10 MeV - 178 GeV]. Une interpolation en $\log(E)$ permet, à partir de ces différentes cartes, de calculer l'exposition à une énergie E quelconque. Ci-dessous sont représentées 4 de ces 36 cartes d'exposition du ciel, en coordonnées galactiques, à $E = 31.6$ MeV (haut) et $E = 100$ GeV (bas) pour les régions FRONT (gauche) et BACK (droite) pour une durée d'intégration de 11 mois.



• Normalisation à partir du fichier ft2

Le fichier ft2 fournit une liste d'intervalles temporels d'une durée théorique de 30 secondes, mais d'une durée efficace inférieure une fois corrigée du temps mort. Pour chacun de ces intervalles k , de durée efficace T_{Lk} , l'angle moyen entre la position de la source et l'axe z du satellite est calculé. La connaissance des IRFs permet alors de déterminer la surface efficace $A_{eff}(E, \theta_k)$ du détecteur à l'angle θ_k pour l'intervalle k . L'exposition est ensuite le produit de cette surface efficace par le temps de vie du détecteur. Le fichier ft1 fournit les *Good Time Intervals* (GTI), périodes durant lesquelles la qualité des données est bonne, i.e., une fois les passages du satellite dans la SAA éliminés par exemple.

De façon pratique, l'exposition totale sur l'intervalle $[t_{min}, t_{max}]$ est calculée de la façon suivante :

$$Exp(E, t_{min}, t_{max}) = \sum_k T_{Lk} A_{eff}(E, \theta_k)$$

Dans notre cas, cette exposition est, de façon arbitraire, calculée à $E = 1$ GeV. Un fichier ascii est créé, contenant la valeur de l'exposition à 1 GeV pour les parties FRONT et BACK pour chaque intervalle de temps de 30 secondes.

Estimation du TS

Le flux intégral F de la source est défini de la façon suivante :

$$F[E > E_0] = A \int_{E_0}^{+\infty} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} dE \quad (\text{VIII.7})$$

d'où :

$$A = \frac{(\Gamma - 1)}{E_0} F[E > E_0] \quad (\text{VIII.8})$$

La fonction $g(\theta_i, E_i, \nu_i)$ définie dans l'équation A.3 est donc, en pratique, calculée de la façon suivante pour chaque photon :

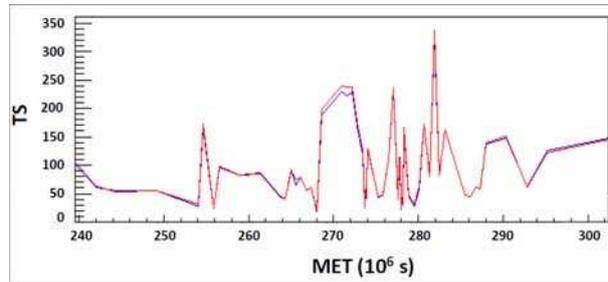
$$g(E_i, \theta_i, \nu_i) = \frac{PSF(E_i, \theta_i, \nu_i) \times A \times \left(\frac{E_i}{E_0}\right)^{-\Gamma}}{Bgd(E_i, l, b)} \quad (\text{VIII.9})$$

D'après l'équation A.7, le TS de la source est le suivant :

$$TS = 2 \sum_i \left[\ln[1 + g(\theta_i, E_i, \nu_i)] - \frac{g(\theta_i, E_i, \nu_i)}{1 + g(\theta_i, E_i, \nu_i)} \right] \quad (\text{VIII.10})$$

où $N_{pred} = \sum_i \frac{g(\theta_i, E_i, \nu_i)}{1 + g(\theta_i, E_i, \nu_i)}$ est le nombre de photons de la source prédit par le modèle.

A condition que le rayon de la ROI soit assez grand pour inclure tous les photons de la source, le TS calculé sur la ROI est indépendant de la taille de la ROI. En effet, la contribution des photons distants est négligeable puisqu'elle est éliminée par l'annulation de la PSF à grande distance.



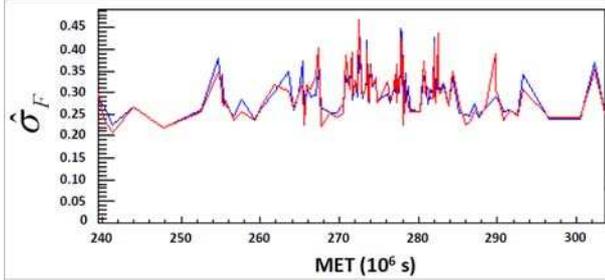
La Figure ci-contre présente la comparaison, a posteriori, entre le TS estimé à partir de l'équation VIII.10 (rouge) et celui issu de l'analyse *likelihood* (bleu) pour une analyse réalisée sur la source PKS 2052-47 avec un échantillonnage adaptatif. Un très bon accord (2-3 %) est observé entre ces deux quantités, ce qui confirme la validité de cet outil d'estimation et en atteste les performances.

Estimation de $\hat{\sigma}_F$

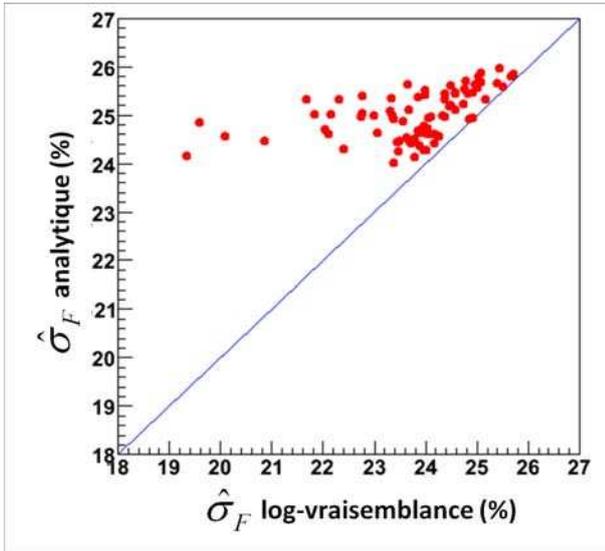
D'après les équations 1.2 à A.20, l'erreur relative en flux s'écrit de la façon suivante :

$$\hat{\sigma}_F = \left[\left(\sum_i \frac{g(\theta_i, E_i, v_i)^2}{(1 + g(\theta_i, E_i, v_i))^2} \right)^{-1} + \sigma_\Gamma^2 \left(\ln \left(\frac{E_{min}}{E_0} \right) + \frac{1}{\Gamma - 1} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{VIII.11})$$

Cette formule est valable pour un indice spectral Γ fixé ou libre de varier dans le modèle. Pour Γ libre, le second membre représente la pénalité due au fait que $E_{min} \neq E_1$. Ce facteur s'annule pour $E_{min} = E_1$ ou pour Γ fixe ($\sigma_\Gamma = 0$).



La Figure ci-contre présente la comparaison, à posteriori, entre $\hat{\sigma}_F$ estimé à partir de l'équation VIII.11 (rouge) et celui issu de l'analyse *likelihood* (bleu) pour une analyse réalisée sur la source PKS 2052-47. Comme pour TS, un très bon accord est observé entre ces deux quantités, confirmant la validité et les performances de ce second outil d'estimation.



La valeur de $\hat{\sigma}_F$ pourrait potentiellement également être obtenue à partir d'une maximisation de log-vraisemblance telle que décrite dans la Section 1.9. Une différence $\Delta \log \mathcal{L} = 0.5$ à partir de la valeur de flux maximisant la log-vraisemblance fournit en effet l'incertitude sur cette valeur de flux. La Figure ci-contre présente la comparaison entre l'erreur relative sur le flux obtenue par le biais de cette maximisation de log-vraisemblance (abscisses) et celle obtenue grâce à la formule VIII.11 (ordonnées). Bien que le $\hat{\sigma}_F$ analytique soit systématiquement supérieur au $\hat{\sigma}_F$ issu de la log-vraisemblance, le relativement bon accord observé entre ces deux quantités permet d'envisager cette méthode de maximisation de vraisemblance pour la détermination du $\hat{\sigma}_F$ durant le processus d'estimation. Cependant, l'estimation de $\hat{\sigma}_F$ par cette méthode impliquerait un processus de maximisation de la log-vraisemblance pour l'ajout de chaque photon. Ceci serait excessivement coûteux en temps et n'est donc finalement pas envisageable.

2.4 Options proposées

Génération de la LC pour des flux intégrés au-dessus de l'énergie de décorrélation de la source

La courbe de lumière peut être calculée pour des flux intégrés au-dessus de l'énergie de décorrélation E_1 de la source. Etant données les améliorations liées à l'utilisation de cette énergie E_1 , les flux des analyses présentées dans la suite seront tous reportés au-dessus de $E_{min} = E_1$. Cette énergie est celle pour laquelle les temps accumulés pour remplir le critère sont les plus courts, comparée à d'autres choix de E_{min} . E_1 dépend du rapport signal/bruit mais est indépendante de l'exposition. Elle peut donc être calculée dans les toutes premières phases de la MEA, simplement à partir des valeurs

Etape	Ingrédients de départ	Paramètres d'entrée (utilisateur)	Produit final
M1.1 Création catalogue si Monte-Carlo		<ul style="list-style-type: none"> – Nom source d'intérêt – Position source (l, b) – Flux source – Γ source 	Catalogue (format FITS)
M1.2 Création fichier FT1 restreint	<ul style="list-style-type: none"> – Fichier FT1 pour tout le ciel – Fichier FT2 (même période) – Catalogue : (l, b) 	<ul style="list-style-type: none"> – Rayon ROI – Domaine en énergie – Intervalle temporel – Classe d'événements – Z_{max} – Filtre <i>gtmktime</i> 	Fichier FT1 restreint sur la ROI (format FITS)
M1.3 Calcul exposition	<ul style="list-style-type: none"> – Fichier FT1 restreint (GTI) – Fichier FT2 	<ul style="list-style-type: none"> – Position source – IRFs 	Fichier exposition (format ascii)
M1.4 Estimation intervalles en temps	<ul style="list-style-type: none"> – Fichier FT1 – Fichier d'exposition – $F, \Gamma, (l, b)$ – Modèles de fonds diffus 	<ul style="list-style-type: none"> – Critère (TS ou $\hat{\sigma}_F$) – Valeur du critère – Période LC : $[T_0, T_1]$ – Domaine en énergie – Choix E_1 ou 100 MeV – Sens du temps 	LC initiale - flux estimés - (format ascii)
M2.1 Analyse standard	<ul style="list-style-type: none"> – Fichier LC (ascii) – Fichier FT1 – Fichier FT2 – Catalogue : (l, b) – Modèles de fonds diffus 	<ul style="list-style-type: none"> – Optimiseur – Γ fixe/libre ? – Autres sources dans la ROI : F, Γ : fixes/libres ? – IRFs 	Résultats <i>likelihood</i> (format xml)
M2.2 Collecte résultats + génération LC	<ul style="list-style-type: none"> – Résultats <i>likelihood</i> pour les différents intervalles (format xml) 		LC finale - <i>likelihood</i> - (format ascii)

TAB. VIII.1 – Résumé des différentes étapes intervenant dans la génération de la courbe de lumière avec la MEA. L'étape A est inutile à l'exception des simulations pour lesquelles aucun catalogue n'est disponible. Pour l'étape E, les paramètres à rentrer par l'utilisateur comprennent également ceux listés dans les étapes précédentes.

de flux et d'indice spectral moyens contenues dans le catalogue, ou calculées sur la durée totale de la courbe de lumière. L'énergie de décorrélation peut être calculée de différentes façons, celle basée sur l'utilisation de la matrice de covariance ayant été présentée en Section III.2.2. Ici, nous calculons l'énergie de décorrélation à partir des équations A.10, A.11 et A.21.

Génération de la LC en sens inverse

Une option permet à l'utilisateur de générer la courbe de lumière dans les deux directions, i.e. en considérant la liste de photons rangés avec des temps croissants ou décroissants. La Figure VIII.2 montre la comparaison d'une LC calculée dans le sens conventionnel avec une LC calculée en sens inverse pour une même source simulée. Cette option permet de vérifier la robustesse des résultats

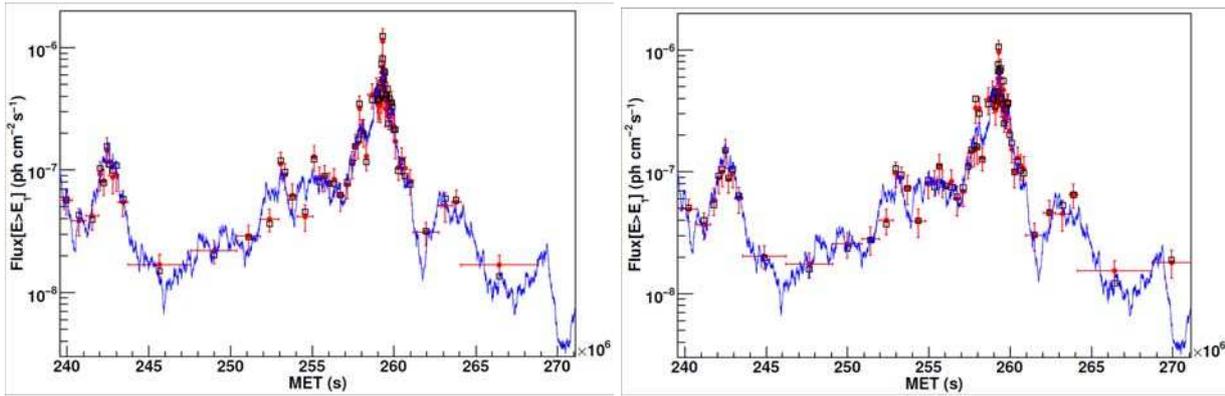


FIG. VIII.2 – Courbe de lumière vraie (bleu) avec échantillonnage adaptatif superposé ($M1$: carrés noirs, $M2$: ronds rouges) pour une source simulée. Gauche : calcul des intervalles dans le sens conventionnel ; droite : sens inverse.

obtenus et la stabilité des structures observées. Pour cela, les photons du fichier ft1, ainsi que l'ensemble de leurs caractéristiques, sont reclassés en sens inverse par rapport à la liste initiale. Ils sont ensuite traités de façon identique dans l'ensemble des étapes à suivre. La détermination des intervalles temporels doit être précédée d'un recalcul de l'exposition à partir de cette nouvelle liste de photons.

Génération de plusieurs LCs simultanément

Un pipeline a été mis en place afin de réaliser la LC de plusieurs sources de façon simultanée. Ce dernier contrôle et ausculte l'état d'avancement pour chaque source. Les sources sont traitées en parallèle. Les sous-routines sont lancées de manière séquentielle sur la ferme batch. Le lancement des tâches est effectué de telle sorte que leur nombre est limité à une valeur prédéfinie.

3 Simulations et caractérisation de la MEA

Comme pour toute méthode nouvellement développée, il est nécessaire de tester les biais potentiels de la MEA afin de pouvoir valider cette méthode et la rendre disponible pour la communauté. Cette caractérisation de la méthode passe également par la description de son domaine de validité, de ses limitations et de ses performances. Pour cela, nous avons mis en place des simulations et testé la MEA sur ces sources simulées. Dans la suite, seront tout d'abord présentés les résultats de la MEA appliquée à des sources simulées variables. Les possibles limitations et biais de la méthode seront ensuite explorés en s'intéressant au cas de sources simulées constantes. Dans l'optique de mettre en évidence d'éventuels problèmes liés à l'utilisation d'un échantillonnage adaptatif, nous comparons dans la suite les résultats obtenus pour des échantillonnages adaptatif et régulier concernant les différents points suivants : biais et fluctuations dans la mesure des flux et des indices spectraux, corrélation entre flux et indice spectral, corrélation entre intervalles successifs. Afin de donner plus de sens à la comparaison entre échantillonnages adaptatif et régulier, celle-ci sera réalisée avec le même nombre d'intervalles. Dans la suite, le critère choisi pour générer les courbes de lumière à échantillonnage adaptatif est une erreur relative en flux $\hat{\sigma}_F = 25\%$ pour l'ensemble des analyses. Cette valeur a été

choisie parce que les effets négatifs liés au faible nombre de photons sont plus importants pour des intervalles de courte durée et donc pour un η_0 grand. Une valeur plus faible de η_0 conduirait à un lissage de la courbe de lumière avec des variations de flux statistiquement plus significatives.

Les données ont été simulées dans le domaine d'énergie [0.1-200GeV] à l'aide de l'outil *gtobssim* (voir Section III.4). Ces simulations ont été créées sur une période de onze mois à partir du début de la mission *Fermi*, en utilisant l'historique actuel de pointé du LAT. Bien que dans la suite les courbes de lumière utilisent des flux intégrés au-dessus de l'énergie pivot, les différents exemples de simulations sont distingués par leur vrai flux au-dessus de 100 MeV (F_{100} en 10^{-7} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$) pour rendre les comparaisons plus claires.

L'analyse *likelihood* a été réalisée avec la version v9r19p0 des ScienceTools. L'outil d'estimation utilisé à l'Etape *M1* et l'analyse *likelihood* utilisent tous deux la même liste de photons avec des énergies supérieures à 100 MeV et contenus dans une ROI de 10° de rayon. Le jeu de fonctions de réponses de l'instrument utilisé a été P6_V3_DIFFUSE. La version du modèle d'émission galactique "gll_iem_v02.fit" et du fond isotrope "isotropic_iem_v02.txt" ont été employées au cours de la procédure. La normalisation des deux composantes diffuses a été laissée libre dans l'ajustement pour l'analyse *likelihood*. L'énergie de décorrélation a été évaluée à partir d'une valeur de flux moyennée sur la période entière, avec $\langle\Gamma\rangle$ fixé à la vraie valeur d'indice spectral dans le cas des simulations Monte-Carlo.

3.1 Courbes de lumière de sources variables

Dans cette section, la méthode est illustrée à travers l'exemple de quatre sources variables qui ont été simulées grâce à un modèle réaliste de variations de flux typiques des blazars, construit à partir d'un exemple de densité spectrale de puissance (ou PDS) décrivant la distribution du signal sur différentes échelles de temps. Ce modèle fut développé dans le cadre du *Data Challenge II*, période pré-lancement durant laquelle les données réelles n'étaient pas encore disponibles. Des données réalistes furent alors simulées afin de mettre au point les futurs outils d'analyse. Ce modèle de variations de flux des blazars, bien qu'élaboré à un moment où le ciel gamma n'avait pas encore été révélé par le LAT, modélise de façon très réaliste le comportement de ces objets. Le spectre des sources fut modélisé par une loi de puissance avec un flux moyen $F_{100}=2$ (correspondant à un blazar assez brillant détecté par le LAT) et un indice spectral fixe $\Gamma=2.4$.

La Figure VIII.3 compare les courbes de lumière vraies (noir) avec les courbes de lumière issues des Etapes *M1* (bleu) et *M2* (rouge) pour les quatre sources. Grâce à cet échantillonnage adaptatif, des flux statistiquement significatifs peuvent être déterminés sur des échelles de temps très différentes. De plus, l'hypothèse de l'apparition de sursauts d'activité courts mais significatifs durant les périodes de faible activité peut être écartée de façon certaine. Une des caractéristiques de cette méthode est la troncation des éruptions, illustrée sur la Figure VIII.4. Lorsqu'un sursaut d'activité significatif intervient après une longue période de faible activité, une fraction non négligeable de photons provenant de cette éruption doit être "consommée" afin de contrebalancer les photons du fond accumulés et permettre au critère (η_0) d'être atteint. Plusieurs méthodes peuvent être envisagées afin d'atténuer ce problème. Tout d'abord, les fortes variations de flux intervenant au sein d'un intervalle peuvent être détectées par l'intermédiaire d'une déviation du taux de photons mesurée à partir d'un flux moyen. Cette procédure ressemble quelque peu à la méthode des Blocs Bayésiens puisque dans cette dernière ce sont les variations de flux qui définissent la largeur des intervalles en temps. Lorsqu'un changement de flux soudain et de grande amplitude est détecté, le critère pourrait, de façon locale, être relaxé et

F_{100}	$\Gamma = 2.0$		$\Gamma = 2.4$	
	$\langle N_{intervalles} \rangle$	E_1 (MeV)	$\langle N_{intervalles} \rangle$	E_1 (MeV)
0.5	14	396	8	299
1	37	332	23	253
5	268	246	192	205

TAB. VIII.2 – Nombre moyen d’intervalles dans les courbes de lumière et valeur de l’énergie de décorrélation pour chacun des six jeux de paramètres.

l’intervalle raccourci de façon à faire coïncider le début de l’intervalle suivant avec le début de l’éruption et retracer de façon plus propre la montée en flux. L’implémentation actuelle étant très rapide et très peu consommatrice de temps CPU, la génération de plusieurs courbes de lumière peut être envisagée pour une même source, avec différentes origines des temps, ceci dans le but de raffiner la description temporelle de certaines éruptions affectant la courbe de lumière.

Cette méthode à échantillonnage adaptatif permet donc une caractérisation potentiellement beaucoup plus raffinée qu’avec un échantillonnage régulier, la principale application étant l’étude des cycles utiles, la caractérisation des éruptions, la mesure des flux dans les états bas. Elle pourrait également être mise au service de la corrélation multi-longueurs d’onde et des études de délais temporels entre les variations observées dans les différents domaines en énergie.

La Figure VIII.5 montre la distribution des incertitudes relatives en flux issues des analyses *likelihood* pour les quatre sources variables. Les quatre distributions sont centrées sur une valeur proche de la valeur cible $\hat{\sigma}_F=25\%$ (repérée par une ligne en pointillés) avec l’essentiel des valeurs comprises entre 20% et 30% avec une RMS typique de 1.9%. Ce résultat démontre les performances de la méthode.

3.2 Biais et limitations explorés à l’aide de sources constantes

Six jeux de sources constantes furent simulés sur une période de onze mois, avec trois flux différents ($F_{100}=0.5, 1$ and 5) et deux valeurs différentes d’indice spectral ($\Gamma= 2.0$ et 2.4), avec cinquante réalisations pour chaque cas. Les sources furent positionnées dans la ciel à une longitude et latitude respectives de 79.4° et 80.2° . La Table VIII.2 résume le nombre d’intervalles moyen dans les courbes de lumière ainsi que l’énergie de décorrélation pour les différents cas. Dans la Figure VIII.6 sont comparées les courbes de lumière obtenues après l’Etape *M1* (flux issus de l’outil d’estimation utilisant la procédure de maximum de vraisemblance décrite précédemment) et l’Etape *M2* (flux issus de l’analyse complète *likelihood*). Un très bon accord est observé entre les deux flux confortant les performances déjà démontrées des outils d’estimation. Un même accord est observé pour l’ensemble des réalisations de chacun des six jeux de paramètres. Un exemple de courbe de lumière du flux (gauche) et de l’indice spectral (droite) est représenté pour chaque cas sur la Figure VIII.7.

La distribution des incertitudes relatives en flux (résultant de l’Etape *M2*) pour les différents cas est représentée sur la Figure VIII.8. Le profil de ces distributions est plus proche d’une gaussienne que ceux obtenus pour les sources variables, avec une valeur moyenne proche de 25% comme attendu et une RMS typique de 1.7 %.

F_{100}	Adaptatif ($\Gamma=2.0$)	Régulier ($\Gamma=2.0$)	Adaptatif ($\Gamma=2.4$)	Régulier ($\Gamma=2.4$)
5	-0.20±0.01	-0.15±0.01	-0.19±0.01	-0.15±0.01
1	-0.13±0.02	-0.09±0.02	-0.14±0.03	-0.13±0.03
0.5	-0.06±0.03	-0.07±0.03	-0.12±0.05	-0.13±0.05

TAB. VIII.3 – Comparaison de $\langle \widehat{\Delta F} \rangle$ pour des échantillonnages adaptatif et régulier.

Les performances de cette méthode ayant été clairement démontrées, on s'attache dans la suite à explorer les possibles biais inhérents à l'utilisation d'un échantillonnage adaptatif, démarche qu'il est souhaitable d'entreprendre pour tester et caractériser toute nouvelle méthode.

Biais et fluctuations statistiques dans la mesure du flux et de l'indice spectral

Les flux et indice spectraux fournis par l'analyse *likelihood* sont supposés être corrects quel que soit l'intervalle sur lequel les données sont intégrées. Cependant, il est nécessaire de vérifier l'absence de biais dans la mesure de ces paramètres lorsque les intervalles sont déterminés par le biais de la présente méthode. De plus, étant donnée la corrélation intrinsèque entre la largeur des intervalles et leur contenu (énergie des photons par exemple), l'hypothèse qu'un échantillonnage adaptatif puisse générer des fluctuations statistiques supplémentaires dans la mesure de ces paramètres ne peut être exclue.

Afin d'étudier ces différents points, la différence normalisée entre les flux mesurés (respectivement indices spectraux) et la valeur moyenne mesurée sur onze mois $\widehat{\Delta F}$, ($\widehat{\Delta \Gamma}$) est calculée pour chacune des réalisations de chaque jeu de paramètres. Un exemple de ces distributions (exprimées en sigma) pour une réalisation donnée est représenté sur la Figure VIII.9. En compilant les résultats obtenus pour l'ensemble des sources, les distributions des valeurs moyennes de $\widehat{\Delta F}$ et $\widehat{\Delta \Gamma}$ et des RMS sont représentées sur les Figures VIII.10 et VIII.11 respectivement pour un jeu de paramètres donné : $\Gamma = 2.4$ et $F_{100}=5$. Une comparaison est faite entre les résultats obtenus avec un échantillonnage adaptatif (ligne pleine) et un échantillonnage régulier (pointillés), avec le même nombre d'intervalles. La même procédure fut réalisée sur l'ensemble des six jeux de paramètres et les résultats compilés dans les tables suivantes : Tables VIII.3 et VIII.4 pour les valeurs moyennes de $\widehat{\Delta F}$ et $\widehat{\Delta \Gamma}$ respectivement et Tables VIII.5 et VIII.6 pour les RMS de $\widehat{\Delta F}$ et $\widehat{\Delta \Gamma}$ respectivement. Un léger (mais non négligeable) biais est observé dans les valeurs des flux moyens. Cependant, du fait que ce décalage entre la valeur moyenne attendue de 0 et la valeur obtenue soit présent à la fois dans le cas d'un échantillonnage adaptatif et d'un échantillonnage régulier permet de conclure sereinement que ce biais provient d'un effet systématique lié à l'analyse *likelihood* et n'est pas créé par l'échantillonnage adaptatif. Les valeurs moyennes de RMS sont, quant à elles, très proches de la valeur attendue de 1 pour l'ensemble des cas traités (avec même certaines valeurs légèrement inférieures dans le cas d'un échantillonnage adaptatif en comparaison avec un échantillonnage régulier pour les distributions en flux). Il est donc

F_{100}	Adaptatif ($\Gamma=2.0$)	Régulier ($\Gamma=2.0$)	Adaptatif ($\Gamma=2.4$)	Régulier ($\Gamma=2.4$)
5	0.02±0.01	0.02±0.01	0.02±0.01	0.01±0.01
1	0.02±0.03	0.05±0.03	0.04±0.03	-0.01±0.03
0.5	0.06±0.03	0.05±0.03	0.03±0.06	0.03±0.05

TAB. VIII.4 – Comparaison de $\langle \widehat{\Delta \Gamma} \rangle$ pour des échantillonnages adaptatif et régulier.

F_{100}	Adaptatif ($\Gamma=2.0$)	Régulier ($\Gamma=2.0$)	Adaptatif ($\Gamma=2.4$)	Régulier ($\Gamma=2.4$)
5	0.99 ± 0.01	1.06 ± 0.01	0.97 ± 0.01	1.03 ± 0.01
1	0.96 ± 0.02	1.01 ± 0.01	0.93 ± 0.02	0.98 ± 0.02
0.5	0.90 ± 0.03	1.02 ± 0.03	0.81 ± 0.03	0.87 ± 0.03

TAB. VIII.5 – Comparaison de la RMS moyenne des distributions de $\widehat{\Delta F}$ pour des échantillonnages adaptatif et régulier.

possible de conclure que la MEA ne donne pas lieu à des fluctuations supplémentaires significatives dans la mesure des paramètres.

La Figure VIII.12 compare les distributions des flux normalisés ($F/F_{11\text{mois}}$) obtenues avec des échantillonnages adaptatif et régulier pour des sources constantes avec différents jeux de paramètres, en sommant l'ensemble des réalisations. Pour un jeu de paramètres donné, les deux distributions ont des valeurs centrales et RMS similaires, mais montrent des coefficients d'asymétrie différents. Un coefficient d'asymétrie d'environ 1σ est observé dans la distribution à échantillonnage adaptatif. Ceci constitue une caractéristique de la MEA. En effet, une fluctuation positive en flux conduit à l'obtention d'un intervalle plus court que la moyenne, associé à un flux élevé. Une fluctuation négative a, quant à elle, une probabilité plus faible d'être observée puisque l'intervalle sera étendu jusqu'à ce que le nombre de photons accumulés permette de remplir le critère η_0 . Les distributions d'indice spectraux ont été trouvées très similaires entre les deux méthodes et proches de distributions gaussiennes.

Corrélation entre flux et indice spectral

Un autre point qu'il est nécessaire de soulever est le fait qu'il pourrait exister une corrélation entre l'indice spectral et le flux mesurés sur un intervalle de temps donné. En effet, tous les photons ne contribuent pas de la même façon au remplissage du critère. La détection d'une bouffée de photons dont l'énergie est supérieure à l'énergie moyenne conduira à satisfaire le critère plus rapidement (que le critère soit basé sur l'incertitude relative en flux ou la significativité) menant à la clôture de l'intervalle de manière précoce par rapport au cas d'une détection de photons moins énergétiques. Dans le but de sonder l'éventuelle corrélation entre l'indice spectral et le flux généré par la méthode, le facteur de corrélation entre ces deux quantités est calculé pour l'ensemble des réalisations (voir Figure VIII.13 pour un exemple). E_{min} étant choisie égale à l'énergie de décorrélation, pour laquelle la corrélation entre indice spectral et flux est minimale par définition, on s'attend à obtenir un facteur de corrélation faible. La distribution des facteurs de corrélation obtenus pour l'ensemble des réalisations est représentée pour les six jeux de paramètres sur la Figure VIII.14. Comme précédemment, une

F_{100}	Adaptatif ($\Gamma=2.0$)	Régulier ($\Gamma=2.0$)	Adaptatif ($\Gamma=2.4$)	Régulier ($\Gamma=2.4$)
5	1.02 ± 0.01	1.03 ± 0.01	1.05 ± 0.01	1.03 ± 0.01
1	1.00 ± 0.02	1.04 ± 0.02	1.05 ± 0.02	1.05 ± 0.02
0.5	1.00 ± 0.03	1.03 ± 0.02	1.05 ± 0.04	1.01 ± 0.05

TAB. VIII.6 – Comparaison de la RMS moyenne des distributions de $\langle \widehat{\Delta \Gamma} \rangle$ pour des échantillonnages adaptatif et régulier.

comparaison est effectuée entre l'échantillonnage adaptatif et régulier. Dans tous les cas, les distributions obtenues avec les deux méthodes sont très similaires, centrées sur une valeur faible, avec des fluctuations plus importantes pour les flux les plus faibles. Ainsi, les flux et indices spectraux mesurés dans le cadre d'un échantillonnage adaptatif n'apparaissent pas plus corrélés que dans le cas d'un échantillonnage régulier.

Corrélation entre intervalles consécutifs

Dans la MEA, le temps de début d'intégration d'un intervalle donné dépend de l'historique complet du flux de la source et du fond depuis le début de la courbe de lumière. En effet, des fluctuations statistiques intervenant dans un intervalle peuvent avoir un impact sur le temps de début et de fin des intervalles suivants. Ainsi, dans la suite, nous allons évaluer l'impact de la corrélation entre intervalles adjacents sur les paramètres mesurés de la source en comparant ces derniers pour des intervalles voisins. A nouveau, une comparaison sera faite entre les résultats obtenus avec les deux méthodes, les flux mesurés avec un échantillonnage régulier étant indépendants par nature dans deux intervalles adjacents.

La Figure VIII.15 présente, pour une réalisation donnée, le flux (gauche) et l'indice spectral (droite) mesurés dans un intervalle en fonction de ces mêmes paramètres mesurés dans l'intervalle suivant. Une fois cette même procédure réalisée pour l'ensemble des réalisations des différents jeux de paramètres, les distributions obtenues pour le flux et l'indice spectral sont présentées sur les Figures VIII.16 et VIII.17 respectivement. Aucune différence significative n'est observée entre les distributions obtenues avec un échantillonnage adaptatif et régulier, quel que soit le cas considéré. Dans chaque cas, les deux distributions sont centrées sur une valeur proche de 0 (valeur attendue dans le cas d'un échantillonnage régulier), ce qui démontre que la dépendance entre intervalles adjacents intrinsèque à l'échantillonnage adaptatif n'a pas d'impact significatif sur la corrélation entre paramètres mesurés dans des intervalles consécutifs.

3.3 Impact du choix du critère sur la courbe de lumière

Une meilleure précision statistique sur la mesure du flux (σ_F plus faible) s'effectue aux dépens d'un lissage de la courbe de lumière et d'une moins bonne détection des sursauts. Ce phénomène est illustré sur la Figure VIII.18 sur laquelle est représentée la LC issue de l'étape $M1$ d'une source simulée (cf Section 3) pour différentes valeurs de η_0 . L'éruption secondaire intervenant à $MET \sim 242 \times 10^6$ s, dont le profil est clairement visible pour $\eta_0 = 45\%$ disparaît presque totalement pour $\eta_0 = 15\%$ et seul un plateau de flux légèrement plus élevé que l'état bas est observé. Le profil de l'éruption principale est mis en évidence par un ajustement d'une combinaison de fonctions exponentielles (voir équation VII.3). L'augmentation de la précision statistique liée à la diminution de la valeur de η_0 entraîne la disparition du pic secondaire précédant la montée en flux principale et donc la perte d'information potentiellement intéressante. Il est donc nécessaire de trouver un compromis entre une précision statistique convenable dans chaque intervalle et un effet limité de lissage de la LC. De par sa rapidité d'exécution la MEA est parfaitement adaptée à la recherche du critère la plus adapté à la source étudiée puisque quelques heures suffisent à la réalisation de plusieurs LCs.

3.4 Analyse de haut niveau avec les sources variables : cycles utiles

Après avoir démontré l'absence de biais majeurs dans l'utilisation de la méthode, il apparaît maintenant judicieux de tester sa capacité à se prêter aux différentes analyses de haut niveau qu'un échan-

tillonnage régulier permet d'envisager sans problème. Cette analyse fut réalisée par Stefan Larsson.

Une des manières de décrire les variations présentes dans une courbe de lumière est d'étudier le cycle utile de la source. Il est habituellement défini comme étant la fraction du temps durant laquelle la source se situe dans un état "haut" i.e. la source présente une activité intense. De façon plus générale, il peut être présenté sous la forme d'une distribution de flux, ou de son intégrale qui est l'équivalent d'une fonction cumulée de distribution du flux (ou *CDF* en anglais pour *Cumulative Distribution Function*). Sur la Figure VIII.19 est représenté le flux normalisé à une moyenne de 1 en fonction de 1-CDF pour trois des quatre sources variables présentées dans les sections précédentes (gauche). Quatre courbes représentant quatre échantillonnages différents apparaissent sur chaque panneau : vraie courbe de lumière (trait plein mauve), échantillonnage adaptatif (points-tirets bleus), échantillonnage régulier avec même nombre d'intervalles (tirets verts), échantillonnage régulier avec une plus grande résolution (seize fois plus d'intervalles) (pointillés rouges). Ces fonctions donnent donc la fraction de temps (1-CDF) durant laquelle le flux de la source se situe au-delà d'un niveau de flux donné. Un agrandissement sur les zones de faibles flux a été réalisé et est présenté sur les panneaux de droite. Les deux échantillonnages réguliers apparaissent complémentaires : alors qu'une résolution élevée est nécessaire pour les périodes de fort flux, celle-ci ne permet pas d'étudier les périodes de faible activité du fait du faible rapport signal sur bruit dans un intervalle donné, ce qui conduit à l'apparition de limites supérieures difficiles à traiter dans ce genre d'analyse. Un temps d'intégration plus long est donc nécessaire dans ce cas, ce dernier ne permettant pas de sonder les flux les plus élevés puisqu'ils se voient moyennés sur des périodes trop longues. L'échantillonnage adaptatif est quant à lui capable d'optimiser la taille des intervalles afin de retracer au mieux l'évolution du flux dans les périodes à la fois de faible et forte activité. Avec cette méthode, le cycle utile de la source peut ainsi être décrit sur une gamme de flux beaucoup plus large qu'avec la méthode traditionnelle.

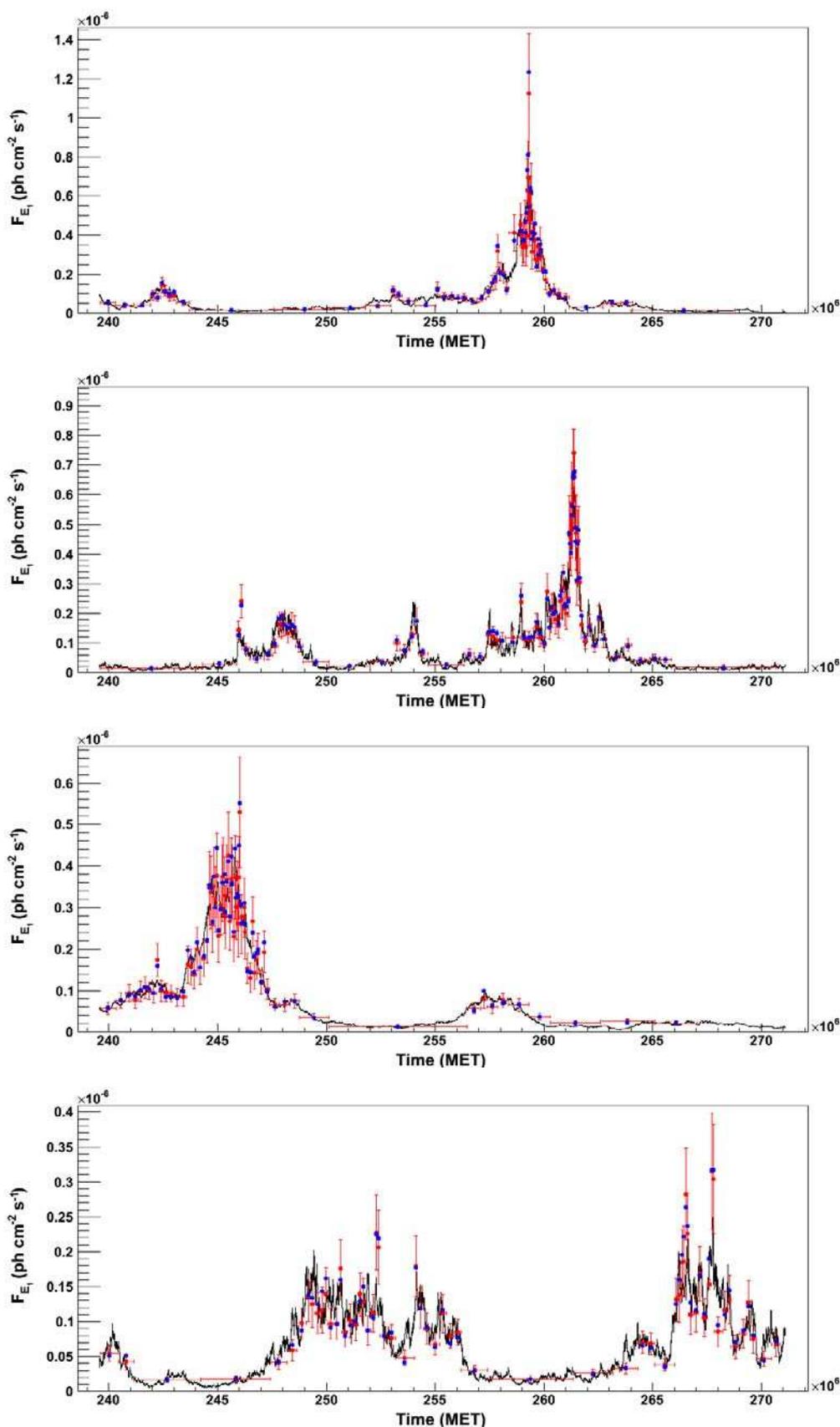


FIG. VIII.3 – Courbe de lumière vraie (noir) et courbe de lumière à échantillonnage adaptatif de l'Etape $M1$ (bleu) et de l'Etape $M2$ (rouge) pour quatre sources variables simulées.

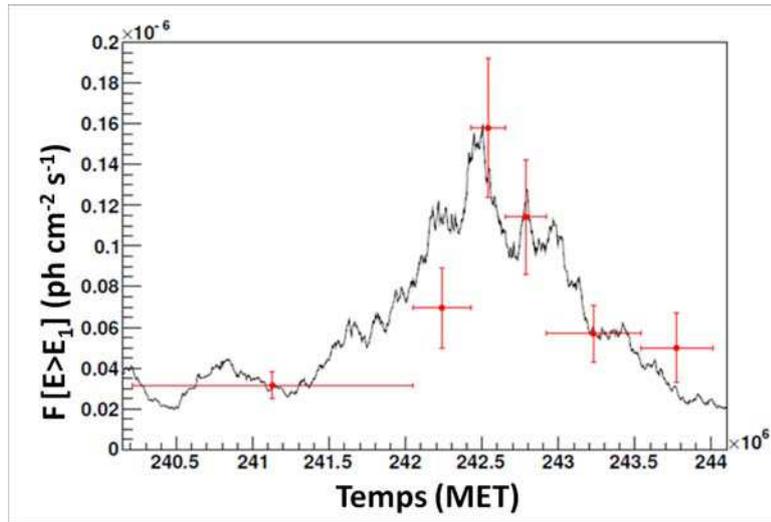


FIG. VIII.4 – Illustration de la troncation d’une éruption pour une réalisation donnée. Courbe de lumière vraie (noir) et échantillonnage adaptatif issu de l’analyse *likelihood* (rouge).

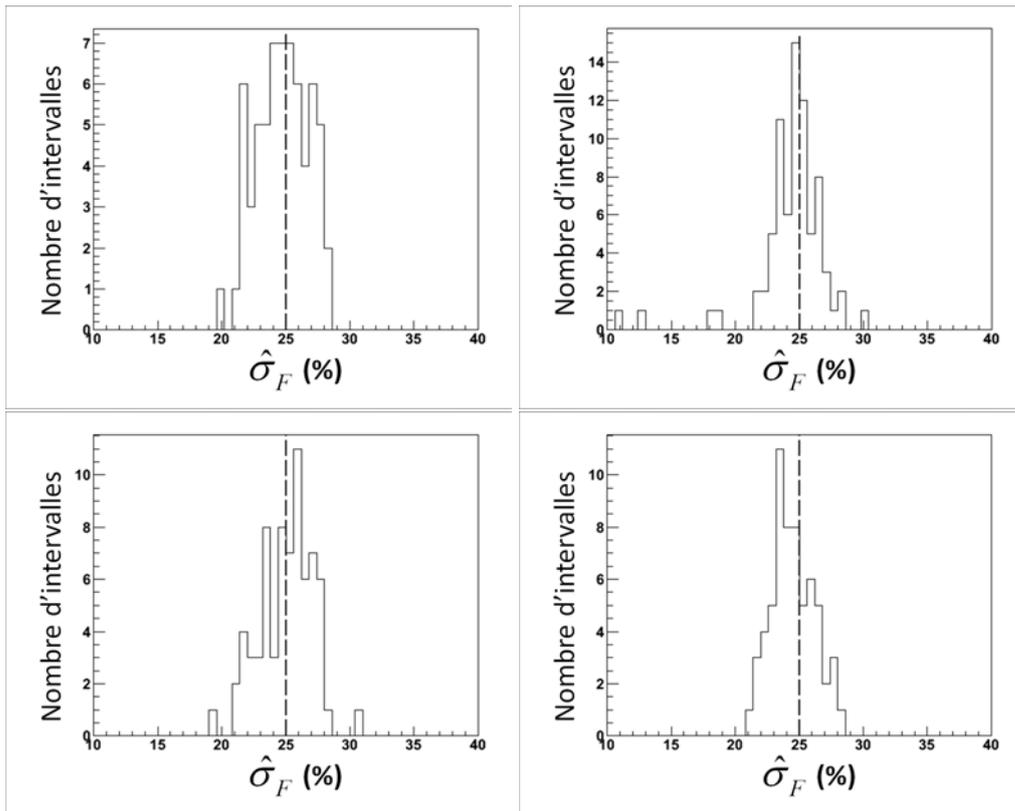


FIG. VIII.5 – Distribution des incertitudes relatives en flux issues de l’analyse *likelihood* pour les quatre sources variables. La ligne en pointillés représente la valeur cible $\hat{\sigma}_F=25\%$.

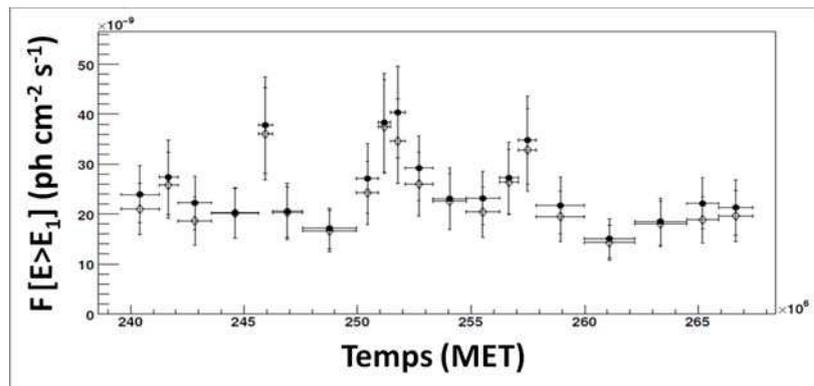


FIG. VIII.6 – Comparaison du flux issu de l’outil d’estimation i.e. après l’Etape M1 (diamants vides) et du flux résultant de l’analyse *likelihood* i.e. après l’Etape M2 (ronds pleins) pour une réalisation donnée d’une source constante avec $F_{100}=1$ et $\Gamma=2.4$.

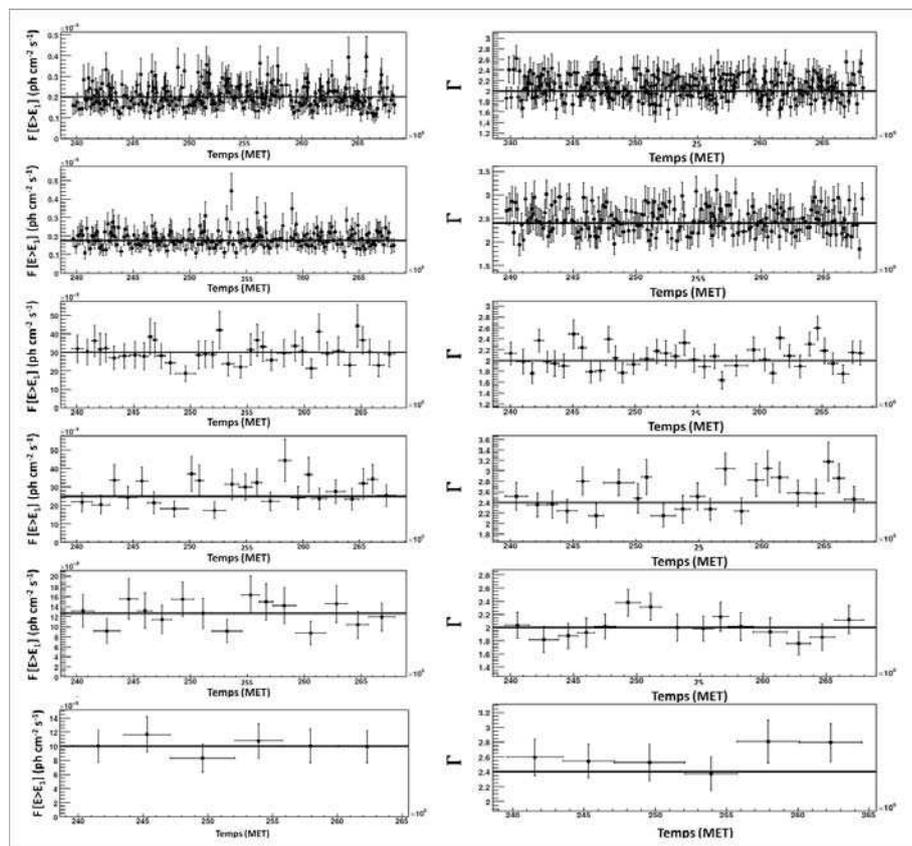


FIG. VIII.7 – Exemples de courbes de lumière du flux (gauche) et de l’indice spectral (droite) pour les différents jeux de paramètres. De haut en bas : $(\Gamma, F_{100})=(2.0,5)$, $(2.4,5)$, $(2.0,1)$, $(2.4,1)$, $(2.0,0.5)$ et $(2.4,0.5)$. Les lignes représentent les vraies valeurs de flux et d’indice spectral.

3. SIMULATIONS ET CARACTÉRISATION DE LA MEA

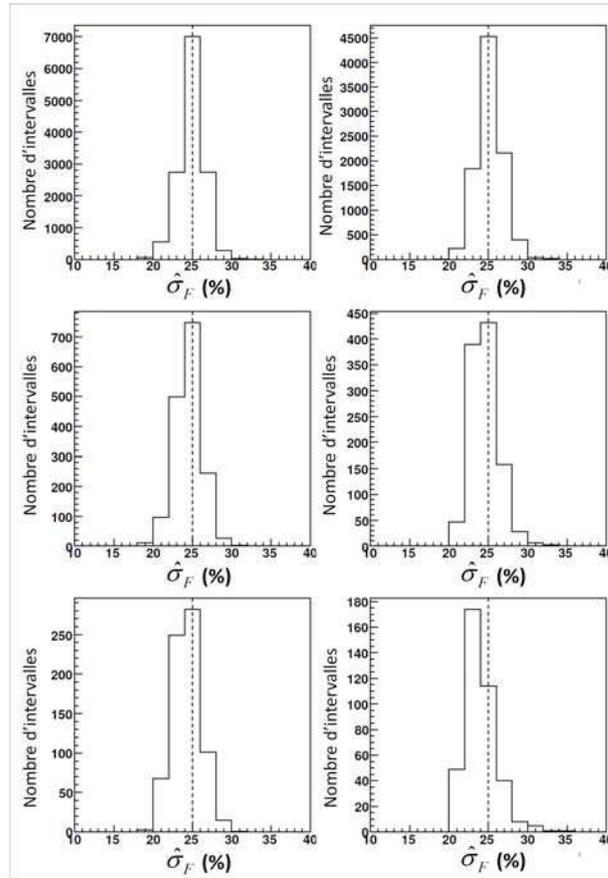


FIG. VIII.8 – Distribution des $\hat{\sigma}_F$ pour $\eta_0=25\%$ (représenté par la ligne en pointillés) pour les différents cas : $\Gamma=2.0$ (gauche) et $\Gamma=2.4$ (droite), $F_{100}=5, 1, 0.5$ de haut en bas.

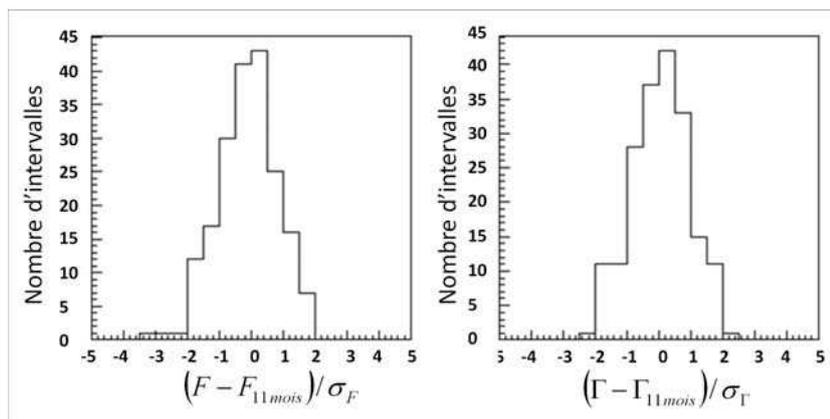


FIG. VIII.9 – Distribution normalisée en flux (gauche) et indice spectral (droite) pour une réalisation donnée de source constante avec $\Gamma = 2.4$ et $F_{100}=5$.

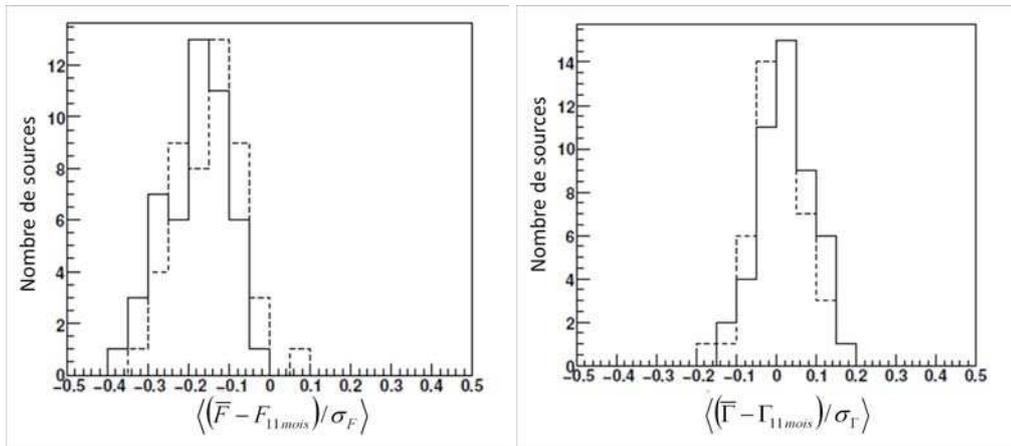


FIG. VIII.10 – Distributions de la valeur moyenne de $\widehat{\Delta F}$ (gauche) et de $\widehat{\Delta \Gamma}$ (droite) pour l'ensemble des réalisations de sources constantes pour un échantillonnage adaptatif (trait plein) et régulier (pointillés) dans le cas $\Gamma = 2.4$ et $F_{100}=5$.

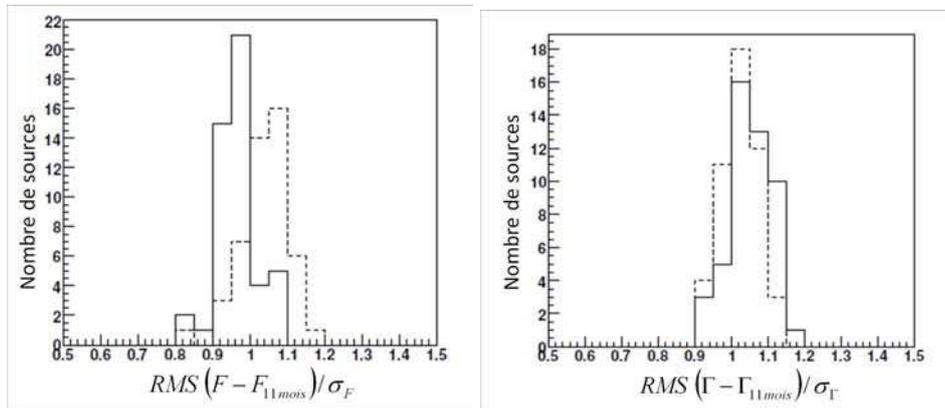


FIG. VIII.11 – Distributions de la RMS de $\widehat{\Delta F}$ (gauche) et de $\widehat{\Delta \Gamma}$ (droite) pour l'ensemble des réalisations pour un échantillonnage adaptatif (trait plein) et constant (pointillés) dans le cas $\Gamma = 2.4$ et $F_{100}=5$.

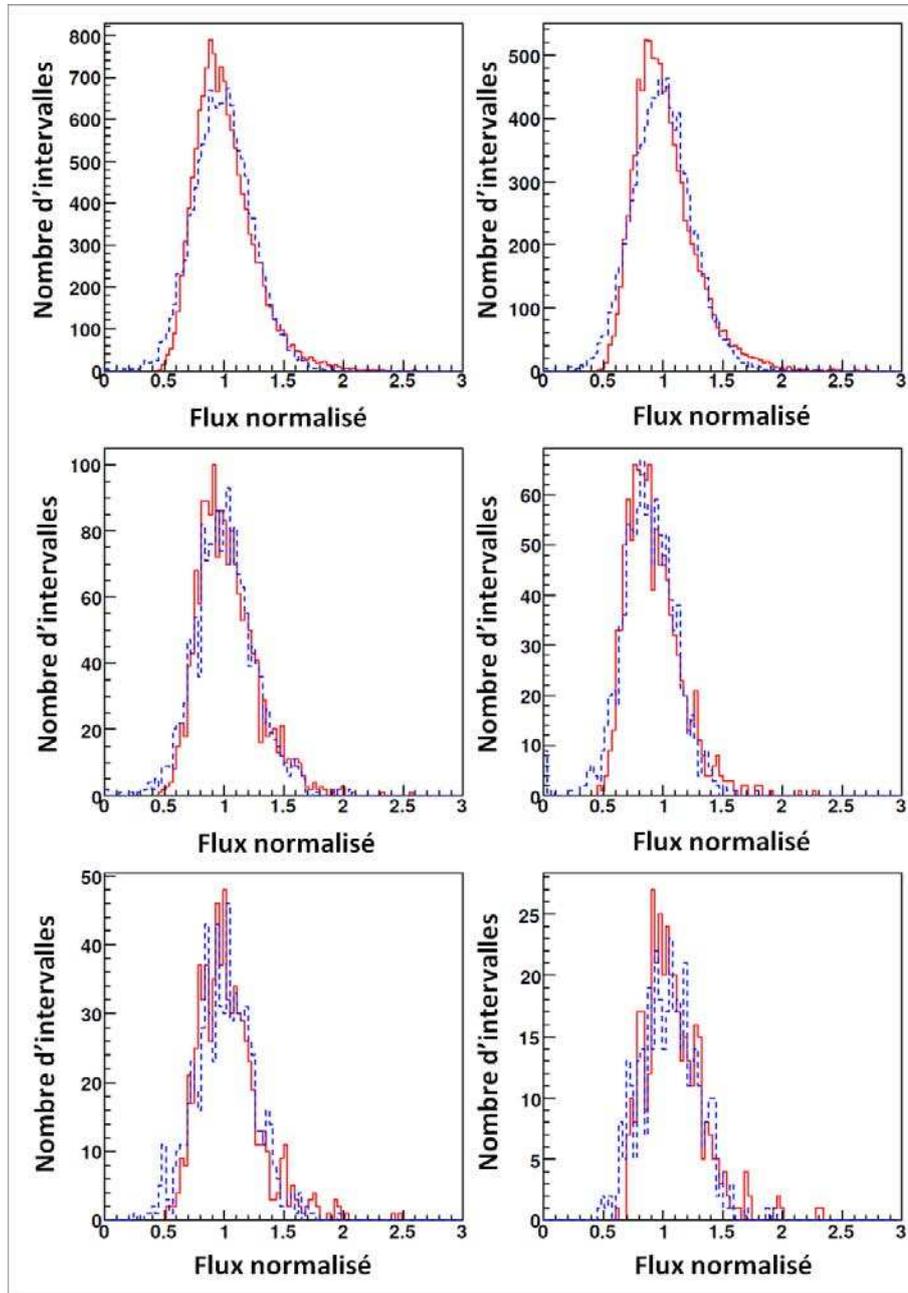


FIG. VIII.12 – Distributions des flux normalisés pour des échantillonnages adaptatif (trait plein) et régulier (pointillés) pour des sources constantes avec $\Gamma = 2.0$ (gauche) et $\Gamma = 2.4$ (droite), $F_{100} = 5, 1, 0.5$ de haut en bas. Une somme est effectuée sur l'ensemble des réalisations.

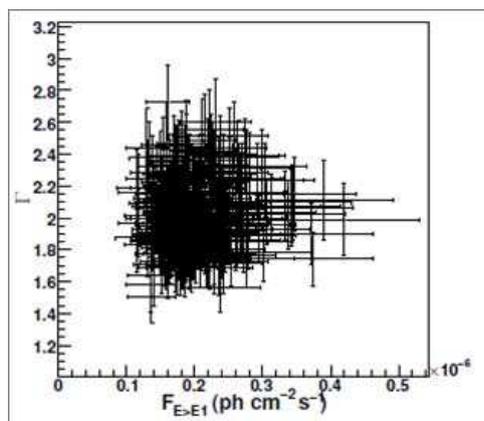


FIG. VIII.13 – Exemple de corrélation entre indice spectral et flux pour une réalisation donnée.

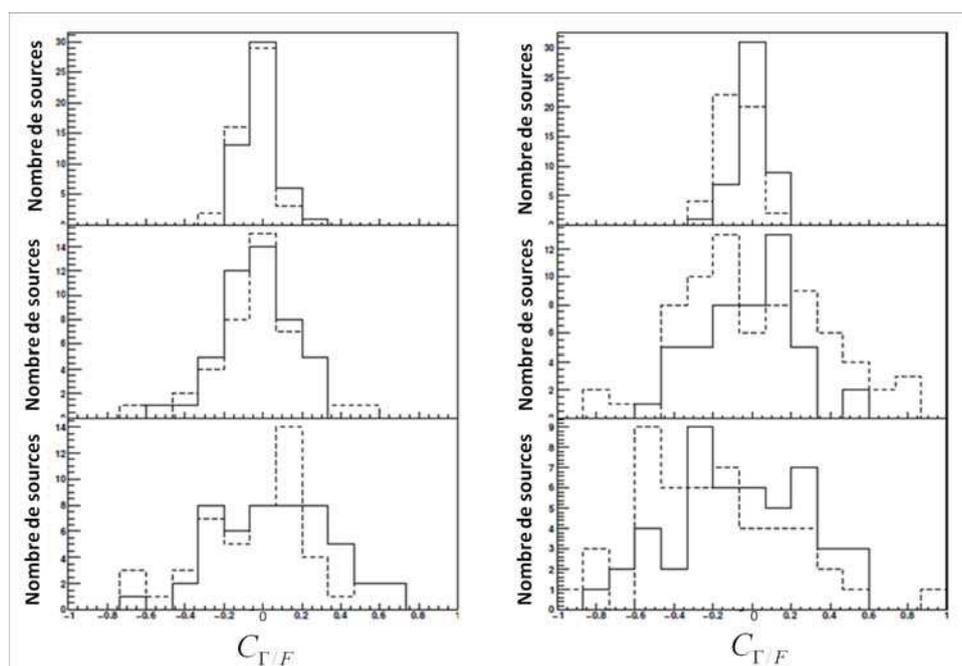


FIG. VIII.14 – Distributions des coefficients de corrélation entre indice spectral et flux pour un échantillonnage adaptatif (trait plein) et régulier (pointillés) pour les six différents cas : $\Gamma=2.0$ (gauche) et $\Gamma=2.4$ (droite), $F_{100}=5, 1, 0.5$ de haut en bas.

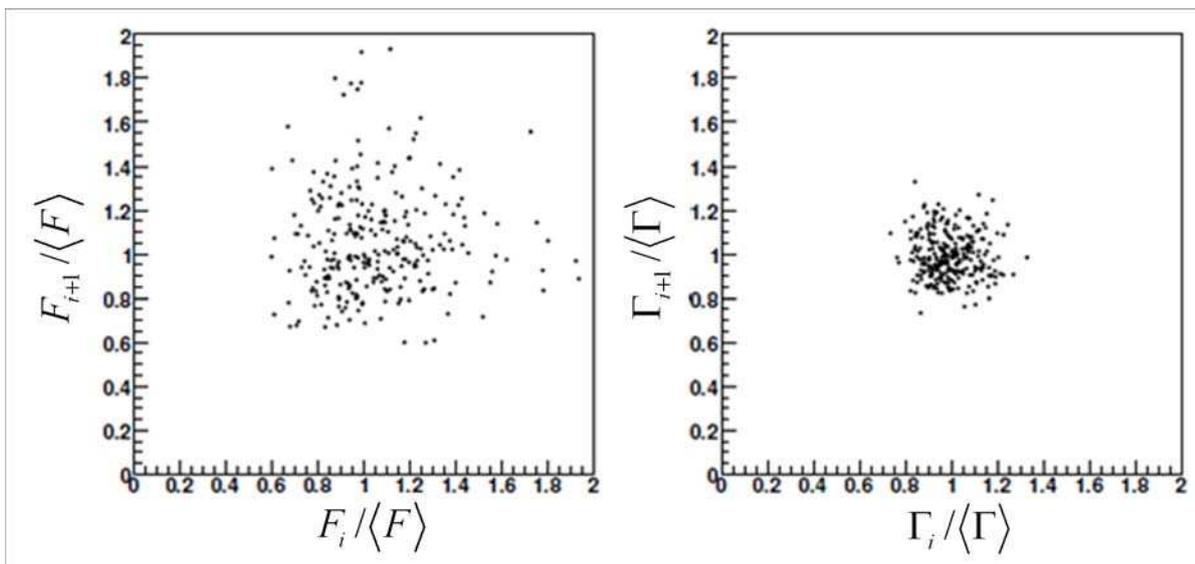


FIG. VIII.15 – Flux (gauche) et indice spectral (droite) mesurés dans deux intervalles consécutifs, pour une réalisation donnée.

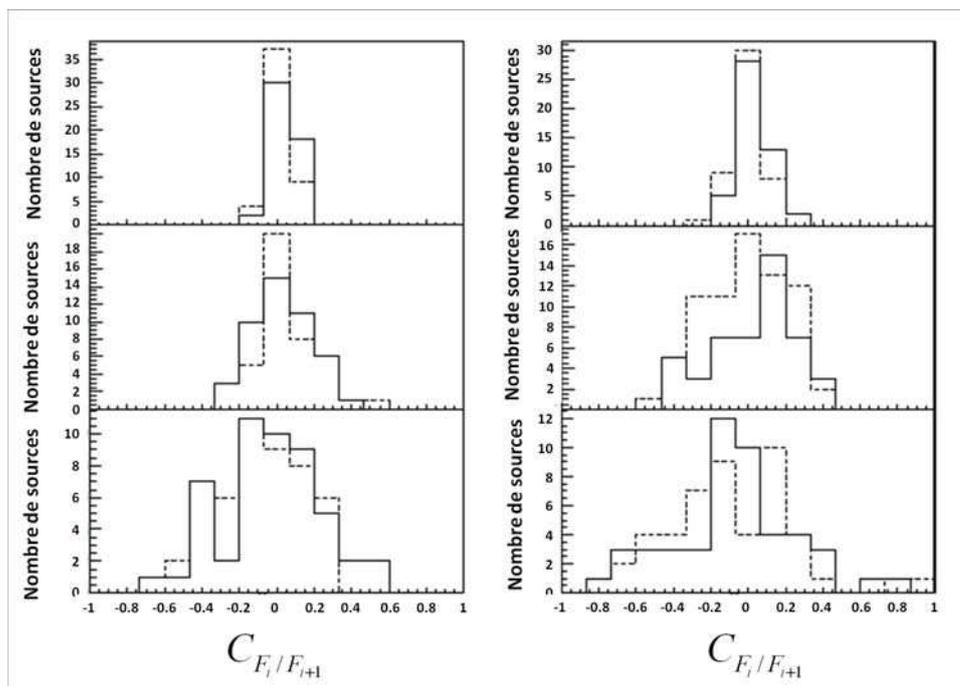


FIG. VIII.16 – Distributions des coefficients de corrélation entre flux mesurés dans des intervalles consécutifs pour les six jeux de paramètres : $\Gamma=2.0$ (gauche) et $\Gamma=2.4$ (droite), $F_{100}=5, 1, 0.5$ de haut en bas.

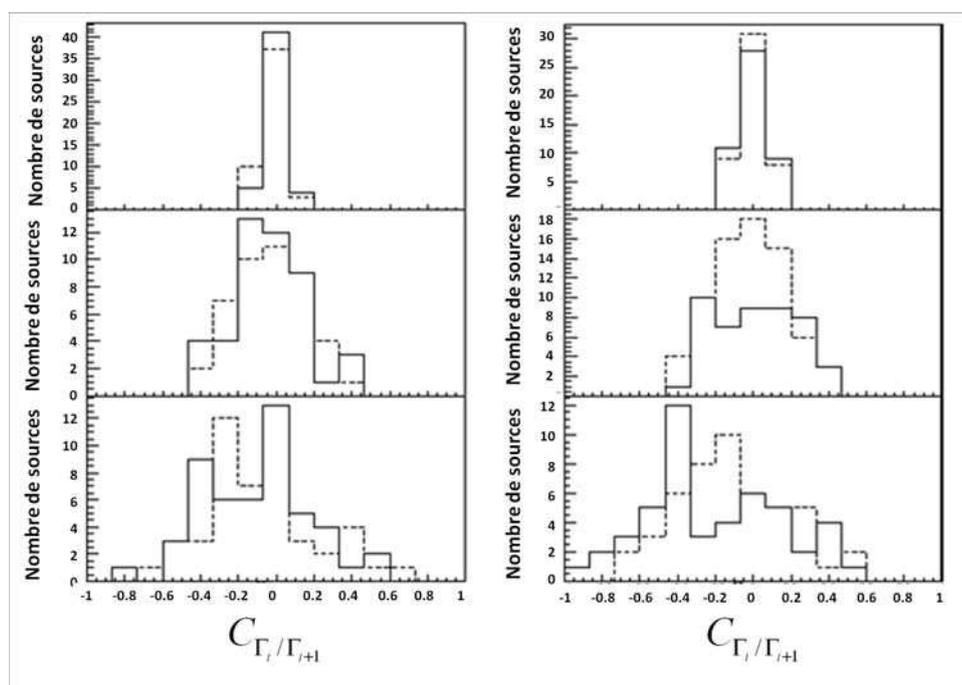


FIG. VIII.17 – Distributions des coefficients de corrélation entre indices spectraux mesurés dans des intervalles consécutifs pour les six jeux de paramètres : $\Gamma=2.0$ (gauche) et $\Gamma=2.4$ (droite), $F_{100}=5, 1, 0.5$ de haut en bas.

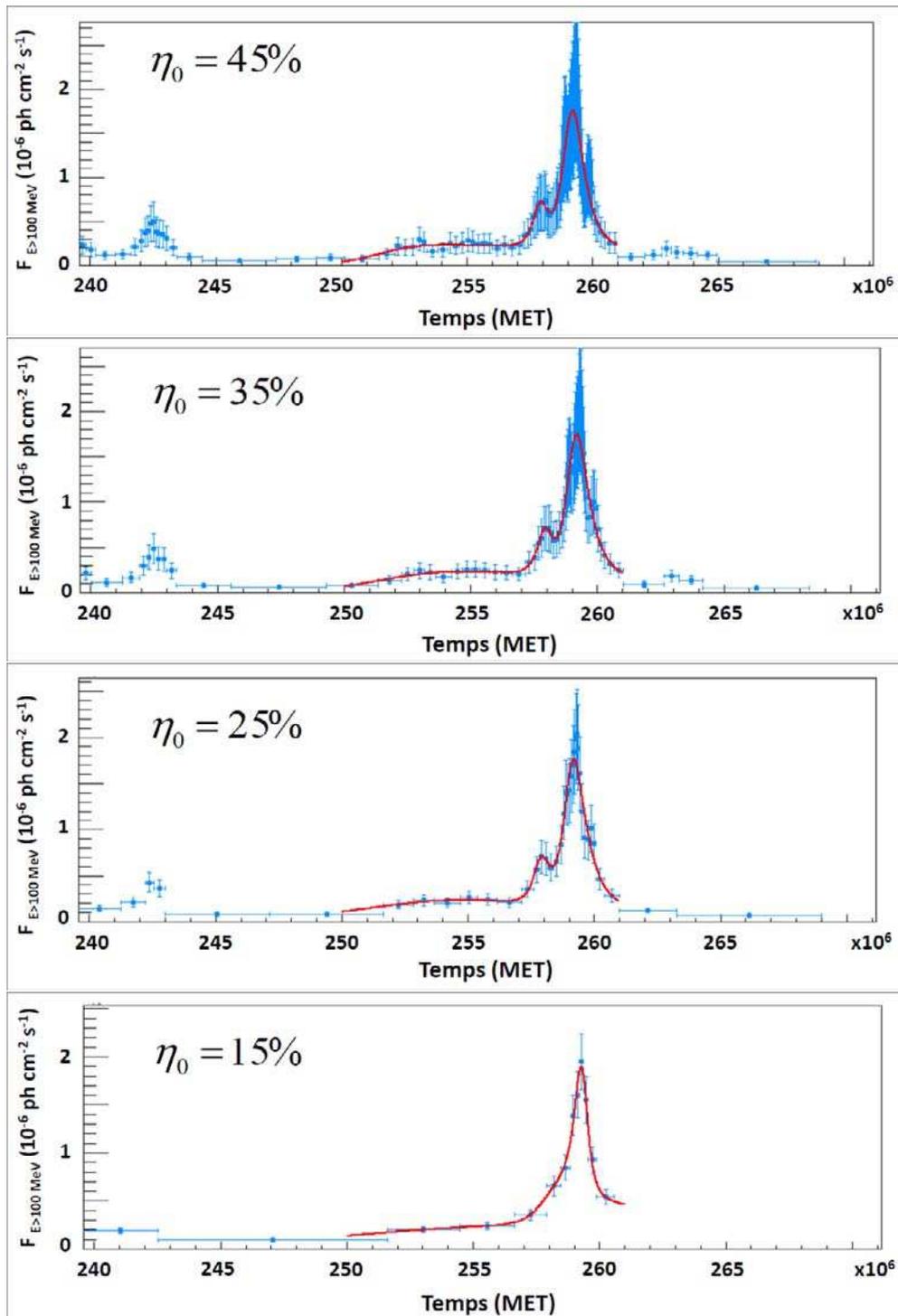


FIG. VIII.18 – Courbe de lumière à échantillonnage adaptatif pour une des sources simulées de la Section 3 pour différentes valeurs de η_0 : $\eta_0 = 45\%$, $\eta_0 = 35\%$, $\eta_0 = 25\%$ et $\eta_0 = 15\%$ de haut en bas. Les flux reportés sont issus de l'étape M1.

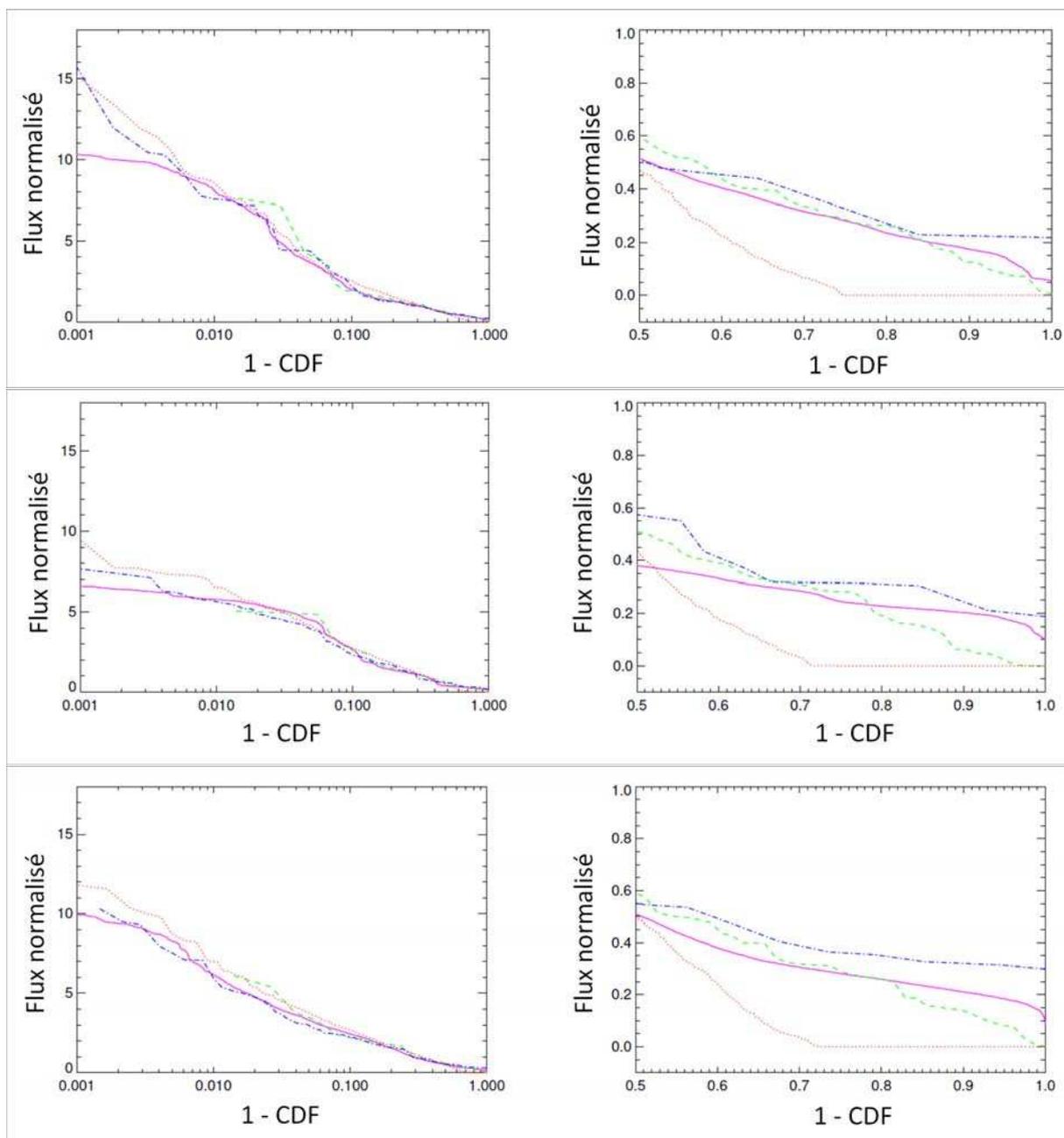


FIG. VIII.19 – Gauche : Flux normalisé à une moyenne de 1 en fonction de 1-CDF pour trois des quatre sources variables présentées dans les sections précédentes : vraie courbe de lumière (trait plein mauve), échantillonnage adaptatif (points-tirets bleus), échantillonnage régulier avec même nombre d'intervalles (tirets verts), échantillonnage régulier avec une plus grande résolution (seize fois plus d'intervalles) (pointillés rouges). Droite : agrandissement sur les zones de faibles flux. *Figure réalisée par Stefan Larsson.*

4 MEA versus Blocs Bayésiens

La MEA peut sembler très proche de la méthode des Blocs Bayésiens (dont une approche détaillée est donnée dans Scargle (1998)). En effet, toutes deux proposent un échantillonnage temporel qui s'adapte aux données et constituent une alternative à l'échantillonnage régulier arbitraire et choisi a priori habituellement utilisé dans ce domaine d'énergie. Cependant, ces deux méthodes sont différentes sur plusieurs plans. La différence majeure est le fait que la méthode des Blocs Bayésiens (BB) donne la manière la plus probable de segmenter la période d'observation en intervalles temporels durant lesquels aucune variation de flux statistiquement significative n'est observée. Dans la MEA, le critère de segmentation de la LC est basé, lui, sur une valeur donnée de $\hat{\sigma}_F$ (ou de TS), ce qui n'implique pas forcément un flux constant dans chaque intervalle ou un flux différent dans des intervalles consécutifs.

L'analyse en BB telle qu'implémentée dans les Sciences Tools nécessite trois paramètres d'entrée : le rayon d'extraction des photons, un taux d'acceptation de détection de fortuits et une énergie minimale optimale. Il n'y a a priori aucune raison pour que cette énergie soit égale à l'énergie de décorrélation dans le cas de la MEA. Le fait que la MEA ne nécessite pas d'optimisation particulière, au contraire du traitement en BB constitue un avantage de cette méthode.

La Figure VIII.20 montre une comparaison des résultats de la MEA (gauche) et de la méthode des BB (droite) appliquées à trois des sources précédemment simulées. Pour la méthode des BB, les photons furent sélectionnés dans une ROI de 1.32° de rayon centrée sur la position de la source. Ce rayon fut choisi de façon à satisfaire la condition suivante :

$$K \times PSF(r_{ROI}) = B \quad (\text{VIII.12})$$

où K est le nombre de photons à l'intérieur de la ROI, r_{ROI} le rayon limite de la ROI et B le nombre de photons par steradian au niveau de la limite extérieure de la ROI. L'idée est donc d'accumuler des photons et de déterminer le rayon à partir duquel la contribution du fond devient supérieure à celle de la source. Trois taux de détection de fortuits furent envisagés : 0.1%, 1% et 10%. Sur la Figure VIII.20, les traits pleins représentent les résultats de l'analyse *likelihood* pour ces mêmes intervalles. Cette figure met en évidence le fait que la MEA permet l'étude de sources plus faibles que la méthode BB. Ceci s'explique par le fait que la MEA utilise le rapport signal/bruit évalué avec des modèles de fonds diffus et une PSF dépendant de l'énergie alors que la méthode BB considère uniquement les événements situés à l'intérieur d'un cône d'acceptance centré sur la position de la source. Ces deux méthodes sont complémentaires. Du fait de sa meilleure sensibilité au flux, on s'attend à ce que, pour la plupart des sources LAT, les temps de montée et de descente du flux ainsi que le cycle utile de la source soient déterminés de façon plus précise avec la MEA. Un des avantages de la MEA est qu'elle peut, de plus, tenir compte des variations spectrales observées au cours du temps, alors que la méthode BB, telle que décrite dans Scargle (1998), ne le peut pas.

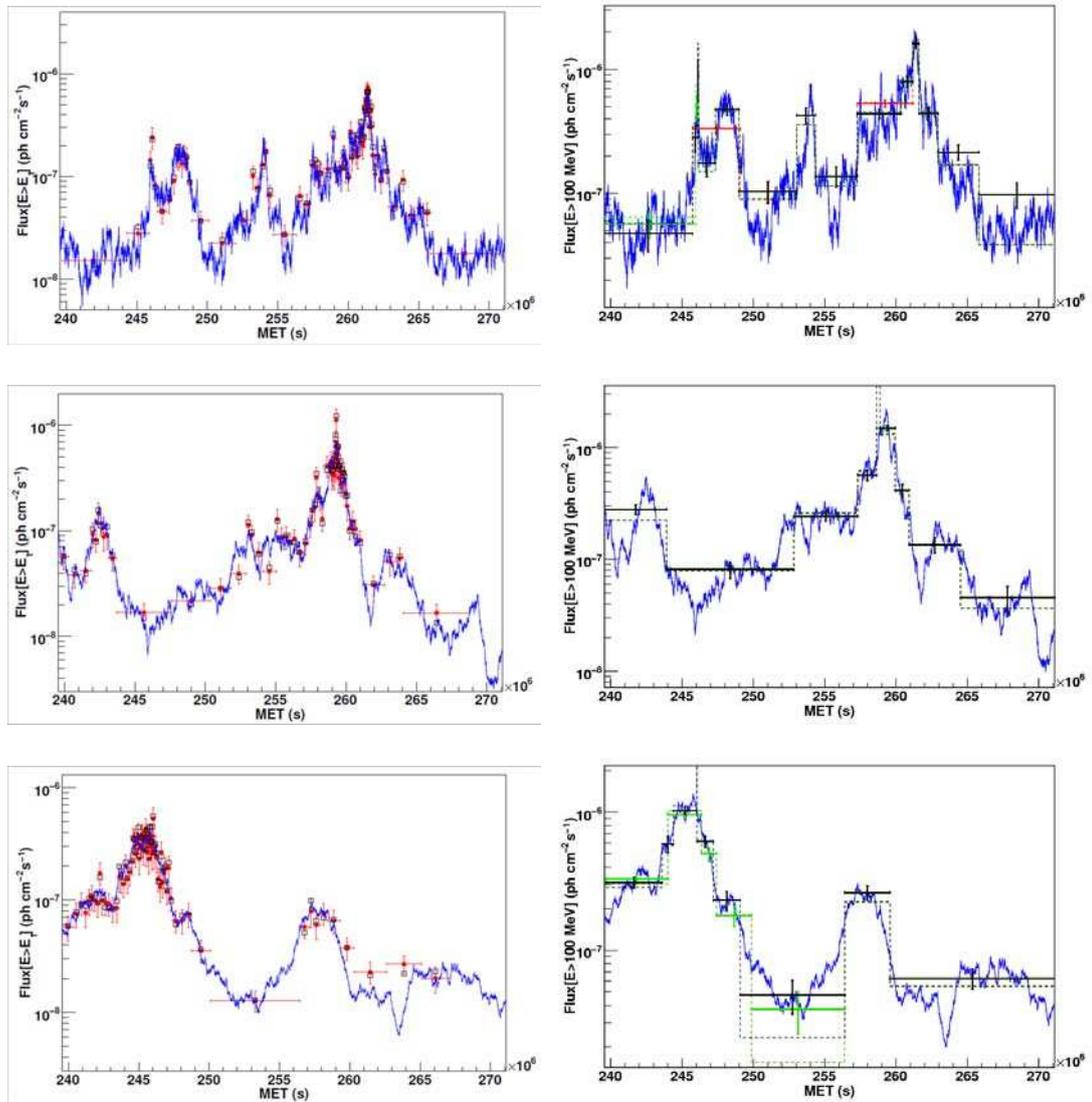


FIG. VIII.20 – Courbes de lumière de sources simulées. Gauche : MEA étape M1 (carrés noirs), étape M2 (cercles rouges). Droite : BB pour différents taux de faux positifs : 0.1% (rouge), 1% (vert), 10% (noir). Certaines LCs sont identiques. Pointillés : résultats BB, trait plein : résultats de l'analyse *likelihood* pour les mêmes intervalles.

PKS 1510-08	3C 454.3	Mkn 421	PKS 0235+164	GB6 J1312+4828
25.8±0.1	24.5±0.1	24.2±0.1	23.3±0.2	22.5±0.4
BL LAC	PKS 1244-255	PKS 2142-75	PKS 2233-148	PKS 2255-282
22.7±0.2	24.1±0.2	23.9±0.3	23.6±0.4	25.5±0.3

TAB. VIII.7 – Valeur centrale des distributions de $\hat{\sigma}_F$ pour les courbes de lumière de la Figure VIII.21, étant donné $\eta_0 = 25\%$.

5 Application de la MEA aux données réelles

Puisque les simulations n’ont permis de révéler aucun biais significatif, la MEA peut désormais être appliquée aux données réelles du LAT. Pour cela, nous avons choisi de considérer un échantillon formé des 100 blazars les plus brillants du 2 LAC (Ackermann et al., 2011), de TS le plus élevé.

5.1 Paramètres de l’analyse

Une LC à échantillonnage adaptatif fut donc générée pour chacune de ces sources, avec pour critère $\eta_0 = 25\%$, à part pour 3C 454.3 pour lequel une courbe de lumière avec $\eta_0 = 15\%$ fut également construite. Les analyses furent réalisées sur la période Août 2008 - Avril 2011 avec les paramètres suivants : version P6_V3_DIFFUSE d’IRFs, domaine en énergie [0.1-300] GeV, ROI de rayon 10° , angle de pivotement de 52° , angle zénithal maximal de 105° et optimiseur NEWMINUIT. Le spectre de l’ensemble des sources de la ROI fut modélisé par une PL, avec le flux et l’indice spectral laissés libres de varier pour la source d’intérêt et fixés pour les autres sources de la ROI (bien que ceci ne constitue pas une configuration optimale).

5.2 Courbes de lumière

Les courbes de lumière de 10 des 100 sources de notre échantillon sont présentées en Figure VIII.21. Ces LCs montrent des régimes en flux très différents, qui n’auraient pu être mis en évidence de façon aussi claire avec un échantillonnage régulier. La LC de GB6 J1312+4828 est une illustration particulièrement probante de l’apport de la MEA par rapport à un échantillonnage régulier. En effet, cette source montre une éruption de courte durée après une longue période de très faible activité. Seul un échantillonnage adaptatif permet d’extraire l’information contenue dans ces deux périodes, aux régimes très différents, sans faire apparaître de limite supérieure ni noyer l’éruption dans un intervalle temporel démesurément long. Les distributions correspondantes de $\hat{\sigma}_F$ permettent de vérifier le respect du critère $\eta_0 = 25\%$. Le Tableau VIII.7 donne la valeur centrale $\langle \hat{\sigma}_F \rangle$ de la distribution des $\hat{\sigma}_F$ pour ces 10 sources.

5.3 Significativité des variations observées

Pour chaque blazar de l’échantillon, la distribution des valeurs de TS obtenues dans l’ensemble des intervalles est calculée et les valeurs centrales et RMS extraites. La Figure VIII.22 représente la distribution des valeurs centrales (haut) et RMS (bas) obtenues. Ces deux distributions sont respectivement centrées sur 54 ± 14 et 14 ± 4 pour les valeurs centrales et les RMS. Elles attestent le fait

que, malgré le choix d'une incertitude statistique plutôt élevée dans chaque intervalle ($\eta_0 = 25\%$), l'information contenue dans chacun d'entre eux n'en demeure pas moins statistiquement significative. D'après la Figure VIII.22, le TS associé au cas le moins favorable reste toujours au-delà de la limite TS=4 au-dessus de laquelle Abdo et al. (2010f) considèrent la présence d'une limite supérieure sur l'intervalle. Malgré un critère relativement peu restrictif, la MEA permet d'éviter la présence de limites supérieures dans les courbes de lumière.

5.4 Distributions en flux

Dans une courbe de lumière obtenue avec la MEA, chaque point est associé à un temps caractéristique nécessaire à l'accumulation du signal pour un critère donné. Les périodes de fort flux sont caractérisées par des durées d'intégration faibles alors que les faibles flux sont intégrés sur de plus longs intervalles temporels. Pour caractériser la variabilité des sources, nous représentons la distribution en flux, pondérée par les temps d'intégration, pour les 100 sources de l'échantillon de blazars considérées précédemment, à partir des courbes de lumière obtenues avec la MEA. La Figure VIII.23 présente les résultats pour quatre sources particulières, chacune d'elles appartenant à une classe de blazars différente. De gauche à droite et de haut en bas : 3C 454.3 (FSRQ), PKS 0537-44 (LSP), 3C 66A (ISP) et Mkn 421 (HSP). Aucun problème de seuil n'affecte ces distributions au niveau des flux les plus faibles. Ces quatre exemples présentent un profil très similaire avec un pic plutôt bien encadré par deux distributions en loi de puissance. Dans le cas de 3C 66A, les deux pentes semblent similaires alors que 3C 454.3 montre un profil plutôt asymétrique. Le pic de la distribution définit le flux auquel la source passe la majorité du temps. Dans le cas de 3C 454.3, les flux inférieurs à la valeur du pic de la distribution semblent plus fréquents que les plus forts flux, confirmant ce qui fut observé par Tavecchio et al. (2010) pour une courbe de lumière générée avec les 18 premiers mois de données du LAT et des flux intégrés au-dessus de 100 MeV. L'examen de l'ensemble de l'échantillon met cependant en évidence une grande diversité de profils. Certains d'entre eux présentent un profil quasiment plat (ex : PKS2326-502, B22308+34), pour lequel les flux faibles et forts semblent équiprobables. Les quatre sources présentées ici constituent une illustration des différences de luminosité et variabilité observées entre les différentes classes de blazars et présentées dans la Section VI.9. En plus de flux de plus en plus élevés, la séquence HSP-ISP-LSP-FSRQ est caractérisée par une variabilité de plus en plus importante qui se traduit ici par un domaine en flux de plus en plus étendu. La Figure VIII.24 compile les résultats de cette analyse pour l'ensemble des 100 blazars de notre échantillon. Celle-ci représente la RMS de la distribution de la Figure VIII.23 en fonction de la valeur moyenne du flux, pour l'ensemble des sources. Les couleurs mettent en évidence les différentes classes de blazars : FSRQs (rouge), LSPs (vert), ISPs (bleu clair) et HSPs (bleu foncé). La tendance observée précédemment est ici confirmée. La séquence HSP-ISP-LSP-FSRQ est caractérisée par des flux moyens et des RMS de plus en plus élevés mettant en évidence une luminosité et une variabilité de plus en plus importantes. Il est important de noter que les flux sont calculés au-dessus de l'énergie de décorrélation, valeur différente pour chaque source. Cependant, la tendance observée resterait inchangée pour des flux intégrés au-dessus d'une énergie de référence.

La Figure VIII.25 présente le rapport de flux entre les valeurs maximale et minimale observées pour une source donnée, calculé pour l'ensemble des blazars de l'échantillon. Une distinction est faite entre les FSRQs (rouge) et les BL Lacs (bleu). Cette figure confirme le caractère davantage variable des FSRQs par rapport aux BL Lacs. Les deux points avec $F_{max}/F_{min} > 1000$ correspondent à PKS 1222+21 dont les valeurs extrêmes en flux sont 9.9×10^{-9} ph cm⁻² s⁻¹ et 1.5×10^{-5}

5. APPLICATION DE LA MEA AUX DONNÉES RÉELLES

ph cm⁻² s⁻¹ ainsi que 3C 454.3 dont le flux de la LC obtenue avec la MEA a varié entre 3.3×10^{-8} ph cm⁻² s⁻¹ et 6.9×10^{-5} ph cm⁻² s⁻¹.

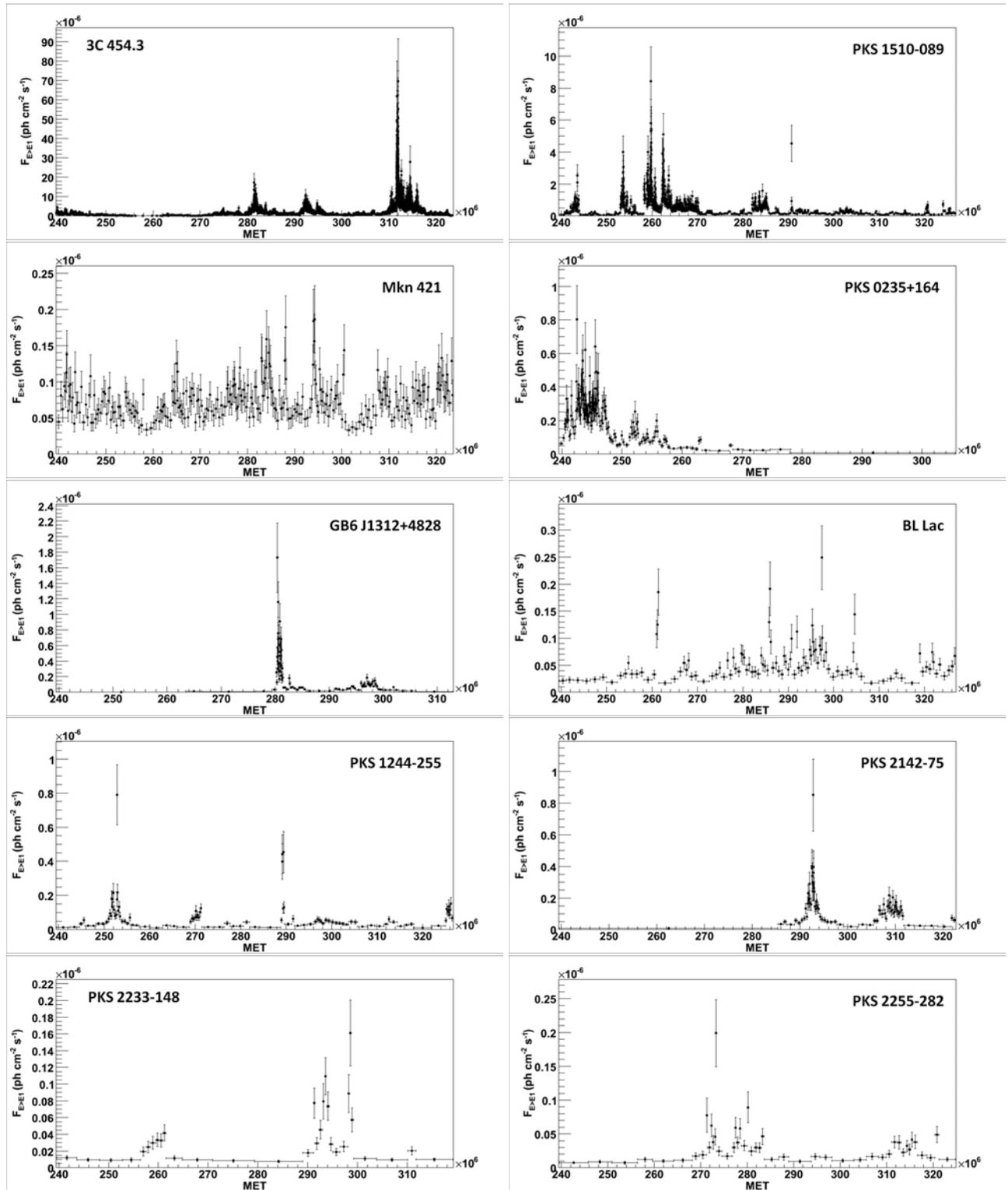


FIG. VIII.21 – Courbe de lumière à échantillonnage adaptatif pour 10 sources de notre échantillon, avec $\eta_0 = 25\%$. De gauche à droite et de haut en bas : **3C 454.3** (FSRQ), **PKS 1510-089** (FSRQ), **Mkn 421** (HSP), **PKS 0235+164** (LSP), **GB6 J1312+4828** (FSRQ), **BL LAC** (ISP), **PKS 1244-255** (FSRQ), **PKS 2142-75** (FSRQ), **PKS 2233-148** (LSP) et **PKS 2255-282** (FSRQ). Les sources sont ici présentées par ordre de significativité (intégrée sur les 24 premiers mois de la mission) décroissante. Les flux représentés sont ceux issus de l'étape *M2*.

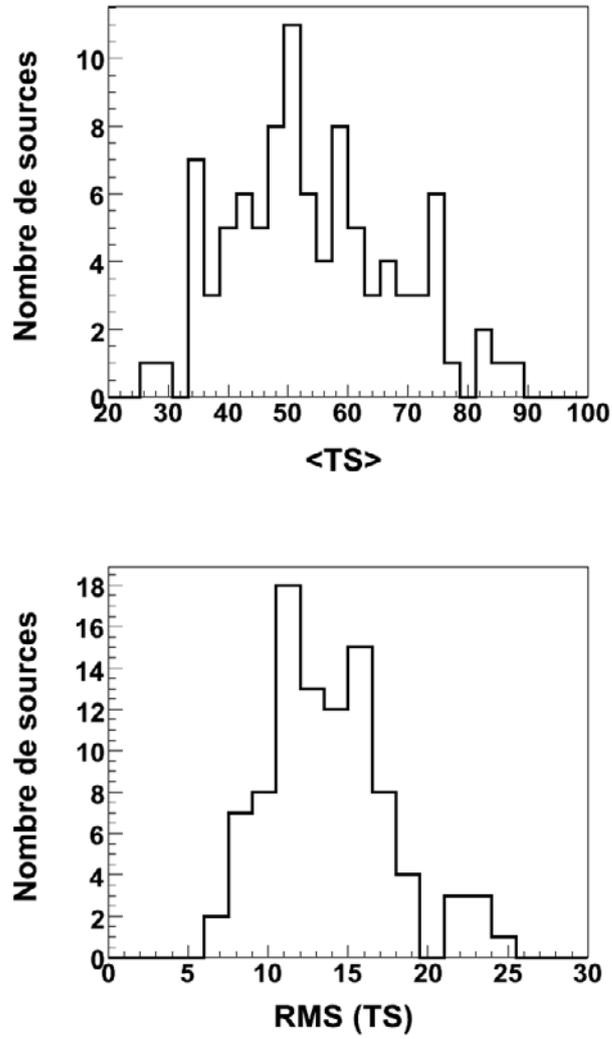


FIG. VIII.22 – Distribution des valeurs centrales (haut) et RMS (bas) des distributions de TS calculées pour l'ensemble des blazars de l'échantillon.

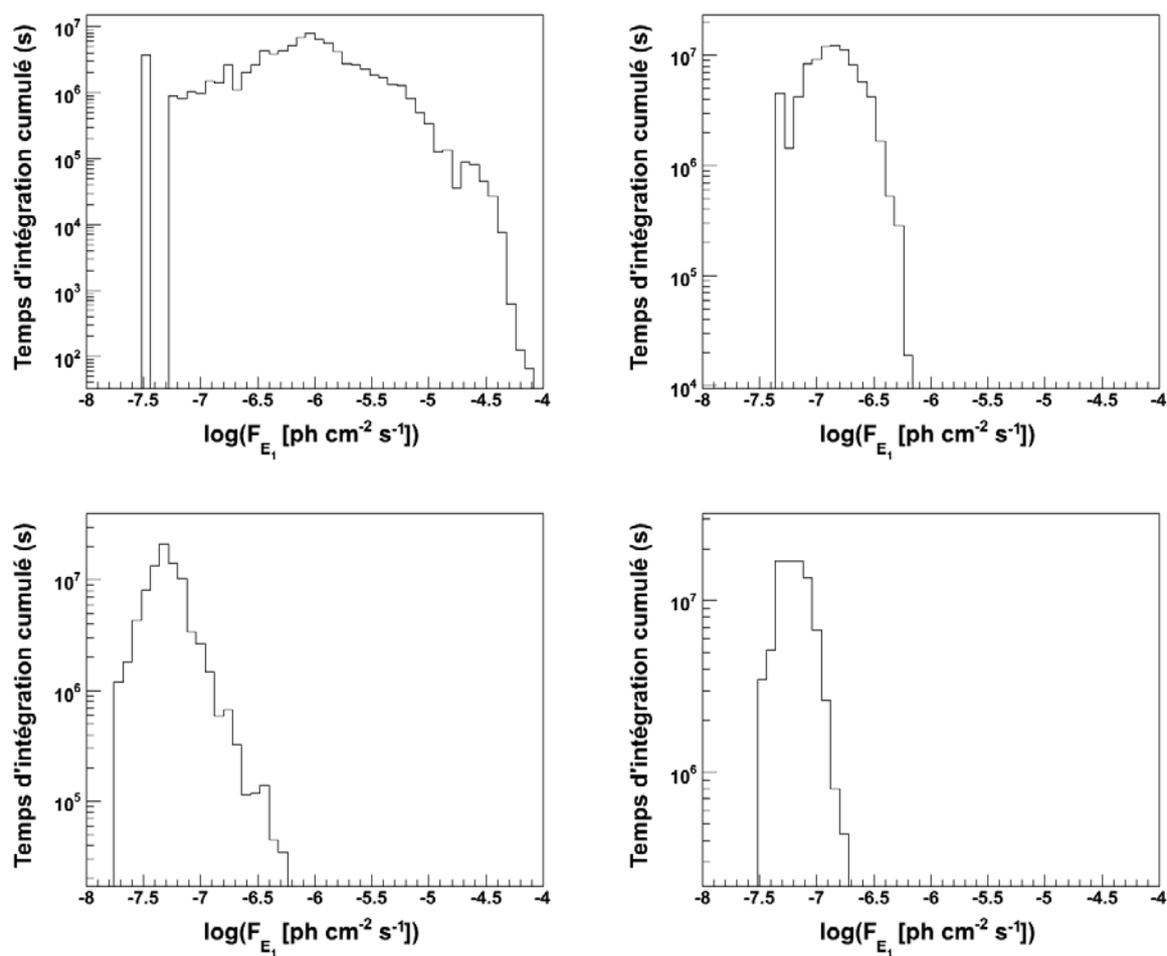


FIG. VIII.23 – Distribution en flux pondérée par les temps d'intégration pour, de gauche à droite et de haut en bas : 3C 454.3 (FSRQ), PKS 0537-441 (LSP), 3C 66A (ISP) et Mkn 421 (HSP).

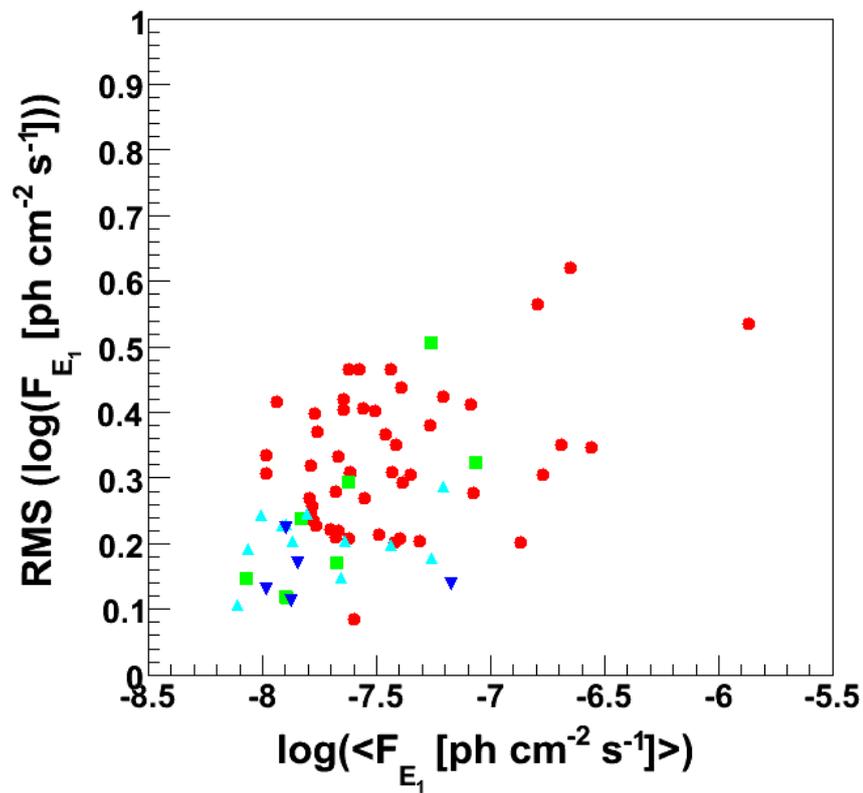


FIG. VIII.24 – RMS de la distribution de la Figure VIII.23 pour les 100 sources de l'échantillon présenté en Section 5.2 en fonction de la valeur moyenne de flux. Les résultats sont classés par types de blazars : FSRQs (rouge), LSPs (vert), ISPs (bleu clair) et HSPs (bleu foncé).

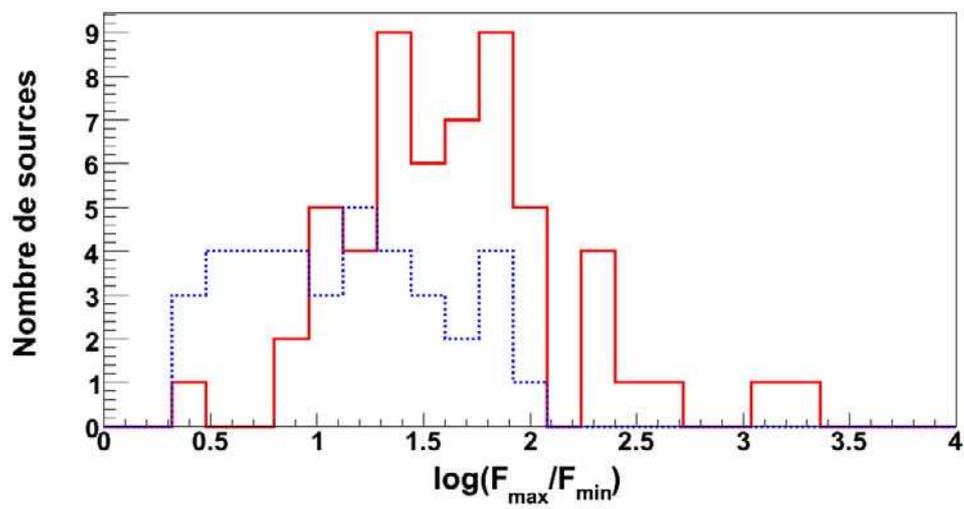


FIG. VIII.25 – Distribution du log du rapport de flux entre les valeurs maximale et minimale pour une source donnée, calculé pour l'ensemble des blazars de l'échantillon. Rouge, trait plein : FSRQs, bleu, pointillés : BL Lacs. Les deux points au-delà de 10^3 correspondent à PKS 1222+21 et 3C 454.3.

6 Limitations de la MEA

6.1 Confusion

Dans la version de la MEA présentée ici, les autres sources de la ROI ne sont pas considérées dans le processus d'estimation alors qu'elles sont incluses dans le modèle utilisé par glike durant l'analyse. Ainsi, si une source contaminante, i.e. une source très brillante ou moyennement brillante mais très proche de la source centrale, se situe dans la ROI, certains photons de cette source peuvent être, à tort, assignés à la source centrale. Ce problème de confusion peut mener à une surestimation du flux de cette dernière entraînant une sous-estimation de la taille des intervalles temporels.

Un ordre de grandeur de la contamination affectant la source centrale peut être estimé de la façon suivante :

$$Contamination = \frac{\sum_i F_{100,i} \times PSF(\theta_i)}{F_{100} \times PSF(\theta = 0)} \quad (\text{VIII.13})$$

où F_{100} est le flux différentiel de la source centrale (placée à $\theta = 0$) à $E = 100$ MeV (énergie pour laquelle la PSF est la plus étalée). La somme est réalisée sur l'ensemble des autres sources présentes dans la ROI. La PSF de BACK étant plus pénalisante que celle de FRONT, c'est celle-ci que nous considérerons ici. Le calcul de la contamination appliquée à Markarian 501 donne une contamination supérieure à 100%. La Figure VIII.26 représente une ROI de 10° de rayon centrée sur Mkn 501. Alors

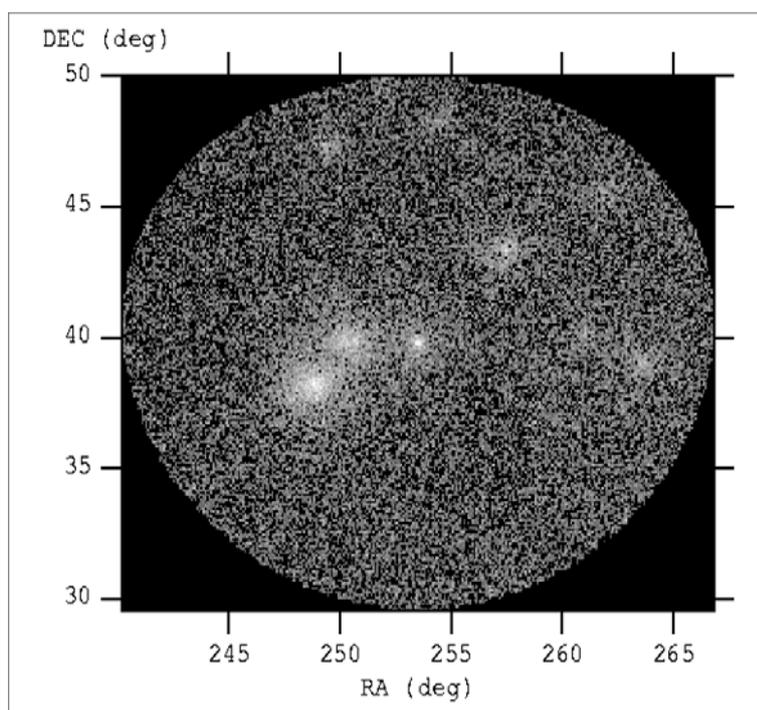


FIG. VIII.26 – Région du ciel de 10° de rayon centrée sur Markarian 501.

que 8 sources principales sont présentes dans cette région du ciel, deux particulièrement proches et brillantes sont à l'origine de cette contamination très élevée. Il sera vu dans la suite qu'une amélio-

ration portée à la méthode fut de considérer la présence de ces autres sources contaminantes dans le processus d'estimation des flux.

6.2 Absence de processus correctif à posteriori

Un point faible, inhérent à la méthode, est l'absence de processus permettant de corriger, à posteriori, les intervalles pour lesquels les résultats de l'analyse *likelihood* donnent un critère trop éloigné de la valeur fixée par l'utilisateur. Cependant, la très bonne adéquation vue précédemment entre le flux estimé et le flux *likelihood* permet de remplir la condition choisie par l'utilisateur, à 20% près, dans la très grande majorité des cas. Seuls une fraction infime (quelques pourcents) des points se situe hors de cette tolérance après l'étape M2. L'absence de processus correctif inhérent à la MEA est donc compensé par de très bonnes performances.

7 Pass 7 : quels impacts sur la MEA ?

L'évolution de la MEA vers un traitement en Pass 7 (P7_CLEAN_V6) constitue la dernière avancée réalisée au moment de l'écriture de cette thèse et nécessaire à l'analyse des données ultérieures à Août 2011, seulement disponibles en Pass 7.

7.1 Courbes de lumière

La Figure VIII.27 représente les LCs des 10 mêmes sources composant l'échantillon défini à la Section 5.2, générées avec les données P7_CLEAN_V6. Ces LCs sont réalisées sur les 42 premiers mois (soit environ 3.5 ans) de la mission. L'analyse est légèrement différente par rapport à la précédente puisqu'ici le flux des sources les plus variables (indice de variabilité supérieur à 100, voir définition à la section VI.9.6) et donc aussi les plus brillantes a été laissé libre de varier durant l'analyse standard (étape M2). De manière générale, sur les 24 premiers mois, les LCs sont tout à fait comparables à celles obtenues avec les données Pass 6. Cependant, une inspection plus détaillée permet de mettre en lumière certaines différences. La Figure VIII.28 présente un agrandissement de certaines régions, sur lesquelles une différence significative est observée entre les jeux de données Pass 6 et Pass 7, l'un d'entre eux révélant une variation susceptible de correspondre à une éruption non visible dans l'autre cas. Dans les cas 1, 2 et 6 (numérotés de gauche à droite et de haut en bas), les données Pass 6 révèlent un tel phénomène qui n'est pas détecté dans les données Pass7. Le cas contraire est observé dans les cas 3, 4 et 5.

Les différences observées entre Pass 6 et Pass 7 proviennent majoritairement de différentes coupures appliquées aux données. Les effets liés à l'augmentation de la surface efficace à basse énergie, de la non-dépendance à l'angle d'inclinaison θ de la PSF caractérisée en vol et de la dépendance de la surface efficace à l'angle azimuthal ϕ (voir Section II.3.2 pour plus de détails) sont eux négligeables.

Le gain en sensibilité lié à l'utilisation de Pass 7 a, lui, un effet visible sur les courbes de lumière qui se traduit, pour une source, une période et un critère donnés, par un nombre d'intervalles plus élevé. En effet, du fait de cette augmentation de sensibilité, le critère (TS ou $\hat{\sigma}_F$) est atteint en un temps plus court, par rapport à la version Pass 6. En moyenne, pour une source donnée, le nombre d'intervalles Pass 7 est 15% plus élevé que pour Pass 6.

7.2 Confusion

Coinjointement au passage à Pass 7, une amélioration fut portée à la procédure dans le but de limiter l'aspect de confusion et donc le décalage systématique des flux entre les valeurs estimées et celles issues de l'analyse *likelihood*. Durant le processus d'estimation des flux, seul le flux de la source d'intérêt était ajusté lors de la maximisation de la log-vraisemblance. Désormais, le flux des trois sources les plus contaminantes (contamination calculée à partir de la formule VIII.13) sont également ajustés durant le processus d'estimation. La Figure VIII.29 montre la courbe de lumière de Markarian 501 pour $E > E1$ pour les flux estimés issus de l'étape *M1* (vert), les flux de l'étape *M2* (rouge), et les flux mensuels extraits du catalogue 2LAC (bleu) (Ackermann et al., 2011). Les points bleus correspondent au temps d'arrivée du photon le plus énergétique dans chaque intervalle. Le panneau du haut correspond au cas où seule la source d'intérêt est prise en compte dans le processus d'estimation des flux de l'étape *M1*. Le cas où les trois sources les plus contaminantes sont elles aussi prises en compte lors du processus de maximisation de la vraisemblance est représenté dans le panneau du bas. Ces deux LCs présentent des flux estimés (vert) très différents. Dans le cas "non corrigé" (panneau du haut), les flux estimés sont systématiquement supérieurs aux flux issus de l'analyse standard. En effet, puisque seul Mkn 501 est pris en compte dans le processus de maximisation de la vraisemblance, les photons provenant des sources contaminantes voisines, visibles sur la Figure VIII.26, sont attribués à tort à Mkn 501, augmentant son flux de façon artificielle. Une fois les trois sources les plus contaminantes prises en compte dans le processus d'estimation, les flux estimés deviennent alors beaucoup plus proches de ceux issus de l'analyse standard.

7.3 Performances de la MEA : Pass 6 versus Pass 7

Afin de mettre en évidence une éventuelle évolution des performances de la MEA lors du passage de Pass 6 à Pass 7, la distribution des σ_F a été réalisée pour l'ensemble des sources de l'échantillon considéré, à la fois pour Pass 6 et Pass 7. De chaque distribution, la valeur centrale et la RMS ont été extraites puis une distribution de ces deux séries de paramètres a été réalisée. La Figure VIII.30 présente la distribution des valeurs centrales et des RMS précédemment obtenues pour Pass 6 (trait plein) et Pass 7 (pointillés). La distribution des valeurs centrales est centrée sur $(24.8 \pm 0.2)\%$ et $(27.8 \pm 0.3)\%$ pour Pass 6 et Pass 7 respectivement étant donné $\eta_0 = 25\%$. Les performances de la MEA version Pass 6 semblent donc légèrement meilleures que la version Pass 7. Il est à noter que ces deux analyses couvrent deux périodes différentes : 24 mois pour Pass 6 et 42 mois pour Pass 7.

8 Conclusions et perspectives

Dans ce chapitre, une nouvelle méthode de génération de courbes de lumière a été présentée. Celle-ci, appelée MEA et basée sur un échantillonnage adaptatif, permet d'obtenir une précision statistique (ou au choix significativité) constante dans tous les intervalles temporels, ce qui accroît de manière non négligeable la quantité d'information extraite de la LC par rapport à un échantillonnage régulier. Cette méthode permet, grâce à des outils performants détaillés dans la Section 2.1, d'obtenir une courbe de lumière issue de l'analyse *likelihood* en seulement quelques heures.

Une série de simulations de sources constantes et variables a permis d'écarter la présence de tout biais significatif et de valider la méthode.

Complémentaire de la méthode des Blocs Bayésiens (BB) qui détermine les intervalles pour obtenir un flux constant dans chacun d'entre eux, la MEA repose, elle, sur une précision statistique sur la mesure du flux constante dans l'ensemble des intervalles. Il a été montré que sa sensibilité est supérieure à celle des BB. La MEA est plutôt adaptée à l'étude des variations spécifiques de flux d'une source en présence de fonds (potentiellement variables) alors que les BB sont davantage aptes à détecter des départs d'éruptions à partir d'un état de flux constant, sans se soucier de la modélisation du fond. La MEA est de ce fait particulièrement pertinente pour l'étude des cycles utiles des blazars.

Une application de la MEA aux données réelles a fait apparaître un problème de confusion pouvant être important pour certaines sources. Ce problème est en grande partie résolu lorsque l'on prend en compte les sources les plus contaminantes de la ROI lors du processus d'estimation de l'étape *M1*. La MEA reste un outil très performant capable de fournir à l'utilisateur une courbe de lumière en accord avec le critère choisi. Une étude de l'impact du passage de Pass 6 à Pass 7 sur la MEA fut réalisée. Seule une légère diminution des performances fut notée.

La MEA constitue un nouvel outil puissant dans le cadre de l'étude de variabilité des AGN et plus largement de toute source potentiellement variable. Un exemple d'études tirant particulièrement profit de la MEA a été présenté (cycles utiles, distributions en flux). Un projet a débuté au sein de la Collaboration Fermi pour réitérer avec 3.5 ans de données et mettre à jour l'étude menée dans Abdo et al. (2010f) à savoir la comparaison de la variabilité des FSRQs et des BL Lacs (voir Section VI.9.6). Les résultats fournis par la MEA sont en effet plus appropriés pour étudier les cycles utiles des sources et pour construire les Densités Spectrales de Puissance (PDS) que les résultats obtenus avec un échantillonnage régulier.

L'étude des structures temporelles sur une population importante de sources permet de mettre en lumière les mécanismes à l'origine de cette variabilité et contribue à identifier et comprendre les différences observées entre les différents types de blazars.

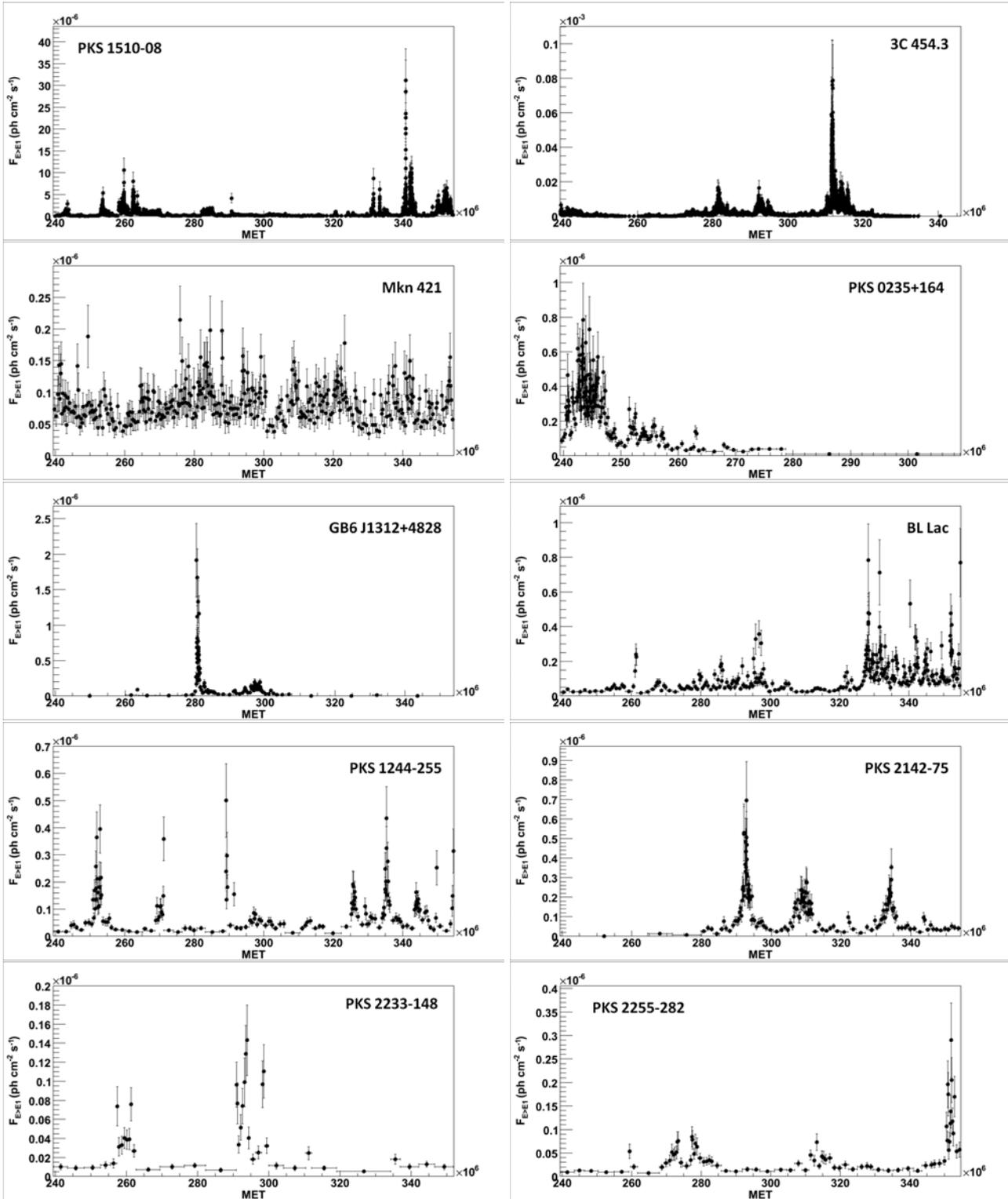


FIG. VIII.27 – Courbe de lumière à échantillonnage adaptatif avec les données P7_CLEAN_V6 pour les 10 sources de l'échantillon de la Section 5.2, avec $\eta_0 = 25\%$, sur les 42 premiers mois de la mission. Les flux représentés sont ceux issus de l'étape M2.

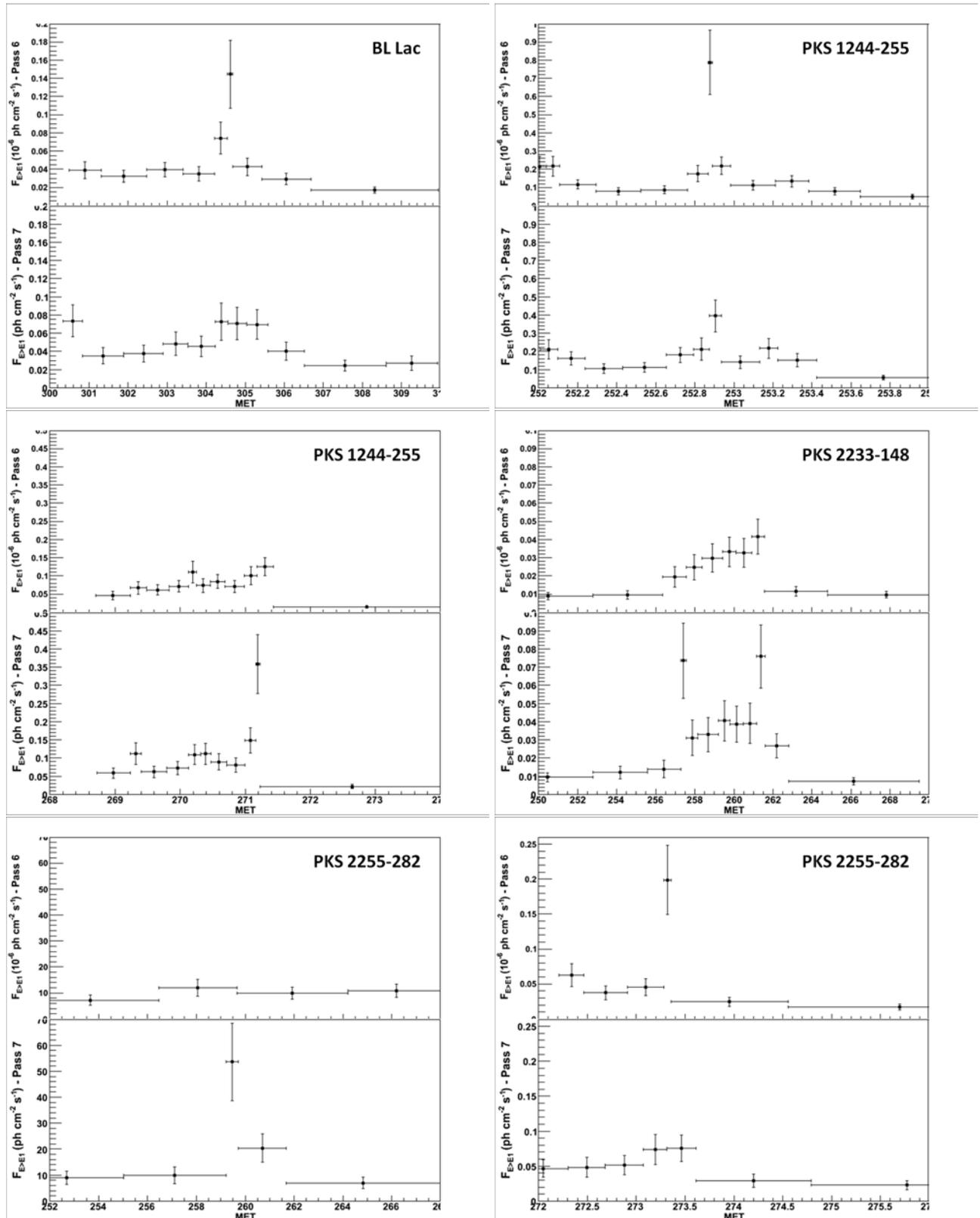


FIG. VIII.28 – Comparaison des LCs obtenues avec les données Pass 6 et Pass 7 à travers divers agrandissements réalisés sur les sources suivantes : **BL LAC**, **PKS 1244-255**, **PKS 2233-148** et **PKS 2255-282**. Les flux représentés sont ceux issus de l'étape *M2*.

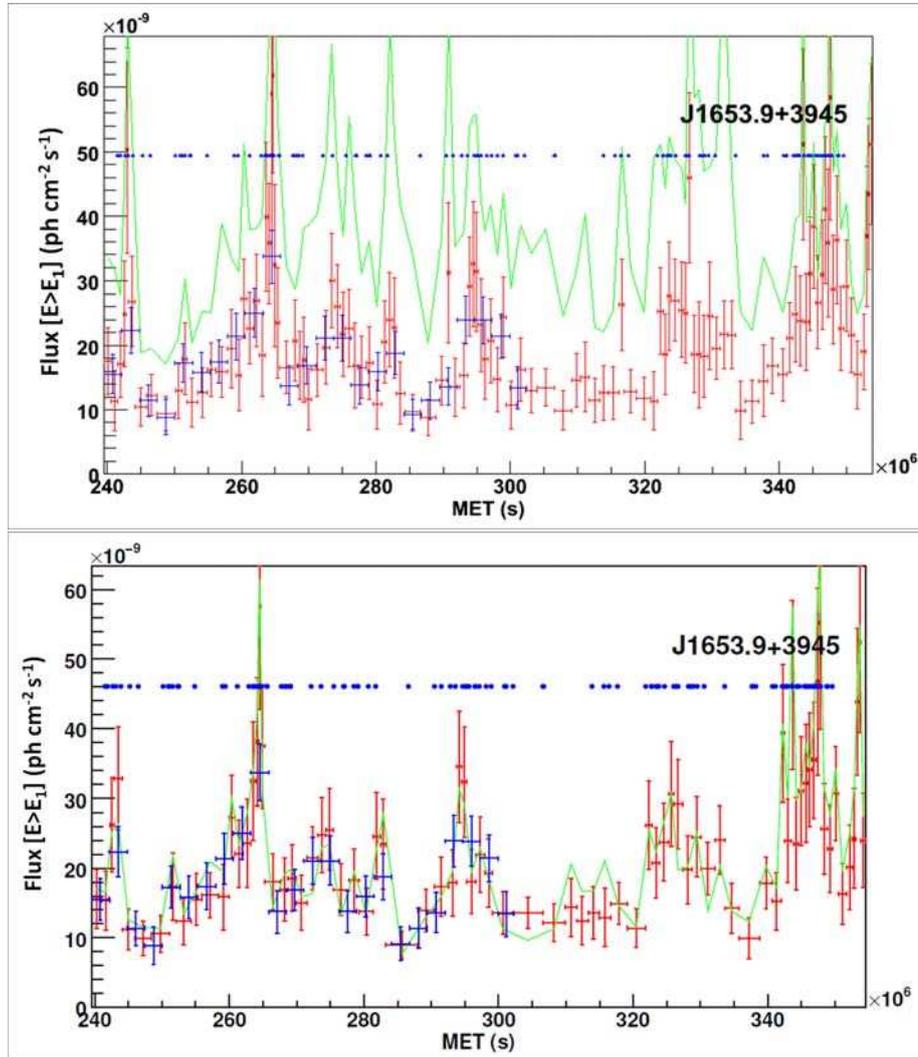


FIG. VIII.29 – Courbe de lumière de Mkn 501 pour $E > E_1$. Vert : flux estimés de l'étape $M1$, rouge : flux de l'étape $M2$, bleu : flux mensuels du 2LAC. Les points bleus correspondent au temps d'arrivée du photon le plus énergétique dans chaque intervalle. Haut : seule la source d'intérêt est prise en compte dans l'estimation des flux. Bas : les trois sources les plus contaminantes sont également prises en compte lors du processus d'estimation.

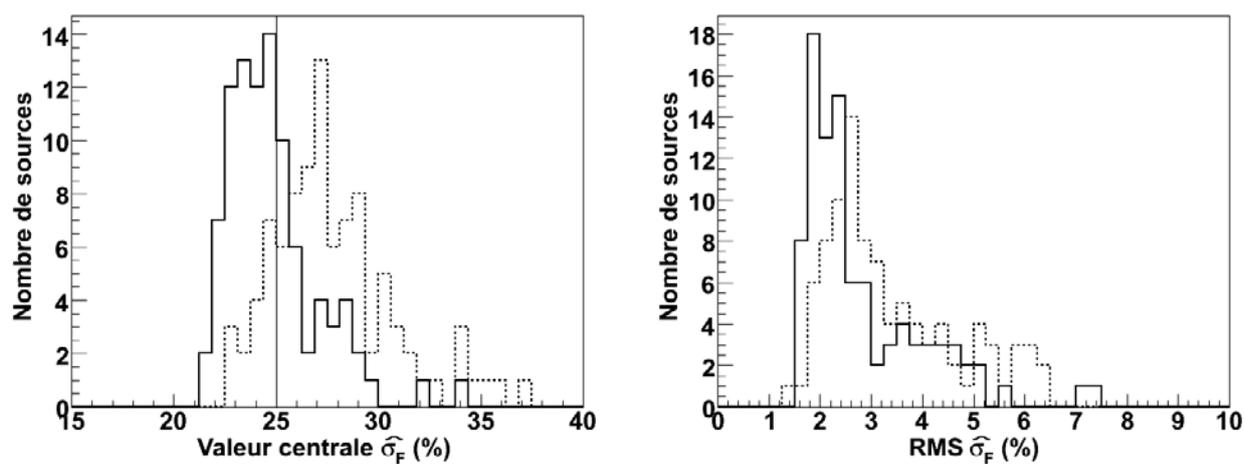


FIG. VIII.30 – Distribution des valeurs centrales (gauche) et des RMS (droite) extraites des distributions de $\hat{\sigma}_F$ réalisées sur l'ensemble de l'échantillon considéré pour Pass 6 (trait plein) et Pass 7 (pointillés).

CONCLUSIONS

Conclusions

Les quatre premières années d'observation du LAT ont montré l'importance et le potentiel unique de cet oeil nouveau sur l'univers. Elles ont permis de détecter près de 2000 sources (1873 dans le catalogue des données Fermi à 24 mois, Nolan et al. (2012)), dont 1120 sont des Noyaux Actifs de Galaxie. L'écrasante majorité des sources extragalactiques détectées par le LAT sont des blazars, AGN caractérisés par un jet très peu incliné par rapport à la ligne de visée.

Une étude détaillée du blazar 3C 454.3 fut menée durant cette thèse. Une étude corrélée des variations du flux et des variations spectrales fut réalisée durant trois événements d'ampleur exceptionnelle : Décembre 2009, Avril et Novembre 2010. Lors de cette dernière éruption, le flux journalier atteignit une valeur record de $F_{100} = (66 \pm 2) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, faisant de 3C 454.3 la source la plus brillante du ciel gamma. Les différentes éruptions ayant eu lieu depuis le lancement de Fermi en 2008 présentent un profil de flux caractéristique avec un plateau intermédiaire précédant le saut principal. Bien que présentant parfois une significativité limitée, ce plateau récurrent pourrait constituer un signal d'alerte avant une éruption de grande ampleur. Ceci pourrait s'avérer extrêmement intéressant et utile pour déclencher des observations multi-longueurs d'onde et optimiser ainsi la couverture de l'événement par les observatoires spatiaux et terrestres.

Les valeurs extrêmes de flux enregistrées au cours de la période 2009-2010 ont permis de tester l'évolution spectrale de 3C 454.3 sur un domaine en flux très étendu. Premier blazar pour lequel le phénomène a été observé, dès le lancement de Fermi, 3C 454.3 présente une coupure spectrale à une énergie de l'ordre de 2 GeV. Alors que 3C 454.3 a montré des variations de flux de plus d'un facteur 40, la position de cette cassure a été trouvée quasi-constante au cours du temps. L'hypothèse d'une coupure due à la transition de la diffusion Compton du régime Thomson au régime Klein-Nishina a été testée mais ne permet finalement pas d'expliquer les données de façon correcte, renforçant l'hypothèse selon laquelle une cassure dans le spectre des électrons pourrait être à l'origine de la coupure spectrale observée dans le domaine du GeV.

Bien que d'amplitude limitée, une variation spectrale significative a été observée durant l'éruption de Novembre 2010, avec un durcissement du spectre dans les phases de flux les plus élevés. Ce durcissement jusqu'à un indice spectral $\Gamma \simeq 2.1$ constitue une signature peu fréquente pour un FSRQ puisque seuls 2% de ceux contenus dans le catalogue des données du LAT après 11 mois d'observation (Abdo et al., 2010c) ont un indice spectral moyen inférieur à 2.1.

L'observation du photon le plus énergétique, d'énergie 31 GeV, durant la phase descendante de flux lors de l'éruption de Novembre constitue une indication, à partir d'un calcul d'opacité $\gamma\gamma$, que la zone d'émission se trouvait, au moment de l'émission de ce photon, au niveau des limites externes de la BLR, là où le processus d'atténuation des photons gamma avec les photons de la BLR n'est plus effectif.

Le caractère typique des caractéristiques observées durant cette étude ne peut pour le moment être établi. Cependant, étant donné le caractère extrêmement variable de 3C 454.3, il est fort probable que ce dernier nous offre la chance d'étudier dans les prochaines années de fonctionnement de Fermi l'aspect plus ou moins systématique des signatures observées jusqu'alors. De telles éruptions permettent de fournir la statistique nécessaire aux études temporelles et spectrales détaillées telles que présentées dans cette thèse. Le prolongement de la mission Fermi jusqu'en 2016 constitue donc une aubaine pour l'étude des blazars qui ont encore quelques années devant eux pour nous révéler leurs secrets les plus intimes.

Comme 3C 454.3, la majorité des blazars montrent dans le domaine du GeV une variabilité sur des échelles de quelques minutes à plusieurs mois. Dans ce contexte, un échantillonnage régulier des

courbes de lumière n'est absolument pas adapté à rendre compte des variations de flux sur des échelles de temps si différentes. Seul un échantillonnage adaptatif permet d'extraire le maximum d'information des données, à la fois en période de faibles et de forts flux. Une méthode de génération de courbes de lumière à échantillonnage adaptatif (Méthode à Echantillonnage Adaptatif ou MEA) a été développée au cours de cette thèse. Celle-ci permet de générer des courbes de lumière à incertitude relative sur le flux ou significativité constante. Cette méthode, qui s'adapte aux variations de flux de la source, permet d'extraire davantage d'information par rapport à un échantillonnage régulier, sans privilégier d'échelle de temps arbitraire *a priori* et en évitant les limites supérieures. Après avoir expliqué la méthode de calcul des intervalles temporels, nous avons présenté les résultats des simulations destinées à tester les biais potentiels de la MEA, à l'aide de sources constantes et variables. Ces derniers n'ont montré aucune différence significative dans les différents tests (biais dans les mesures du flux et de l'indice spectral, corrélation entre intervalles consécutifs, corrélation entre flux et indice spectral) entre échantillonnages régulier et adaptatif.

Complémentaire de la méthode des Blocs Bayésiens (BB) qui détermine les intervalles pour obtenir un flux constant dans chacun d'entre eux, la MEA repose, elle, sur une précision statistique sur la mesure du flux constante sur l'ensemble de la courbe de lumière. Il a été montré que sa sensibilité est supérieure à celle des BB. La MEA est plutôt adaptée à l'étude des variations spécifiques de flux d'une source en présence de fonds (potentiellement variables) alors que les BB sont davantage aptes à détecter des départs d'éruptions à partir d'un état de flux constant, sans aucun souci de modélisation du fond.

Une fois validée, la MEA a ensuite été appliquée aux données réelles du LAT. Les courbes de lumière à échantillonnage adaptatif des 100 blazars les plus brillants du 2LAC (Ackermann et al., 2011) ont été générées avec une incertitude relative en flux de 25%, avec les données Pass 6. Cette valeur a été choisie dans l'optique d'étudier les effets négatifs liés au faible nombre de photons plus importants pour des intervalles de courte durée et donc pour un η_0 grand. La MEA constitue un outil très performant qui permet d'obtenir une courbe de lumière issue de l'analyse standard des données du LAT en seulement quelques heures. La MEA a ensuite été appliquée aux données Pass 7 ne révélant pas de différence significative.

Nous avons démontré que la MEA constitue un outil puissant dans le cadre de l'étude de la variabilité des AGN (cycles utiles, caractérisation des flares, études des flux dans les états bas) et plus largement de toute source potentiellement variable. Un projet d'étude de variabilité des blazars a débuté au sein de la Collaboration Fermi, l'un de ses objectifs étant de comparer la variabilité des FSRQs et des BL Lacs à partir des résultats issus de la MEA. Il serait maintenant intéressant de mettre cet outil au service des études multi-longueurs d'onde afin par exemple de déterminer plus précisément les retards (*lags*) entre les signatures observées dans différentes bandes en énergie. Un intérêt certain fut d'ailleurs montré par les radioastronomes présents dans la Collaboration Fermi durant la période de développement de la MEA.

ANNEXES

Formalisme associé à la MEA

1 Formalisme

Dans cette section, nous présentons le formalisme utilisé par la suite en considérant la détection de photons d'énergie E_i arrivant avec un angle θ_i par rapport à l'axe z du satellite (axe perpendiculaire à la face supérieure du satellite), en supposant un modèle de source et de fond diffus. Chaque photon est caractérisé par la variable v_i qui spécifie le lieu de conversion du photon gamma en une paire e^-e^+ : $v_i = 0$ pour la partie FRONT du détecteur et $v_i = 1$ pour la partie BACK.

Dans la suite, l'énergie mesurée sera considérée égale à l'énergie réelle. Il a été montré que la redistribution en énergie (de l'ordre de 10% pour un domaine d'énergie couvert par le LAT d'environ 4 décades) compliquerait de façon considérable l'algèbre et ne joue aucun rôle significatif ici. Elle sera donc négligée.

1.1 Significativité

A partir de la définition de la vraisemblance donnée en Section III.1.1 et d'après les équations III.3 et III.4, la différence de $\ln(\mathcal{L})$ dans un cas où la source est présente et absente est :

$$\Delta \ln \mathcal{L} = \sum_i \ln \left[1 + \frac{S_s(E_i)PSF(\theta_i, E_i, v_i)}{S_B(E_i)} \right] - N_{\text{src}} \quad (\text{A.1})$$

où N_{src} est le nombre de photons prédit provenant uniquement de la source :

$$N_{\text{src}} = \int \text{Exp}(E, T_0, T_1) S_S(E) dE \quad (\text{A.2})$$

Si l'on définit :

$$g(\theta_i, E_i, v_i) = \frac{S_s(E_i)PSF(\theta_i, E_i, v_i)}{S_B(E_i)} \quad (\text{A.3})$$

alors $\Delta \ln \mathcal{L}$ peut être écrit de la façon suivante :

$$\Delta \ln \mathcal{L} = \sum_i \ln [1 + g(\theta_i, E_i, v_i)] - N_{\text{src}} \quad (\text{A.4})$$

Or N_{src} peut s'écrire comme :

$$N_{\text{src}} = \sum_i \frac{g(\theta_i, E_i, v_i)}{1 + g(\theta_i, E_i, v_i)} \quad (\text{A.5})$$

L'expression de $\Delta \ln \mathcal{L}$ devient alors :

$$\Delta \ln \mathcal{L} = \sum_i \left(\ln [1 + g(\theta_i, E_i, \nu_i)] - \frac{g(\theta_i, E_i, \nu_i)}{1 + g(\theta_i, E_i, \nu_i)} \right) \quad (\text{A.6})$$

Le Test Statistic (TS), défini comme $2\Delta \ln \mathcal{L}$ (voir Section 1.2), prend alors la forme suivante :

$$TS = 2 \sum_i \left[\ln [1 + g(\theta_i, E_i, \nu_i)] - \frac{g(\theta_i, E_i, \nu_i)}{1 + g(\theta_i, E_i, \nu_i)} \right] \quad (\text{A.7})$$

1.2 Incertitude relative en flux

Les éléments de la matrice Hessienne, l'inverse de la matrice de covariance, peuvent être calculés de la façon suivante :

$$H_{x_1 x_2} = \frac{\partial^2 \Delta \ln \mathcal{L}}{\partial x_1 \partial x_2} \quad (\text{A.8})$$

En passant à la limite continue, $\ln \mathcal{L}$ s'écrit :

$$\ln \mathcal{L} = \iint \text{Exp}(E, T_0, T_1) [S_B(E) + S_S(E) \text{PSF}(\theta, E, \nu)] \left[\ln(1 + g(\theta, E, \nu)) - \frac{g(\theta, E, \nu)}{1 + g(\theta, E, \nu)} \right] d\Omega dE \quad (\text{A.9})$$

En définissant l'énergie pivot E_p comme l'énergie pour laquelle $H_{A\Gamma} = 0$, on obtient :

$$\ln(E_p) = \frac{\int W(E) \ln E dE}{\int W(E) dE} \quad (\text{A.10})$$

où

$$W(E) = \text{Exp}(E, T_0, T_1) S_B(E) \int \frac{g(\theta, E, \nu)^2}{1 + g(\theta, E, \nu)} d\Omega \quad (\text{A.11})$$

Dans la suite, l'énergie de référence E_0 est prise égale à E_p , puisque $\Delta A/A$ est minimum dans ce cas. La matrice Hessienne est alors diagonale et donc la matrice de covariance également. L'incertitude relative statistique sur le flux différentiel est :

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{|H_{AA}|^{-1/2}}{A} = \left(\int W(E) dE \right)^{-1/2} \quad (\text{A.12})$$

ce qui conduit à :

$$\frac{\Delta A}{A} = \left(\iint \text{Exp}(E, T_0, T_1) S_B(E) \frac{g(\theta, E, \nu)^2}{1 + g(\theta, E, \nu)} d\Omega dE \right)^{-1/2} \quad (\text{A.13})$$

En utilisant la définition de $g(r, E)$, on obtient :

$$\frac{\Delta A}{A} = \left(\iint \text{Exp}(E, T_0, T_1) (S_B(E) + S_S(E)) \text{PSF}(\theta, E, \nu) \frac{g(\theta, E)^2}{(1 + g(\theta, E, \nu))^2} d\Omega dE \right)^{-1/2} \quad (\text{A.14})$$

La limite discrète de l'équation précédente s'écrit :

$$\frac{\Delta A}{A} = \left(\sum_i \frac{g(\theta_i, E_i, \nu_i)^2}{(1 + g(\theta_i, E_i, \nu_i))^2} \right)^{-1/2} \quad (\text{A.15})$$

F est le flux intégral intégré entre E_{min} et $+\infty$. Il peut être écrit comme :

$$F = \int_{E_{min}}^{+\infty} S_S(E) dE = \frac{AE_p}{\Gamma - 1} \left(\frac{E_{min}}{E_p} \right)^{1-\Gamma} \quad (\text{A.16})$$

L'incertitude relative sur F , $\hat{\sigma}_F$, est obtenue en propageant les erreurs sur A et Γ , en utilisant le fait que la matrice de covariance est diagonale pour ce choix de E_0 :

$$\hat{\sigma}_F = \left[\left(\frac{\Delta A}{A} \right)^2 + \sigma_\Gamma^2 \left(\ln \left(\frac{E_{min}}{E_p} \right) + \frac{1}{\Gamma - 1} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.17})$$

où σ_Γ est l'incertitude sur Γ , $\sigma_\Gamma = |H_{\gamma\gamma}|^{-1/2}$.

Cet élément diagonal $H_{\gamma\gamma}$ de l'Hessienne s'écrit :

$$H_{\gamma\gamma} = -T_0 \int W(E) \ln \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 dE \quad (\text{A.18})$$

En définissant :

$$C = \sigma_\Gamma \left(\ln \left(\frac{E_{min}}{E_p} \right) + \frac{1}{\Gamma - 1} \right) \quad (\text{A.19})$$

on a :

$$\hat{\sigma}_F = \left[\left(\sum_i \frac{g(\theta_i, E_i, \nu_i)^2}{(1 + g(\theta_i, E_i, \nu_i))^2} \right)^{-1} + C^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.20})$$

1.3 Energie de décorrélation

En utilisant l'énergie de décorrélation E_1 , correspondant à l'énergie pour laquelle le facteur de correction C s'annule, on obtient la relation suivante :

$$\ln E_1 = \ln E_p - \frac{1}{\Gamma - 1} \quad (\text{A.21})$$

Communiqué de presse de la NASA du 8 Décembre 2009

Fermi Sees Brightest-Ever Blazar Flare

A galaxy located billions of light-years away is commanding the attention of NASA's Fermi Gamma-ray Space Telescope and astronomers around the globe. Thanks to a series of flares that began September 15, the galaxy is now the brightest source in the gamma-ray sky -- more than ten times brighter than it was in the summer.

Astronomers identify the object as 3C 454.3, an active galaxy located 7.2 billion light-years away in the constellation Pegasus. But even among active galaxies, it's exceptional.

"We're looking right down the barrel of a particle jet powered by the galaxy's supermassive black hole," said Gino Tosti at the National Institute of Nuclear Physics in Perugia, Italy. "Some change within that jet -- we don't know what -- is likely responsible for these flares."

Blazars, like many active galaxies, emit oppositely directed jets of particles traveling near the speed of light when matter falls toward their central supermassive black holes. What makes a blazar so bright in gamma rays is its orientation: One of the jets happens to be aimed straight at us.

Most of the time, the brightest persistent source in the gamma-ray sky is the Vela pulsar, which at a distance of about 1,000 light-years lies practically next door.

"3C 454.3 is millions of times farther away, yet the current flare makes it twice as bright as Vela," said Lise Escande at the Center for Nuclear Studies in Gradignan, near Bordeaux, France. "That represents an incredible energy release, and one the source can't sustain for very long."

According to Massimo Villata at Italy's Torino Observatory, 3C 454.3 also is flaring at radio and visible wavelengths, if less dramatically. "In red light, the blazar brightened by more than two and a half times to magnitude 13.7, and it is also very bright at high radio frequencies."

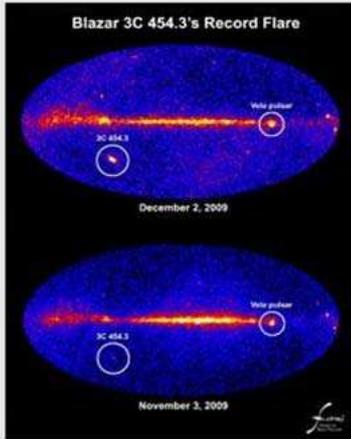
The Fermi team is alerting astronomers to monitor the event over as broad a range of wavelengths as possible. "That's our best bet for understanding what's going on inside that jet," Tosti said.

Related Link:

[NASA's Fermi Mission, Namibia's HESS Telescopes Explore a Blazar](#)

Francis Reddy
NASA's Goddard Space Flight Center

12.08.09



Blazar 3C 454.3's Record Flare

Unprecedented flares from the blazar 3C 454.3 in the constellation Pegasus now make it the brightest persistent gamma-ray source in the sky. That title usually goes to the Vela pulsar in our galaxy, which is millions of times closer. These all-sky images, which show the numbers of high-energy gamma-rays captured by Fermi's Large Area Telescope on December 3 and November 18, clearly show the change.

Credit: NASA/DOE/Fermi LAT Collaboration
[Larger image](#)
[Unlabeled image](#)
[View video \(6.2 MB mp4\)](#)

FIG. B.1 – Communiqué de presse de la NASA publié le 8 Décembre 2009 sur le flare alors sans précédent de 3C 454.3. *Crédit : NASA/DOE/Fermi-LAT Collaboration.*

Fonction de structure

La fonction de structure (SF) est l'équivalent de la densité spectrale de puissance (PDS) d'un signal, calculé non pas dans le domaine fréquentiel mais dans le domaine temporel. Ceci la rend moins sujète aux problèmes d'échantillonnage en présence de séries temporelles très irrégulières, tels que le fenêtrage ou l'aliasing.

Cette fonction représente une mesure de la moyenne quadratique de la différence de flux aux temps t et $t + \Delta t$ pour N paires séparées de la même durée Δt , pour l'ensemble de la série temporelle.

La SF du premier ordre est définie de la façon suivante :

$$SF^{(1)}(\Delta t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [F(t_i) - F(t_i + \Delta t)]^2 \quad (\text{C.1})$$

où $F(t_i)$ est le signal discret à $t = t_i$.

Cette fonction permet de discerner les échelles de temps de variabilité contenues dans une série temporelle donnée. Une diminution nette de la valeur de la SF peut par exemple mettre en évidence la signature d'une possible échelle de temps caractéristique.

Décomposition en ondelettes de Morlet

La transformée de Fourier (TF) est un outil efficace pour l'analyse de signaux stationnaires, dont le contenu en fréquence ne change pas au cours du temps. Cependant, dès lors que l'on traite des signaux non stationnaires, certains problèmes apparaissent. Deux signaux au profil temporel différent peuvent par exemple avoir la même TF, la différence temporelle étant indiscernable du fait de la perte de l'information temporelle. Ce problème est résolu si l'on effectue une TF fenêtrée (TFF) pour laquelle l'emplacement de la fenêtre sur le signal donne l'information temporelle manquante à la TF. Cette analyse temps-fréquence permet de retrouver à la fois les fréquences et l'information temporelle. Le but est de choisir une fenêtre assez étroite pour pouvoir considérer le signal stationnaire. Cependant, plus la fenêtre est étroite, plus la résolution temporelle est bonne, mais plus la résolution en fréquence est mauvaise et inversement. Il faut donc faire le bon choix de fenêtrage par rapport à l'allure du signal car la TFF s'effectue avec une fenêtre de taille fixe. Il est impossible de trouver en pratique une largeur de fenêtre qui permette une visualisation simultanée des différentes parties du signal : cela impliquerait que la fenêtre soit bien localisée à la fois en temps et en fréquence.

Intervient alors la transformée en ondelettes continue (TOC), dont le principe est le même que la TFF mais avec une fenêtre (ondelette mère) de largeur variable. Celle-ci permet d'obtenir plus de précision dans les résultats en fonction du type de fréquences (haute ou basse) et de résoudre ainsi le problème de résolution.

$$CWT_x^\Psi(\tau, s) = \Psi_x^\Psi(\tau, s) = \frac{1}{\sqrt{|s|}} \int x(t) \Psi^* \left(\frac{t - \tau}{s} \right) dt \quad (\text{D.1})$$

avec :

$\Psi(t)$: l'ondelette mère (fonction de fenêtrage à 2 coefficients)

s : coefficient d'échelle (coefficient de dilatation de l'ondelette) = $1/f$. Ce coefficient permet d'obtenir différentes versions de fenêtres à partir d'une même ondelette mère

τ : coefficient de translation (déplacement de la fenêtre le long du signal).

Cette TOC permet de récupérer l'information temporelle en fonction de la position de la fenêtre sur le signal, comme pour la TFF.

Lorsque l'ondelette mère est de type gaussien, la TOC est une Transformée en ondelettes de Morlet.

ANNEXE D. DÉCOMPOSITION EN ONDETTES DE MORLET

RÉFÉRENCES

Références

Bibliographie

- Abdo, A. A., et al. 2010a, *ApJ*, 716, 30
- . 2010b, *VizieR Online Data Catalog*, 218, 80405
- . 2010c, *ApJ*, 715, 429
- . 2010d, *ApJ Suppl.*, 188, 405
- . 2011a, *ApJ Lett.*, 733, L26
- . 2011b, *ApJ Lett.*, 736, L11+
- . 2009a, *Physical Review Letters*, 103, 251101
- . 2010e, *ApJ*, 720, 435
- . 2010f, *ApJ*, 722, 520
- . 2011c, *ApJ*, 730, 101
- . 2009b, *ApJ Suppl.*, 183, 46
- . 2009c, *Science*, 325, 848
- . 2010g, *ApJ*, 708, 1254
- . 2009d, *ApJ*, 699, 817
- . 2009e, *Science*, 325, 845
- . 2009f, *ApJ*, 700, 597
- . 2010h, *ApJ*, 710, 810
- . 2010i, *ApJ*, 710, 1271
- . 2010j, *ApJ Lett.*, 709, L152
- . 2010k, *Physical Review Letters*, 104, 101101
- . 2009g, *Phys. Rev. D*, 80, 122004

BIBLIOGRAPHIE

- . 2009h, *Science*, 326, 1512
- . 2010l, *ApJ*, 720, 272
- . 2010m, (CAP), 4, 14
- . 2010n, *ApJ Lett.*, 714, L73
- . 2011d, *ApJ*, 734, 116
- . 2011e, *ApJ*, 726, 43
- . 2010o, *A&A*, 524, A75+
- . 2009i, *ApJ*, 697, 934
- Abramowicz, M. A., & Fragile, P. C. 2011, ArXiv e-prints
- Ackermann, M., et al. 2011, *ApJ*, 743, 171
- . 2010, *ApJ*, 721, 1383
- Aharonian, F., et al. 2005, *A&A*, 437, 95
- . 2007, *ApJ Lett.*, 664, L71
- Aharonian, F., Buckley, J., Kifune, T., & Sinnis, G. 2008, *Reports on Progress in Physics*, 71, 096901
- Aharonian, F. A. 2000, *New Astronomy*, 5, 377
- Aharonian, F. A., et al. 1999, *A&A*, 349, 11
- Ajello, M., et al. 2009, *ApJ*, 699, 603
- Aliu, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1221
- Angel, J. R. P., & Stockman, H. S. 1980, *ARA&A*, 18, 321
- Angione, R. J. 1968, *PASP*, 80, 339
- Antonucci, R. 1993, *ARA&A*, 31, 473
- Atwood, W. B., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1071
- Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, *ApJ*, 376, 214
- . 1998, *Reviews of Modern Physics*, 70, 1
- Ballet, J. 2007, GLAST/LAT Selection of an optimal band to report fluxes
- Begelman, M. C., Blandford, R. D., & Rees, M. J. 1980, *Nature*, 287, 307
- Bell, A. R. 1978, *MNRAS*, 182, 147

- Blandford, R. D., & Königl, A. 1979, *ApJ*, 232, 34
- Blandford, R. D., & Levinson, A. 1995, *ApJ*, 441, 79
- Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Blandford, R. D., & Znajek, R. L. 1977, *MNRAS*, 179, 433
- Błażejowski, M., Sikora, M., Moderski, R., & Madejski, G. M. 2000, *ApJ*, 545, 107
- Blumenthal, G. R. 1971, *Phys. Rev. D*, 3, 2308
- Blumenthal, G. R., & Gould, R. J. 1970, *Reviews of Modern Physics*, 42, 237
- Bonning, E. W., et al. 2009, *ApJ Lett.*, 697, L81
- Bonnoli, G., Ghisellini, G., Foschini, L., Tavecchio, F., & Ghirlanda, G. 2011, *MNRAS*, 410, 368
- Böttcher, M. 0, Research Highlights on Active Galactic Nuclei,
<http://www.phy.ohiou.edu/mboett/agn.html>
- . 2007, *Ap&SS*, 309, 95
- Böttcher, M., & Bloom, S. D. 2000, *AJ*, 119, 469
- Buehler, R. 2009, PhD thesis
- Cash, W. 1979, *ApJ*, 228, 939
- Cawthorne, T. V. 2006, *MNRAS*, 367, 851
- Čerenkov, P. A. 1937, *Physical Review*, 52
- Christodoulou, D., & Ruffini, R. 1971, *Phys. Rev. D*, 4, 3552
- Clark, G. W. 1975, *ApJ Lett.*, 199, L143
- Cotton, W. D., Geldzahler, B. J., Marcaide, J. M., Shapiro, I. I., Sanroma, M., & Rius, A. 1984, *ApJ*, 286, 503
- Cuoco, A., Sellerholm, A., Conrad, J., & Hannestad, S. 2011, *MNRAS*, 414, 2040
- Damour, T. 2006, *La Relativité générale aujourd'hui*, <http://www.bourbaphy.fr/damour4.pdf>
- Dermer, C. D. 2007, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 921, *The First GLAST Symposium*, ed. S. Ritz, P. Michelson, & C. A. Meegan, 122–126
- Dermer, C. D. 2009, *High Energy Radiation from Black Holes*
- Dermer, C. D., Schlickeiser, R., & Mastichiadis, A. 1992, *A&A*, 256, L27
- Dolan, J. F., & Fazio, G. G. 1965, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 3, 319

BIBLIOGRAPHIE

- Donnarumma, I., et al. 2009, *ApJ*, 707, 1115
- Edelson, R. A., & Krolik, J. H. 1988, *ApJ*, 333, 646
- Escande, L., & Gasparrini, D. 2010, *The Astronomer's Telegram*, 2440, 1
- Escande, L., & Schinzel, F. K. 2011, *The Astronomer's Telegram*, 3680, 1
- Escande, L., & Tanaka, Y. T. 2009, *The Astronomer's Telegram*, 2328, 1
- Falla, D. F., & Floyd, M. J. 2002, *European Journal of Physics*, 23, 69
- Faucher-Giguère, C.-A., & Loeb, A. 2010, (*CAP*), 1, 5
- Fermi-LAT Collaboration in preparation. 2012a, In Preparation
- . 2012b, In Preparation
- . 2012c, In Preparation
- Fey, A. L., et al. 2004, *AJ*, 127, 3587
- Fichtel, C. E., Hartman, R. C., Kniffen, D. A., Thompson, D. J., Ogelman, H., Ozel, M. E., Tumer, T., & Bignami, G. F. 1975, *ApJ*, 198, 163
- Fichtel, C. E., Kniffen, D. A., & Hartman, R. C. 1973, *ApJ Lett.*, 186, L99
- Fichtel, C. E., Simpson, G. A., & Thompson, D. J. 1978, *ApJ*, 222, 833
- Finkbeiner, D. P. 2004, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 36, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 1478–+
- Finke, J. D., & Dermer, C. D. 2010, *ApJ Lett.*, 714, L303
- Foschini, L., Ghisellini, G., Tavecchio, F., Bonnoli, G., & Stamerra, A. 2011, *A&A*, 530, A77
- Foschini, L., Tagliaferri, G., Ghisellini, G., Ghirlanda, G., Tavecchio, F., & Bonnoli, G. 2010, *MNRAS*, 408, 448
- Fossati, G., Celotti, A., Ghisellini, G., & Maraschi, L. 1997, *MNRAS*, 289, 136
- Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., Comastri, A., & Ghisellini, G. 1998, *MNRAS*, 299, 433
- Fuhrmann, L., et al. 2006, *A&A*, 445, L1
- Gaisser, T. K. 1990, *Cosmic Rays and Particle Physics*
- Gendre, M. A., Best, P. N., & Wall, J. V. 2010, *MNRAS*, 404, 1719
- Ghisellini, G. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 427, *Accretion and Ejection in AGN : a Global View*, ed. L. Maraschi, G. Ghisellini, R. Della Ceca, & F. Tavecchio, 249–+

- Ghisellini, G., Celotti, A., Fossati, G., Maraschi, L., & Comastri, A. 1998, *MNRAS*, 301, 451
- Ghisellini, G., et al. 2010, *MNRAS*, 405, 387
- Ghisellini, G., Foschini, L., Tavecchio, F., & Pian, E. 2007, *MNRAS*, 382, L82
- Ghisellini, G., & Madau, P. 1996, *MNRAS*, 280, 67
- Ghisellini, G., & Tavecchio, F. 2008, *MNRAS*, 387, 1669
- Giommi, P., et al. 2006, *A&A*, 456, 911
- Gu, M., Cao, X., & Jiang, D. R. 2001, *MNRAS*, 327, 1111
- Guetta, D., Ghisellini, G., Lazzati, D., & Celotti, A. 2004, *A&A*, 421, 877
- Hagen-Thorn, V. A., et al. 2009, *Astronomy Reports*, 53, 510
- Hagen-Thorn, V. A., Marchenko, S. G., Takalo, L. O., & Sillanpaae, A. 1996, *A&A*, 306, 23
- Halzen, F. 1997, in *Neutrinos, Dark Matter and the Universe*, ed. T. Stolarczyk, J. Tran Thanh Van, & F. Vannucci, 159
- Harding, A. K., Stern, J. V., Dyks, J., & Frackowiak, M. 2008, *ApJ*, 680, 1378
- Hartman, R. C., et al. 1999, *ApJ Suppl.*, 123, 79
- . 1993, *ApJ Lett.*, 407, L41
- . 1992, *IAU Circ.*, 5477, 2
- Hays, E., & Escande, L. 2009, *The Astronomer's Telegram*, 2316, 1
- Hazard, C., Mackey, M. B., & Shimmins, A. J. 1963, *Nature*, 197, 1037
- Healey, S. E., et al. 2008, *ApJ Suppl.*, 175, 97
- Healey, S. E., Romani, R. W., Taylor, G. B., Sadler, E. M., Ricci, R., Murphy, T., Ulvestad, J. S., & Winn, J. N. 2007, *ApJ Suppl.*, 171, 61
- Hermesen, W., et al. 1981, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 1, *International Cosmic Ray Conference*, 230–233
- Hungwe, F., Dutka, M., Ojha, R., Escande, L., & Schinzel, F. K. 2011, *The Astronomer's Telegram*, 3703, 1
- Hunter, S. D., et al. 1997, *ApJ*, 481, 205
- Ichimaru, S. 1977, *ApJ*, 214, 840
- Inoue, Y., & Totani, T. 2009, *ApJ*, 702, 523
- Jones, T. W. 1979, *ApJ*, 233, 796

BIBLIOGRAPHIE

- Jorstad, S. G., et al. 2010, *ApJ*, 715, 362
- . 2005, *AJ*, 130, 1418
- Kalashv, O. E., Semikoz, D. V., & Sigl, G. 2009, *Phys. Rev. D*, 79, 063005
- Kaspi, S., Brandt, W. N., Maoz, D., Netzer, H., Schneider, D. P., & Shemmer, O. 2007, *ApJ*, 659, 997
- Katarzyński, K., & Ghisellini, G. 2007, *A&A*, 463, 529
- Khachikian, E. Y., & Weedman, D. W. 1974, *ApJ*, 192, 581
- Kirk, J. G., & Mastichiadis, A. 1999, *Astroparticle Physics*, 11, 45
- Konigl, A. 1981, *ApJ*, 243, 700
- Kraushaar, W. L., Clark, G. W., Garmire, G. P., Borken, R., Higbie, P., Leong, V., & Thorsos, T. 1972, *ApJ*, 177, 341
- Krichbaum, T. P., Britzen, S., Standke, K. J., Witzel, A., Schalinski, C. J., & Zensus, J. A. 1995, *Proceedings of the National Academy of Science*, 92, 11377
- Lamb, D. Q., & Reichart, D. E. 2001, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 586, 20th Texas Symposium on relativistic astrophysics, ed. J. C. Wheeler & H. Martel, 605–610
- Lawrence, A., & Elvis, M. 1982, *ApJ*, 256, 410
- Li, Z., & Waxman, E. 2008, *ApJ Lett.*, 674, L65
- Linsley, J. 1985, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 7, *International Cosmic Ray Conference*, ed. F. C. Jones, 163–166
- Loeb, A., & Waxman, E. 2000, *Nature*, 405, 156
- Longair, M. S. 2011a, *High Energy Astrophysics*, Vol. 2 (Cambridge University Press)
- . 2011b, *High Energy Astrophysics*, Vol. 1 (Cambridge University Press)
- Lott, B., Escande, L., Larsson, S., & Ballet, J. 2012, *A&A*, x
- Luminet, J. P. 2008, *Trous noirs*, <http://luth2.obspm.fr/luminet/TROUS>
- Lyutikov, M., & Blandford, R. 2002, in *Beaming and Jets in Gamma Ray Bursts*, ed. R. Ouyed, 146
- Macomb, D. J., & Gehrels, N. 1999, *ApJ Suppl.*, 120, 335
- Mannheim, K. 1993, *A&A*, 269, 67
- Marisaldi, M., et al. 2009, *Journal of Physics Conference Series*, 160, 012040
- Marscher, A. P. 1996, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 100, *Energy Transport in Radio Galaxies and Quasars*, ed. P. E. Hardee, A. H. Bridle, & J. A. Zensus, 45

- Massaro, E., Giommi, P., Leto, C., Marchegiani, P., Maselli, A., Perri, M., Piranomonte, S., & Sclavi, S. 2009, *VizieR Online Data Catalog*, 349, 50691
- Mattox, J. R., Wagner, S. J., Malkan, M., McGlynn, T. A., Schachter, J. F., Grove, J. E., Johnson, W. N., & Kurfess, J. D. 1997a, *ApJ*, 476, 692
- . 1997b, *ApJ*, 476, 692
- Mayer-Hasselwander, H. A., et al. 1982, *A&A*, 105, 164
- McIlwain, C. E. 1961, *J. Geophys. Res.*, 66, 3681
- Moorwood, A. F. M. 1999, in *ESA Special Publication*, Vol. 427, *The Universe as Seen by ISO*, ed. P. Cox & M. Kessler, 825
- Mortlock, D. J., et al. 2011, *Nature*, 474, 616
- Moskalenko, I. V., Porter, T. A., & Digel, S. W. 2006, *ApJ Lett.*, 652, L65
- Mücke, A., & Protheroe, R. J. 2001, *Astroparticle Physics*, 15, 121
- Narayan, R., Paczynski, B., & Piran, T. 1992, *ApJ Lett.*, 395, L83
- Narayan, R., & Yi, I. 1994, *ApJ Lett.*, 428, L13
- . 1995a, *ApJ*, 444, 231
- . 1995b, *ApJ*, 452, 710
- Nieppola, E., Valtaoja, E., Tornikoski, M., Hovatta, T., & Kotiranta, M. 2008, *A&A*, 488, 867
- Nolan, P. L., et al. 2012, *ApJ Suppl.*, 199, 31
- Notni, P., & Richter, G. M. 1972, *Astronomische Nachrichten*, 294, 95
- Orlando, E., & Strong, A. W. 2008, *A&A*, 480, 847
- Padovani, P. 2007, *Ap&SS*, 309, 63
- Pe'er, A. 2011, in *2011 Fermi Symposium*
- Peterson, B. M., Wanders, I., Horne, K., Collier, S., Alexander, T., Kaspi, S., & Maoz, D. 1998, *PASP*, 110, 660
- Pian, E., Falomo, R., & Treves, A. 2005, *MNRAS*, 361, 919
- Pian, E., et al. 2006, *A&A*, 449, L21
- Pittori, C., et al. 2009a, *VizieR Online Data Catalog*, 350, 61563
- . 2009b, *A&A*, 506, 1563
- Pohl, M., & Schlickeiser, R. 2000, *A&A*, 354, 395

BIBLIOGRAPHIE

- Poutanen, J., & Stern, B. 2010, *ApJ Lett.*, 717, L118
- Pringle, J. E. 1981, *ARA&A*, 19, 137
- Pudritz, R. E. 1981, *MNRAS*, 195, 897
- Punch, M., et al. 1992, *Nature*, 358, 477
- Pushkarev, A. B., Kovalev, Y. Y., Lister, M. L., & Savolainen, T. 2009, *A&A*, 507, L33
- Qian, S.-J., et al. 2007, *Chin. Journ. Astron. Astrophys.*, 7, 364
- Quinn, J., et al. 1996, *ApJ Lett.*, 456, L83
- Racine, R. 1970, *ApJ Lett.*, 159, L99
- Raiteri, C. M., et al. 2011, *A&A*, 534, A87
- . 2008, *A&A*, 491, 755
- . 2007, *A&A*, 473, 819
- Rees, M. J., Begelman, M. C., Blandford, R. D., & Phinney, E. S. 1982, *Nature*, 295, 17
- Reimer, A. 2007, *ApJ*, 665, 1023
- . 2012, *Journal of Physics, Ser. 355*, 355
- Ribicky, B., & Lightman, A. P. 1979, *Radiative processes in astrophysics*
- Rossi, B. B. 1952, *High Energy Particles*
- Rowan-Robinson, M. 1977, *ApJ*, 213, 635
- Salpeter, E. E. 1964, *ApJ*, 140, 796
- Sanchez, D., & Escande, L. 2010, *The Astronomer's Telegram*, 3041, 1
- Scargle, J. D. 1998, *ApJ*, 504, 405
- Schmidt, M. 1963, *Nature*, 197, 1040
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Sikora, M., Begelman, M. C., & Rees, M. J. 1994a, *ApJ*, 421, 153
- . 1994b, *ApJ*, 421, 153
- Sikora, M., Moderski, R., & Madejski, G. M. 2008, *ApJ*, 675, 71
- Sinamyan, P. K., & Mickaelian, A. M. 2009, *Astrophysics*, 52, 76
- Sofue, Y. 2000, *ApJ*, 540, 224

- Sreekumar, P., et al. 1998, *ApJ*, 494, 523
- Stecker, F. W., & Salamon, M. H. 1996, *ApJ*, 464, 600
- Striani, E., et al. 2010, *ApJ*, 718, 455
- . 2009a, *The Astronomer's Telegram*, 2322, 1
- . 2009b, *The Astronomer's Telegram*, 2326, 1
- Strong, A. W., Moskalenko, I. V., & Reimer, O. 2000, *ApJ*, 537, 763
- . 2004, *ApJ*, 613, 956
- Su, M., Slatyer, T. R., & Finkbeiner, D. P. 2010, *ApJ*, 724, 1044
- Tavecchio, F., Ghisellini, G., Bonnoli, G., & Ghirlanda, G. 2010, *MNRAS*, 405, L94
- Tavecchio, F., et al. 2002, *ApJ*, 575, 137
- The AMANDA Collaboration, et al. 2006, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 556, 169
- Thompson, D. J. 2004, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 304, *Cosmic Gamma-Ray Sources*, ed. K. S. Cheng & G. E. Romero, 149–+
- Thompson, D. J., et al. 1993, *ApJ Suppl.*, 86, 629
- Thompson, D. J., Bertsch, D. L., Morris, D. J., & Mukherjee, R. 1997, *J. Geophys. Res.*, 1021, 14735
- Tosti, G., Chiang, J., Lott, B., Do Couto E Silva, E., Grove, J. E., & Thayer, J. G. 2008, *The Astronomer's Telegram*, 1628, 1
- Ulrich, M.-H., Maraschi, L., & Urry, C. M. 1997, *ARA&A*, 35, 445
- Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803
- Vercellone, S., et al. 2008, *ApJ Lett.*, 676, L13
- . 2009, *ApJ*, 690, 1018
- . 2010, *ApJ*, 712, 405
- VERITAS Collaboration, et al. 2009, *Nature*, 462, 770
- . 2011, *Science*, 334, 69
- Villata, M., & Raiteri, C. M. 1999, *A&A*, 347, 30
- Villata, M., et al. 2006, *A&A*, 453, 817
- Weekes, T. C., et al. 1989, *ApJ*, 342, 379

BIBLIOGRAPHIE

Wehrle, A. E., et al. 1998, *ApJ*, 497, 178

Wijers, R. A. M. J., & Galama, T. J. 1999, *ApJ*, 523, 177

Wills, B. J., Netzer, H., & Wills, D. 1985, *ApJ*, 288, 94

Zdziarski, A. A., & Lightman, A. P. 1985, *ApJ Lett.*, 294, L79

Zensus, J. A., Cohen, M. H., & Unwin, S. C. 1995, *ApJ*, 443, 35

Zensus, J. A., Taylor, G. B., & Wrobel, J. M., eds. 1998, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 144, *Radio Emission from Galactic and Extragalactic Compact Sources*, IAU Colloquium 164

Zhang, S., Collmar, W., & Schönfelder, V. 2005, *A&A*, 444, 767

Acronymes et abréviations

La liste ci-dessous regroupe les acronymes et abréviations fréquemment utilisés dans ce manuscrit :

1FGL	<i>Fermi-LAT First Source Catalog</i>
2FGL	<i>Fermi-LAT Second Source Catalog</i>
1LAC	<i>1st LAT Active galactic nuclei Catalog</i>
2LAC	<i>2nd LAT Active galactic nuclei Catalog</i>
ACD	<i>Anti-Coincidence Detector, Détecteur d'Anti-Coincidence</i>
AGN	<i>Active Galactic Nucleus, Noyau Actif de Galaxie</i>
BB	<i>Blocs Bayésiens</i>
BLL	<i>BL Lacertae</i>
BLR	<i>Broad Line Region, Région de formation de raies larges</i>
BPL	<i>Broken Power Law, Loi de puissance brisée</i>
DCCF	<i>Discrete Cross-Correlation Function</i>
EBL	<i>Extragalactic Background Light</i>
EGRET	<i>Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope</i>
EW	<i>Equivalent Width, Largeur équivalente</i>
Fermi	<i>Fermi Gamma-ray Space Telescope</i>
FSSC	<i>Fermi Science Support Center</i>
FSRQ	<i>Flat Spectrum radio Quasar</i>
GBM	<i>Gamma-ray Burst Monitor</i>
GRB	<i>Gamma-Ray Burst, Sursaut gamma</i>
HSP	<i>High Synchrotron Peaked</i>
IRF	<i>Instrumental Response Function, Fonction de Réponse Instrumentale</i>
ISP	<i>Intermediate Synchrotron Peaked</i>
KN	<i>Klein-Nishina</i>
LAT	<i>Large Area Telescope</i>
LC	<i>Light Curve, Courbe de lumière</i>
LTC	<i>Livetime Cube</i>
LSP	<i>Low Synchrotron Peaked</i>
MEA	<i>Méthode à Echantillonnage Adaptatif</i>
MET	<i>Mission Elapsed Time</i>
MJD	<i>Modified Julian Date, Date julienne modifiée</i>
NLR	<i>Narrow Line Region, Région de formation de raies étroites</i>
PDS	<i>Power Spectral Density, Densité Spectrale de Puissance</i>
PL	<i>Power Law, Loi de puissance</i>
PSF	<i>Point Spread Function, Fonction d'étalement du point</i>
ROI	<i>Region Of Interest</i>
SAA	<i>South Atlantic Anomaly, Anomalie Sud Atlantique</i>
SED	<i>Spectral Energy Distribution, Distribution spectrale en énergie</i>
SF	<i>Structure Function, Fonction de Structure</i>
THE	<i>Très Hautes Energies</i>
TN	<i>Trou noir</i>
TOM	<i>Transformée en Ondelettes de Morlet</i>
ToO	<i>Target of Opportunity</i>
TS	<i>Test Statistic</i>

Résumé

Dédié à l'étude du ciel en rayons gamma, le satellite Fermi comporte à son bord le Large Area Telescope (LAT), sensible au rayonnement gamma de 20 MeV à 300 GeV. Les données recueillies par le LAT depuis son lancement en 2008 ont permis de multiplier par 10 le nombre de noyaux actifs de galaxie (AGN pour l'anglais *Active Galactic Nuclei*) détectés dans le domaine du GeV. Les rayons gamma observés dans les AGN proviennent de processus énergétiques faisant intervenir des particules chargées de très haute énergie. Ces particules sont confinées dans un jet de plasma magnétisé qui prend sa source dans une région proche du trou noir supermassif habitant la zone centrale de la galaxie hôte. Ce jet s'éloigne à des vitesses aussi élevées que $0.9999c$, formant dans de nombreux cas des lobes radio sur des échelles du kiloparsec voire du mégaparsec. Les AGN dont le jet fait un angle faible avec la ligne de visée sont appelés blazars. La combinaison de cette très faible inclinaison du jet par rapport à la ligne de visée et de vitesses d'éjection relativistes donne lieu à des effets relativistes : mouvements apparents superluminiques, amplification de la luminosité et modification des échelles de temps. Les blazars sont caractérisés par une extrême variabilité à toutes les longueurs d'onde, sur des échelles de temps allant de quelques minutes à plusieurs mois. Une étude temporelle et spectrale du plus brillant d'entre ceux détectés par le LAT, 3C 454.3, a été réalisée afin de contraindre les modèles d'émission. Une nouvelle méthode de génération de courbes de lumière à échantillonnage adaptatif est également proposée dans cette thèse. Celle-ci permet d'extraire le maximum d'information des données du LAT quel que soit l'état de flux de la source.

Mots-clés : *Astronomie gamma de haute énergie, Fermi, Large Area Telescope (LAT), Noyaux Actifs de Galaxies, Blazars, 3C 454.3, Variabilité.*

Abstract

The Fermi Gamma-ray Space Telescope was launched on 2008 June 11, carrying the Large Area Telescope (LAT), sensitive to gamma-rays in the 20 MeV - 300 GeV energy range. The data collected since then allowed to multiply by a factor of 10 the number of Active Galactic Nuclei (AGN) detected in the GeV range. Gamma-rays observed in AGN come from energetic processes bringing into play very high energy charged particles. These particles are confined in a magnetized plasma jet rising in a region close to the supermassive black hole in the center of the host galaxy. This jet moves away with velocities as high as $0.9999c$, forming in many cases radio lobes on kiloparsec or even megaparsec scales. Among the AGN, those whose jet inclination angle to the line of sight is small are called blazars. The combination of this small inclination angle with relativistic ejection speeds leads to relativistic effects : apparent superluminal motions, amplification of the luminosity and modification of the time scales. Blazars are characterized by extreme variability at all wavelengths, on time scales from a few minutes to several months. A temporal and spectral study of the most luminous of those detected by the LAT, 3C 454.3, was done so as to constrain emission models. A new method for generating adaptive-binning lightcurves is also suggested in this thesis. It allows to extract the maximum of information from the LAT data whatever the flux state of the source.

Keywords : *High-energy gamma-ray astronomy, Fermi, Large Area Telescope (LAT), Active Galactic Nuclei, Blazars, 3C 454.3, Variability.*