Thèse de doctorat de l'Université Paris 7

> présentée par Lucie GERARD

Noyaux actifs de galaxie émetteurs dans le domaine GeV-TeV : observations et étude dans le cadre du modèle d'unification.

Table des matières

Ι	Intr	oduction au sujet d'étude en trois questions	7			
1	Qu' 1.1 1.2	est-ce qu'un noyau actif de galaxie ? Des objets fascinants Leurs caractéristiques 1.2.1 Les propriétés observationnelles 1.2.2 L'engin central 1.2.3 L'amplification relativiste Leur classification : vocabulaire et décryptage	9 10 10 11 13 14			
2	Où a	en est l'unification des AGN?	17			
-	2.1 2.2 2.3	Le schéma d'unification	17 17 20 22 22			
3	Con	Comment voit-on les AGN aux hautes et très hautes énergies ?				
	3.1 3.2	Les AGN vus aux hautes et très hautes énergies	25 26 27 31 31 33			
II	L'a	stronomie γ des hautes et très hautes énergies	35			
4	Intr 4.1 4.2 4.3	atroduction 1 Le lien avec les rayons cosmiques 2 Les principales classes d'objets astrophysiques émetteurs γ 3 La détection des photons γ de hautes et très hautes énergies				
5	 5 Les télescopes imageurs Cherenkov atmosphérique 5.1 Le principe					

	5.3	Les sources détectées par les ACT : points forts					
		5.3.1 Sources galactiques	56				
		5.3.2 Sources extragalactiques	57				
6	Fern	ni et les autres expériences spatiales	59				
	6.1	Vue d'ensemble des satellites et de leur détecteurs	59				
	6.2	Le satellite Fermi	60				
		6.2.1 Le LAT	60				
		6.2.2 Survol des résultats de <i>Fermi</i>	62				
III	Ľ	expérience H.E.S.S. : présentation et description de l'analyse	65				
7	Prés	sentation générale de l'expérience H.E.S.S.	67				
	7.1	Le site de H.E.S.S.	67				
	7.2	Les télescopes du réseau H.E.S.S.	68				
		7.2.1 La structure de chaque télescope	69				
		7.2.2 Les miroirs	70				
		7.2.3 Les caméras	71				
	7.3	Les logiques de déclenchement	72				
		7.3.1 Le déclenchement local	72				
		7.3.2 Le déclenchement central	73				
	7.4	La calibration des données	73				
		7.4.1 Les piédestaux	73				
		7.4.2 Les gains	74				
		7.4.3 L'efficacité relative des pixels	74				
		7.4.4 L'efficacité de collection optique	74				
	7.5	La prise de données	75				
	7.6	Sélection des runs	76				
8	L'an	alyse des données : reconstruction et discrimination des évènements	77				
	8.1	Les Simulations	78				
		8.1.1 Simulation des gerbes atmosphériques	78				
		8.1.2 Simulation de l'instrument	78				
	8.2	La reconstruction des évènements	78				
		8.2.1 Premières images des gerbes et détermination des paramètres de Hillas	78				
		8.2.2 La présélection des évènements	79				
		8.2.3 La reconstruction géométrique	79				
		8.2.4 La reconstruction en énergie	81				
	8.3	Discrimination entre les hadrons et les γ	82				
	8.4	Estimation du fond et extraction du signal	83				
		8.4.1 Le choix des régions OFF	83				
		8.4.2 La méthode des fonds réfléchis	84				
	8.5	Significativité du signal	84				
	8.6	6 Les coupures utilisées					

9	Ana	lyse spectrale et temporelle	87		
9.1 Les fonctions d'instrument					
9.1.1 Surfaces de collecte effective					
		9.1.2 Fonctions de résolution en énergie	87		
		9.1.3 L'énergie seuil d'un run	88		
	9.2	Reconstruction spectrale par maximisation de la vraisemblance	89		
		9.2.1 Méthode	89		
		9.2.2 Test d'hypothèse pour différentes formes spectrales	91		
		9.2.3 Représentation du spectre	91		
	9.3	Construire une courbe de lumière	91		
IV	Le	s AGN vus par H.E.S.S.	93		
10	L'ob	servation des ACN par H F S S	05		
10	10.1	La stratégie d'observation des AGN	95		
	10.1	10.1.1. Organisation at objectific des observations	95		
		10.1.2 Sélection des sources notentiellement émottrices au TeV	95		
	10.2	Tour d'horizon des ACN observés	90		
	10.2	10.2.1 Los AGN de turo bloger	97 07		
		10.2.1 Les AGN de type blazar $10.2.2$ Les AGN de type pon blazar	97		
			21		
11	Cart	es d'identité des AGN détectés par H.E.S.S.	101		
	11.1	Le contenu des cartes d'identité	101		
		11.1.1 Les informations rassemblées	101		
		11.1.2 Remarques sur l'analyse et la notation	102		
	11.2	Cen A	104		
	11.3	M 87	106		
	11.4	Mkn 421	109		
	11.5	PKS 0548-322	112		
	11.6	PKS2005-489	114		
	11.7	RGBJ0152+017	116		
	11.8	PKS 2155-304	118		
	11.9	1ES0229+200	124		
	11.10	D1RXSJ101015.9-311909	126		
	11.1	1H2356-309	128		
	11.12	21ES1101-232	130		
	11.13	31ES0347-121	132		
	11.14	4PKS0447-439	134		
	11.15	51ES0414+009	135		
	11.10	5PG1553+113	136		
	11.17	7PKS 1510-089	138		
	11.18	BIGR J19443+2117	139		
	11.19	Bilan sur la population d'AGN détectés par H.E.S.S. .	141		

12	12 Limites supérieures sur le flux des AGN non détecté 145					
	12.1	Présentation des données	145			
	12.2	2.2 Calculer une limite supérieure sur le flux				
	12.3	Résultats	147			
		12.3.1 Les sources connues pour émettre au TeV	147			
		12.3.2 Discussion des limites supérieures H.E.S.S. des sources détectées par <i>Fermi</i>	151			
	,					
V	Étu	de phénoménologique de la population de BL Lac détectés aux hautes et trè	S			
ha	utes	énergies dans le cadre du schéma d'unification des AGN.	153			
13	Cont	traindre les caractéristiques intrinsèques de la population	157			
	13.1	Une forme spectrale empirique unique	157			
		13.1.1 Paramétrisation et notations	157			
		13.1.2 Optimisation des paramètres sur un lot de 23 BLLac	158			
		13.1.3 Forme spectrale et flux mesurable par les ACT	160			
	13.2	Position intrinsèque du pic de la composante spectrale à haute énergie	165			
		13.2.1 Les BL Lac détectés par <i>Fermi</i> utilisés pour l'étude	165			
		13.2.2 L'hypothese d'une valeur E_{p_i} unique rejetee par la distribution des indices spec-	1.00			
		traux mesures par <i>Fermi</i>	160			
		13.2.5 Dispersion des BL Lac dans le plan E_p - L_p	10/			
	12.2	15.2.4 Evaluation de la relation intrinsèque entre L_p et L_p	170			
	15.5	Acceder à la distribution des fulfillos les fiutiliseques et des facteurs Doppler	174			
		13.5.1 Definitions des variables A et I et interpretation de leur distribution	174			
		13.3.2 Methodologie pour construire les distributions suivant A et Y	170			
	13/	De la distribution des factours Dopplar à celle des factours de Lorentz	1/0			
	13.4	12 4 1 Cas d'un jet avec une ouverture géométrique	103			
		13.4.2 Cas d'un jet sans ouverture géométrique	187			
	13 5	Bilan	186			
	15.5		100			
14	Simu	llation de la population parente des BL Lac détectés aux hautes et très hautes énergie	s189			
	14.1	Présentation de la simulation	189			
		14.1.1 La sélection des BL Lac détectables aux hautes et très hautes énergies	190			
		14.1.2 Caractéristiques intrinsèques des objets	191			
		14.1.3 Les caractéristiques relatives à l'observateur	193			
		14.1.4 Grandeurs contraintes et paramètres libres	194			
	14.2	Comparer les distributions simulées et expérimentales des BL Lac observés par <i>Fermi</i> .	195			
		14.2.1 L'influence des paramètres libres de la simulation	196			
		14.2.2 Méthode pour comparer les distributions	196			
		14.2.3 Contraindre la valeur minimale de δ_C	198			
	14.3	Compatibilité avec les populations détectées aux autres longueurs d'onde	201			
		14.3.1 La population d'AGN simulé comme détectable aux très hautes énergies	202			
	14.4	14.3.2 La densité de la population parente	202			
	14.4	Bilan	205			
Conclusion 207						
			• • • •			

A	BL Lac brillants	détectés par	Fermi
---	-------------------------	--------------	-------

B	Prédiction des AGN détectables par les ACT	211
С	BL Lac détectés par Fermi utilisés pour l'étude de la partie V	217
D	Distribution des AGN simulés comme détectables par Fermi	223

Première partie

Introduction au sujet d'étude en trois questions

Chapitre 1

Qu'est-ce qu'un noyau actif de galaxie ?

Très tôt dans le développement de l'astronomie radio, de nombreuses sources constituées de deux nébuleuses de tailles imposantes avec une galaxie située entre les deux sont observées. C'est le premier signe d'une activité non stellaire au centre des galaxies avec, au début des années cinquante, l'identification en optique d'une partie de ce type d'objets – M 87, Cen A et Cygnus A¹ (Baade & Minkowski 1954), puis 3C 295 (Minkowski 1960). Mais l'astronomie des noyaux actifs de galaxie (AGN, pour *Active Galactic Nuclei*) ne s'ouvre réellement qu'en 1963, quand les contreparties optiques des sources telles que 3C 48 et 3C 273 sont identifiées. Pour ces sources radio, les seules associations possibles en optique sont des sources ponctuelles, avec des spectres de raies d'émission tellement différents de ceux attendus pour une étoile qu'ils laissent perplexes les astronomes quant à leur interprétation. C'est Maarten Schmidt qui réalise que le spectre d'émission de la source optique associée à 3C 273 peut être compris si l'on place l'objet à un redshift de 0.158, extraordinairement distant pour l'époque, d'autant plus que ces objets étaient initialement classés comme étoiles.

On sait désormais qu'environ 10% des galaxies connues ont un noyau actif. Pour se familiariser avec ces objets si particuliers, leur portrait est brièvement dressé dans le paragraphe 1.1. Le paragraphe 1.2 introduit leurs propriétés observationnelles, l'engin central responsable de leur activité et l'amplification relativiste qui les caractérise. Les caractéristiques observationnelles des AGN sont variées ce qui a conduit à de multiples appellations qui sont présentées dans le paragraphe 1.3.

1.1 Des objets fascinants

Le cœur de certaines galaxies est le siège de phénomènes parmi les plus violents de l'Univers connu. Ces noyaux actifs de galaxies présentent une luminosité prodigieuse qui s'étend de 10^{-2} à 10^4 fois la luminosité bolométrique² typique d'une galaxie ($\sim 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$) et dont la variabilité implique, pour des raisons de causalité, des volumes inférieurs à celui de notre système solaire³ ($\ll 1 \text{ pc}^3$). Il est communément admis que l'engin central responsable d'un tel déploiement d'énergie est un trou noir super-massif accrétant de la matière ; les propriétés de base des AGN sont donc en partie liées à la gravité relativiste dans le cas de champs forts.

L'émission des AGN s'étend sur une large bande du spectre électromagnétique. Elle est variable, fortement et rapidement pour certains objets, parfois polarisée et dominée à certaines longueurs d'onde par des raies atomiques d'émission. Certains AGN présentent des jets relativistes à la structure complexe,

¹La luminosité radio de Cygnus A est déjà intense pour l'époque compte tenu de son redshift égal à 0.057

²La luminosité bolométrique est la luminosité intégrée sur l'ensemble du spectre d'émission

³L'influence physique et gravitationnelle de notre soleil devient négligeable au delà quelques pc, au bord externe du nuage de Oort.

visibles en radio et parfois aux autres longueurs d'onde. Un des points marquants de ces objets est la diversité de leurs caractéristiques observationnelles qui ont donné naissance à de multiples classes. L'unification, possible ou non, de ces différentes classes d'AGN peut être considérée comme *le challenge* de la thématique en ce sens où elle reflète notre (mé)connaissance des mécanismes mis en jeu au sein de ces objets.

La grande luminosité des AGN permet de les détecter à des distances cosmologiques (les plus lointains ont des redshift $z \sim 6$). Leur nombre évolue au cours du temps et les AGN les plus lumineux étaient mille fois plus nombreux à z = 2.5 que de nos jours, ce qui soulève la question, importante pour la compréhension de l'Univers, du lien entre l'âge des galaxies et l'activité de leur cœur.

Étant donné leur visibilité sur de si grandes distances, les AGN sont utilisés pour sonder l'univers. Les spectres d'absorption des AGN les plus lointains permettent d'étudier le milieu intergalactique. Ces objets servent aussi de lumière d'arrière plan aux lentilles gravitationnelles formées par les amas de galaxies et sont donc utilisés pour tester les modèles cosmologiques de formation des structures.

1.2 Leurs caractéristiques

1.2.1 Les propriétés observationnelles

Un spectre d'émission multi-longueur d'onde

Le spectre d'émission des AGN est dominé par la composante non thermique. Il s'étend sur une large gamme de longueurs d'onde, de la radio aux rayons X. Pour les objets les plus extrêmes, une seconde composante peut apparaître aux hautes ($\sim \text{GeV}$) et même très hautes énergies (> 100 GeV), dont la luminosité est comparable à celle de la composante à basse énergie.

Dans le domaine visible et UV, le spectre des AGN est caractérisé par la présence de raies d'émission – et plus rarement d'absorption – dont le flux est non négligeable (de un à quelques dizaines de pourcent) par rapport au continuum. Ces raies marquent la présence de gaz ionisé dont les atomes, en se recombinant, émettent de la lumière à des longueurs d'onde bien précises. La largeur mais aussi la présence de ces raies varient d'un objet à l'autre. Les plus larges suggèrent que des ailes sont produites (par effet Doppler) par des atomes s'approchant ou au contraire s'éloignant de nous à des vitesses de l'ordre de 10^4 km s^{-1} . Deux catégories de raies se distinguent, les raies étroites impliquant des vitesses comprises entre ~ 300 km/s et ~ 1000 km/s, et des raies larges impliquant des vitesses supérieures à ~ 3000 km/s. Certaines sources ne présentent que des raies étroites mais les raies larges sont toujours accompagnées de raies étroites.

L'émission de ces objets peut être polarisée. Pour être vue en optique, celle-ci doit dépasser la polarisation typique des étoiles, c'est-à-dire être comprise entre 0.5% et 2%; une polarisation de $\sim 10\%$, qualifiée de forte, est même mesurée pour certains objets. Les AGN dont le flux radio est important ont tous une émission polarisée dans cette gamme de longueurs d'onde. Pour les objets fortement polarisés et variables, la polarisation est elle aussi fortement variable en termes de magnitude et de direction.

Une émission variable

Les AGN sont des objets variables avec des amplitudes et sur des échelles de temps diverses – à noter qu'aucune échelle de temps caractéristique ne semble favorisée. La variabilité peut changer en fonction de la gamme de longueurs d'onde considérée, mais aussi au cours du temps. Les variabilités les plus rapides et les plus importantes sont généralement mesurées aux faibles longueurs d'onde. La variabilité la plus extrême a été observée au delà de 200 GeV, avec des flux variant de plus d'un ordre de grandeur à l'échelle du jour, et, durant ces sursauts d'activité, des temps de variabilité de l'ordre de quelques minutes (voir **??** pour plus de détails). Ces variabilités suggèrent des sources d'émission très compactes si l'on

FIG. 1.1: Trois AGN observés à différentes longueurs d'onde en guise d'illustration de la diversité morphologique de ces objets.



(a) Dans la galaxie spirale NGC 1365 le noyau actif est masqué en optique par un nuage de poussière mais est visible en rayon X.



(b) La galaxie spirale NGC 1068 se dessine en optique (vert), des jets issus du noyau actif sont visibles en radio (bleu). L'émission X est représentée en rouge.



(c) La galaxie elliptique Centaurus A, dont le tore est visible en optique, abrite un AGN qui génère des jets et des lobes dont l'émission est entre autres visible en X (bleu) et submillimétrique (orange).

considère l'argument de causalité, c'est-à-dire qu'une source ne peut varier globalement plus vite que le temps mis par la lumière pour la traverser.

Une morphologie complexe et la présence de jets

La morphologie des AGN varie d'un objet à l'autre et en fonction de la longueur d'onde à laquelle ils sont observés (voir la figure 1.1). En optique, la visibilité de la galaxie hôte, qui peut être elliptique ou spirale, dépend de la luminosité de l'AGN. Les AGN les plus brillants apparaissent comme ponctuels car leur luminosité surpasse de loin celle de la galaxie.

Tous les AGN ne sont pas des émetteurs radio, mais c'est l'observation dans cette gamme de longueurs d'onde qui a révélé une morphologie complexe et la présence d'une paire de jets dont les axes principaux sont symétriques par rapport à la position du noyau actif. Les mesures radio des structures résolues dans certains jets ont révélé des vitesses apparentes⁴ dans le plan du ciel qui peuvent atteindre dix fois la vitesse de la lumière. On peut distinguer deux types de jets. Les jets dont la collimation est importante se terminent en interagissant avec le milieu intergalactique à des distances qui peuvent atteindre le Mpc et donnent des lobes brillants aux dimensions importantes (plusieurs kpc). Ces jets sont généralement peu lumineux, et seul le jet venant à notre rencontre est visible (voir figure 1.2a), le contre-jet étant désamplifié par effet relativiste. Les jets dont la collimation est faible sont plus brillants, mais perdent en intensité et peuvent se courber à mesure que l'on s'éloigne du noyau actif (voir figure 1.2b). Ces jets ou les structures qui les composent sont parfois résolus en optique et en X (voir figure 1.3).

1.2.2 L'engin central

La source d'énergie responsable de l'émission des AGN doit permettre d'expliquer les fortes luminosités et la taille réduite des structures émettrices (liée aux variabilités rapides observées). Dans le scénario communément admis, indépendamment introduit par Salpeter (1964) et Zel'dovich (1964), l'engin central au cœur des AGN est un trou noir super massif (10^5 à 10^{10} masses solaires) accrétant de la matière.

⁴dues à un effet de projection du jet relativiste dirigé vers nous.

FIG. 1.2: Les jets des AGN émetteurs radio (Images VLA NRAO/AUI). (a) Cygnus A est un prototype FR II (c.f. section 1.3) dont le jet visible a une collimation importante mais son intensité est faible comparée aux lobes imposants qui marquent l'interaction des deux jets avec le milieu intergalactique à $\sim 100 \, {\rm kpc}$ du noyau actif. (b) 3C 31 est un prototype FRI (c.f. section 1.3), ses deux jets très brillants perdent en intensité et se courbent en s'éloignant du noyau actif.



FIG. 1.3: Le jet et le noyau actif de la galaxie M 87 sont visibles en radio, en optique et en rayons X. Des structures sont clairement visibles à chacune de ces longueurs d'onde.



La grande quantité d'énergie rayonnée provient alors de la libération de l'énergie gravitationnelle de la matière tombant sur le trou noir.

En s'effondrant, la matière forme un disque d'accrétion – dont la présence est parfois indiquée par une signature radiative thermique caractéristique (*big blue bump*) – en rotation autour du trou noir. Une partie de l'énergie d'accrétion est évacuée sous forme de jets constitués de particules éjectées à des vitesses proches de celle de la lumière. Leur formation et leur stabilité, encore énigmatiques, sont étudiées au moyen de simulations de magnétohydrodynamique dans le cadre de la relativité générale (GRMHD) pour des résultats récents voir McKinney & Blandford (2009). Les champs magnétiques, que l'on pense jouer un rôle important dans leur formation, sont tracés par des mesures de polarisation, ce qui constitue un moyen de contraindre les modèles - Broderick & McKinney (2010) présentent des résultats de simulations 3D de GRMHD directement confrontés aux mesures de la polarisation du jet. La composition des jets est sujette à discussion : si la présence de leptons est acquise (avec l'observation du rayonnement synchrotron) celle de hadrons n'a pas encore été établie par les observations. Nous reviendrons sur les jets dans le chapitre 3 au travers des contraintes apportées sur leur structure par les observations des AGN aux très hautes énergies.

L'idée d'un trou noir non actif au centre des galaxies a été introduite par Lynden-Bell (1969)⁵. La présence d'un tel objet dans la grande majorité des galaxies, y compris la notre, est maintenant établie par l'étude des étoiles et de la dynamique du gaz dans de nombreuses galaxies – voir Ferrarese & Ford (2005)

⁵Pour un peu d'histoire sur la naissance de l'idée de trou noir voir la section 2 de Lynden-Bell (1998).

pour une revue. Cela pose la question de l'évolution des trous noirs, et des conditions nécessaires à leur activité, mais aussi du rôle joué par ces objets dans la formation et l'évolution des galaxies (Cattaneo et al. 2009).

1.2.3 L'amplification relativiste

Les vitesses d'ensemble relativistes au sein des jets produisent une focalisation et une amplification Doppler de l'émission dont l'importance dépend de l'angle entre l'axe du jet et notre ligne de visée. Ces effets peuvent dramatiquement modifier la distribution angulaire, le spectre, mais aussi les temps de variabilité de l'émission produite par les particules relativistes du jet – du point de vue d'un observateur extérieur au jet. Les objets dont le jet pointe dans notre direction sont les plus soumis à ce phénomène. Quantifier ces effets est nécessaire pour accéder (ou tenter d'accéder) aux caractéristiques intrinsèques de ces objets.

Symbolisons le jet par un flot de matière discret – une sorte de grumeau ou *blob* par opposition à un flot de matière continue – qui évolue à une vitesse relativiste v constante. Supposons d'autre part que ce flot a une émission isotrope dans son référentiel. Pour relier les quantités observées aux quantités intrinsèques, introduisons le facteur Doppler δ :

$$\delta = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \, \cos \theta)} \tag{1.1}$$

où θ est l'angle entre la direction de propagation de l'élément volumique de matière considéré et notre ligne de visée, $\beta = v/c$ et $\Gamma = (\sqrt{1-\beta^2})^{-1}$ est le facteur de Lorentz qui correspond à la vitesse de déplacement v. Le facteur Doppler est dépendant de l'angle θ suivant :

$$\delta \sim \begin{cases} 2\Gamma & \text{si } \theta = 0\\ \Gamma & \text{si } \theta \sim 1/\Gamma\\ \Gamma \theta^2 & \text{si } 1/\Gamma < \theta \ll 1\\ \Gamma^{-1} & \text{si } \theta > \text{ou } \sim 1 \end{cases}$$

Notons que considérer θ comme l'angle entre l'axe principal du jet et notre ligne de visée n'est valide que si l'ouverture géométrique du jet est inférieure à $1/\Gamma$. La définition du facteur Doppler permet d'exprimer simplement les transformations de Lorentz qui lient les quantités mesurées par l'observateur aux quantités intrinsèques (primées) :

$$\nu = \delta \times \nu'$$

$$E = \delta \times E'$$

$$t = \delta^{-1} \times t'$$

$$d\Omega = \delta^{-2} \times d\Omega'$$
(1.2)

où ν , E, t et $d\Omega$ représentent respectivement les fréquences, les énergies, les durées et les éléments d'angle solide. Pour une source dont le jet est dirigé vers nous, la transformation de la fréquence se traduit donc par un décalage du spectre d'émission vers les hautes énergies d'un facteur δ . L'effet d'amplification des flux est encore plus important. En effet, en considérant les relations (1.2) la transformation de l'intensité spécifique $I(\nu)$ est immédiate :

$$I(\nu) = \frac{dE}{dt \, d\Omega \, d\nu} = \delta^3 \, \frac{dE'}{dt' \, d\Omega' \, d\nu'} \tag{1.3}$$

Dans l'hypothèse d'une émission isotrope dans le référentiel de la source, le flux en énergie se transforme comme $I(\nu)$. La luminosité bolométrique L, qui gagne un facteur δ par l'intégration sur les fréquences (du flux en énergie), est donc amplifiée d'un facteur δ^4 . Les calculs ont été présentés pour une émission

générée par une source discrète. Si l'on considère le cas de l'émission d'un jet continu, ce qui revient à intégrer sur le temps l'émission d'une succession de sources discrètes, l'intensité spécifique se transforme alors comme $I(\nu) = \delta^2 I'(\nu')$. Pour plus de détails, on pourra consulter l'annexe B de Urry & Padovani (1995).

Pour résumer, sous l'effet de focalisation relativiste, les fréquences et les luminosités bolométriques observées s'expriment en fonction de leur valeurs intrinsèques suivant :

$$\delta \left\{ \begin{array}{l} \nu \ = \ \delta \ \nu' \\ L \ = \ \delta^p \ L' \end{array} \right.$$

où l'introduction du facteur p permet de tenir compte de la géométrie du jet (p = 4 dans le cas d'un jet discret et p = 3 dans le cas d'un jet continu).

1.3 Leur classification : vocabulaire et décryptage

Comme nous l'avons évoqué dans le paragraphe 1.2.1, les AGN ne présentent pas tous les mêmes caractéristiques observationnelles. Historiquement, ils ont été rassemblés dans de nombreux sous-groupes qui ont donné naissance à une classification. Les noms des différentes classes et les caractéristiques observationnelles qui les distinguent sont schématisés sur la figure 1.4 à laquelle on pourra se référer tout au long de cette section.

Radio-émetteurs versus Radio-silencieux

L'une des caractéristiques observationnelles principales qui a conduit à la classification des objets est la brillance en radio, on parle donc d'objets émetteurs ou d'objets silencieux en radio, respectivement nommés par la suite d'après leur acronyme anglais RL (*Radio Loud*) et RQ (*Radio Quiet*). Pour qu'un objet soit qualifié de radio-émetteur, la luminosité émise en radio doit être relativement importante, au moins de l'ordre de $\sim 10^{-3}$ fois la luminosité bolométrique. Un critère de séparation, dont la distribution est binomiale, est défini par le rapport des flux radio et optique (440 nm). En fixant ce rapport à 30, la proportion d'émetteurs forts en radio est de l'ordre de 10% à 15%.

Quasars

Le terme quasar est adapté de la prononciation de son acronyme QSRS signifiant *Quasi-Stellar Radio Source* (un nom d'origine historique). Comme la partie "*Quasi-Stellar*" de leur nom l'indique, ces objets sont généralement ponctuels en optique et donc suffisamment lumineux pour couvrir l'émission de la galaxie hôte. Il s'agit en effet des AGN les plus brillants et de ceux détectés aux plus grandes distances. En revanche, il est préférable d'oublier la partie *Radio Source* de leur nom car dans la pratique l'emploi du terme Quasar n'apporte plus aucune information quant à l'émission radio des sources ainsi nommées – il est même souvent utilisé comme synonyme d'AGN. Par la suite nous rencontrerons donc des RLQ (*Radio Loud Quasars*) et des RQQ (*Radio Quiet Quasar*). Les quasars radio-émetteurs sont désignés par différentes appellations en fonction de la forme de leur spectre radio, les FSRQ pour *Flat Spectrum Radio Quasar* et les SSRQ pour *Steep Spectrum Radio Quasar*. Les quasars silencieux en radio, aussi notés QSO pour *Quasi-Stellar Objets*, représentent en général le pendant très lumineux des objets de type Seyfert.

Seyfert

Les objets de type Seyfert portent le nom de la classe de galaxies qui les abritent, baptisée d'après Carl Seyfert qui a désigné les six premières galaxies de cette catégorie, lesquelles sont généralement des galaxies spirales. Les objets de type Seyfert sont désormais divisés en deux classes : les Seyferts de type 1 (Sey 1) sont les plus brillantes et présentent des raies d'émission larges ; les Seyferts de type 2 sont moins brillantes et ne présentent que des raies d'émission étroites. Le flux radio de ces objets est généralement trop faible pour que ces AGN soient qualifiés de radio-émetteurs.

Radiogalaxies de type FR I et FR II

Les "équivalents" radio-émetteurs des AGN de type Seyfert sont les AGN hébergés par les galaxies de Fanaroff et Riley (FR) ou, de manière plus générique, les radiogalaxies (RG) qui sont dans leur grande majorité des galaxies elliptiques. Comme les Seyferts, cette population se divise en deux sous-groupes, l'un ne présentant que des raies d'émission étroites NLRGs (*Narrow Line Radio Galaxy*), l'autre présentant également des raies d'émission larges BLRG (*Broad Line Radio Galaxie*).

Les galaxies de type FR doivent leur appellation d'une part à la caractérisation de leur brillance radio comparée au continuum optique de la galaxie hôte, et, d'autre part, à la morphologie de leur jet : deux critères qui ont permis à Fanaroff & Riley (1974) de les répartir dans deux sous-classes. Ainsi, les FR II sont plus brillantes en radio que les FR I. Leurs jets ont une collimation importante et sont donc peu brillants ; ils se terminent en formant des lobes gigantesques qui dominent l'émission radio, et sont très peu variables. La formation de points chauds très brillants est également observée, ce qui correspond aux



FIG. 1.4: Représentation schématique de la classification des AGN en fonction des principales caractéristiques observationnelles qui lui ont donné naissance, à savoir : la puissance relative de leur émission radio par rapport à la luminosité bolométrique, la largeur des lignes d'émission (les objets présentant des raies larges ayant également des raies d'émission étroites) et leur variabilité. La présence de polarisation optique est également schématisée. Adapté de Krolik (1999).

chocs terminaux du jet avec le milieu intergalactique. Les jets des FR I sont au contraire tortueux, leur collimation est moins importante, mais ils sont aussi plus brillants ; les lobes sont moins proéminents ou même absents. L'émission radio est alors dominée par les régions proches du centre et présente de la variabilité. La figure 1.2 présente deux objets prototypes FR I et FR II. Il semble surprenant de parvenir à diviser une classe d'AGN en deux sous-groupes sur la base de deux critères si différents, c'est donc sans surprise que certains objets peuvent être classés dans l'un ou l'autre groupe suivant le critère considéré.

On notera aussi que les groupes se distinguent par leur spectre radio, les FR I présentent généralement un spectre plat et les FR II un spectre pentu (le critère de séparation est l'indice α de la loi de puissance du spectre du flux en énergie, les spectres sont qualifiés de plats si $\alpha > -0.5$). Leur spectre de raies d'émission présente également des différences : celui des FR I ne présente que des raies d'émission étroites tandis que la majorité des spectres des FR II a également des raies d'émission larges.

Blazars : BL Lac et OVV

Les objets de type BL Lac portent le nom de l'AGN prototype dont ils partagent les caractéristiques observationnelles. Cet objet très brillant (donc ponctuel), fortement variable en optique et sans raie d'émission (pour dérouter les astronomes) a été classé comme étoile variable au moment de sa découverte dans la constellation du Lézard ou *Lacerta*. L'interprétation de son émission en terme de noyau actif date de la fin des années soixante, quand DuPuy et al. (1969) associent cette "étoile" à une source radio puissante. La quasi-absence de raies chez les BL Lac rend la détermination de leur redshift difficile.

Les OVV pour *Optically Violently Variable* sont eux aussi très brillants et, comme leur nom l'indique, fortement variables. Mais contrairement aux BL Lac ils présentent un spectre de raies larges. Ces objets sont désormais identifiés sous le nom de FSRQ.

La forte variabilité de ces objets est très souvent corrélée avec une forte polarisation, une structure radio compacte, un spectre plat dans cette gamme de longueurs d'onde et une émission qui s'étend aux hautes et aux très hautes énergies. Ces deux classes d'objets ont été rassemblées sous le nom de blazars par une plaisanterie de Ed Spiegel lors d'une conférence organisée sur les BL Lac. Le nom est resté probablement du fait de sa consonance avec *blazing*, et dans la communauté francophone peut-être parce qu'il fait irrésistiblement référence au bazar de toute cette terminologie !

En marge

Pour terminer, mentionnons les galaxies LINER (*Low Ionization Nuclear Emission Region*), qui ne partagent avec les autres AGN que leur spectre de raies d'émission. Elles sont les noyaux à la bordure de l'activité.

La nature est bien évidemment plus complexe et certains objets présentent des caractéristiques relatives à différentes catégories dont la liste n'est, d'ailleurs, pas forcément exhaustive. Certains types d'AGN sont donc peut-être encore à découvrir.

Chapitre 2

Où en est l'unification des AGN ?

Comme illustré par le grand nombre de classes dans lesquelles ils se distribuent, les AGN sont loin de former une population homogène. L'unification part de l'hypothèse que ces différences sont essentiellement le résultat d'un biais observationnel et qu'elles peuvent être expliquées à l'aide d'un modèle unique, autrement dit que nous avons affaire à un seul type d'objets. La démarche d'unification est le premier pas vers la compréhension des processus physiques à l'œuvre au sein des AGN, mais aussi des causes responsables du caractère actif de ces galaxies. Dans une vision élargie, l'unification traite aussi la question de l'évolution de ces objets et celle de leur lien avec les galaxies "ordinaires" : c'est-à-dire l'unification des AGN dans un premier temps, pour tendre ensuite vers un modèle de "grande unification" de l'ensemble des galaxies.

Adopté au début des années 90, le schéma d'unification n'a pas été remis sérieusement en cause par les observations, même s'il ne permet pas encore de faire le lien entre l'ensemble des variétés d'AGN, ni d'expliquer la dichotomie entre les objets radio-émetteurs et radio-silencieux. Son principe et sa mise en œuvre sont introduits dans la section 2.1. L'unification de la classe des blazars est présentée dans la section 2.2. Pour terminer, nous donnerons dans la section 2.3 un bref état des lieux des causes potentielles de leur activité et nous verrons comment l'étude des AGN radio-silencieux a mis en évidence une éventuelle séquence entre les galaxies actives et non actives.

Les liens entre les différentes classes d'AGN établis dans le cadre du schéma d'unification sont schématisés sur la figure 2.1 à laquelle on pourra se rapporter tout au long de ce chapitre.

2.1 Le schéma d'unification

2.1.1 Le principe

Le schéma d'unification est construit en supposant une structure d'accrétion et éventuellement d'éjection autour d'un trou noir super-massif, assortie des ingrédients suivants :

- des nuages de gaz, en mouvement rapide dans la région circumnucléaire, responsables de l'émission de raies larges;
- des nuages, avec des vitesses moins importantes, dans des régions plus éloignées, produisant uniquement des raies étroites;
- un tore de poussière entourant le cœur et la région de raies larges ;
- une paire de jets relativistes (pour certains objets).

Ce schéma suppose également des distributions de valeurs pour certaines caractéristiques intrinsèques : masse du trou noir, paramètre d'ionisation, luminosité, puissance des jets... Dans le cadre de ce schéma, mises à part ces variations intrinsèques, toutes les différences spectrales observées seraient dues à un



FIG. 2.1: Représentation schématique de l'unification des différentes classes d'AGN et de leur lien éventuel avec les galaxies "ordinaires". Les modèles d'unification sont représentés en rouge. Les flèches grises et les caractéristiques associées représentent les distinctions entre les différentes classes d'AGN. La variation de luminosité peut correspondre à des variations intrinsèques, qui sont acceptées dans le cadre du schéma d'unification. Elle peut aussi être liée, dans le cas des objets RQ, à l'orientation par rapport au tore qui obscurcit plus ou moins le cœur responsable de l'émission du continuum optique. Les variations en termes de raies d'émission peuvent être expliquées par un effet d'orientation impliquant, d'une part l'occultation par le tore des régions productrices des raies larges pour la distinction entre les Sey 1 et 2, et d'autre part l'orientation du jet dont l'émission focalisée domine le spectre de raies pour les BLLac (qui appartiennent, soit dit en passant, au groupe d'AGN de type 0 qui rassemble les objets dont les raies sont absentes ou très faibles). La variation des autres observables doit être expliquée par la variation de certaines caractéristiques intrinsèques, liées à la puissance du jet et/ou à l'environnement autour de l'AGN, par exemple.

effet d'orientation de ces objets, dont l'émission est fortement anisotrope par rapport à la ligne de visée de l'observateur. Antonucci (1993) présente une revue, toujours d'actualité, de cette unification.

Le caractère radio-émetteurs (RL) ou radio-silencieux (RQ) des objets est le premier critère de classement des AGN; c'est aussi la principale différence observationnelle qui résiste à l'argument d'orientation. Deux scénarios sont possibles pour expliquer les différences entre les AGN RL et RQ. Le premier fait l'hypothèse qu'il s'agit d'objets physiquement différents avec des caractéristiques intrinsèques distinctives (masse du trou noir, champ magnétique près du cœur, voir Urry & Padovani (1995)). Le second attribue cette distinction à la conjugaison d'une distribution intrinsèque de la puissance des jets des AGN



FIG. 2.2: Représentation schématique de la morphologie d'un AGN dans le cadre du schéma d'unification.

avec un environnement qui peut varier d'un objet à l'autre (par exemple la densité de la galaxie hôte), qui formerait des jets plus ou moins brillants et qui empêcherait dans certains cas leur développement sur des distances suffisantes pour qu'ils soient détectables. Quoi qu'il en soit, la similarité des spectres des objets radio-silencieux et des FR II dans l'infrarouge (IR), l'optique et l'UV laisse penser que derrière la classification d'un objet RL "se cache" un RQ. Les RL seraient donc des AGN similaires aux RQ avec en plus – sans raison "apparente" – une composante radio importante associée à une paire de jets.

Le cadre dans lequel l'unification se joue (schématisé sur la figure 2.2) peut donc être résumé de la manière suivante : tous les AGN radio-silencieux ont un continuum sans raies et une zone d'émission de raies larges entourée par un tore orienté perpendiculairement aux jets de très faible intensité et à la propagation limitée ; les objets vus de face sont des AGN de type 1, c'est-à-dire qu'ils ont des raies d'émission étroites et larges ; ceux vus par la tranche sont les AGN de type 2 pour lesquels la zone responsable de l'émission de raies larges est obscurcie par le tore – mais ces dernières peuvent être visibles dans la lumière réfléchie (polarisée) ; les AGN radio-émetteurs partagent les mêmes caractéristiques à ceci près qu'ils sont dotés d'une paire de jets relativistes. Pour ces radio-émetteurs, si l'axe d'un jet est proche de la ligne de visée, son émission est soumise à l'amplification Doppler et domine alors le continuum. Les objets vus sous cet angle sont alors qualifiés de blazars.

2.1.2 Deux modèles complémentaires pour unifier les AGN

La classification historique est principalement due aux différences observées en optique et en radio, les longueurs d'onde auxquelles les AGN ont été découverts. Les modèles d'unification sont donc basés sur des arguments permettant d'expliquer les différences observées à ces deux longueurs d'onde. On distingue deux types de modèles d'unification. Le premier invoque l'occultation (par le tore) pour expliquer les différences dans les spectres optiques de raies d'émission des objets présentant un continuum semblable. Le second invoque l'orientation, la puissance et la structure des jets radio pour unifier les objets RL. Ces deux modèles sont basés sur l'orientation de l'objet et sont liés, si l'on considère que le tore et le jet partagent le même axe de symétrie. La dépendance avec l'angle de vue est cependant différente. Dans le premier cas elle est liée à la transparence optique qui dépend elle-même de la structure du gaz et des poussières autour de l'AGN. Dans le second elle est liée à l'effet de focalisation relativiste dépendant du facteur de Lorentz.

L'occultation : NL versus BL

Les premiers éléments indiquant l'occultation par un tore proviennent de l'observation de raies larges dans la lumière polarisée de deux objets de type 2, la Sey 2 NGC 1068 (Antonucci & Miller 1985) et la radiogalaxie 3C 274 (Antonucci 1984). Ces raies d'émission larges "cachées", principalement découvertes dans des objets de type Sey 2 – car plus nombreux – mais aussi dans certaines radiogalaxies de type FR II, ne semblent pas présentes dans les objets de type FR I, qui de plus semblent dénués de gaz dans la zone proche du cœur (Müller et al. 2004).

Le modèle d'occultation est testé en cherchant les AGN obscurcis en optique par des balayages dans la gamme des rayons X (Treister et al. 2004), ainsi qu'en étudiant la relation entre la luminosité et la fraction d'angle solide autour du cœur couverte par le tore grâce à des observations dans l'infrarouge moyen (Treister et al. 2008).

Une difficulté éventuelle pour ce modèle d'unification est l'observation de la mutation des galaxies NGC 7582 (Aretxaga et al. 1999) et Mkn 1018 (Cohen et al. 1986) d'un type Sey 2 vers un type Sey 1 – un changement qui, selon Ricci et al. (2010), pourrait être expliqué par une variation du milieu absorbant autour de la zone d'émission de raies larges.

L'orientation du jet : Radiogalaxies versus Blazars

On pense que la grande luminosité, les variations rapides et la forte polarisation observées chez les blazars sont dues à l'amplification relativiste de ces objets. Ils sont donc considérés comme la contrepartie amplifiée des radiogalaxies, c'est-à-dire celles dont l'orientation du jet est proche de la ligne de visée. Dans le cadre de ce modèle, la population amplifiée (blazar) partage les même propriétés intrinsèques que la population dite parente (les radiogalaxies). Urry & Padovani (1995) présentent en détail l'unification des radiogalaxies et les propriétés à considérer pour tester l'association d'une classe d'objets à sa population parente – émission isotrope, propriétés de leur galaxie hôte, évolution cosmologique.

Le modèle selon lequel les SSRQ et les FSRQ seraient des objets de types FR II dont le jet est de plus en plus aligné avec la ligne de visée semble en accord avec les données (Padovani & Urry 1992). L'absence de raies d'émission dans le spectre des BL Lac peut être interprétée comme l'indication d'une focalisation relativiste de ces objets encore plus importante que celle des FSRQ, focalisation qui masquerait la présence des raies. Cependant, la luminosité des BL Lac est inférieure à celle des FSRQ et invalide donc cette possibilité. En revanche, des études de Urry et al. (1991) comparant les fonctions de luminosité des BL Lac à celles des FR I semblent indiquer que ces radiogalaxies constituent de bons candidats pour la population parente des BL Lac. Les blazars se répartissent donc en deux sous-groupes : d'une part les FSRQ, qui présentent des raies d'émission larges, sont associés aux FR II, et d'autre part

les BL Lac, qui ne présentent que des raies d'émission étroites de très faible intensité, sont associés aux FR I. Une étude récente de Landt & Bignall (2008) basée sur la morphologie radio a montré qu'un tiers des BL Lac de l'échantillon considéré avait des propriétés semblables à celles des galaxies de type FR II. Mais étant donné que la distinction en termes de FR I et FR II n'est pas basée sur la largeur de leur raie d'émission – l'absence de raies d'émission larges est constatée dans le spectre de certaines FR II – la séparation dans le cadre de l'unification de la population des radiogalaxies en termes de largeur de raies d'émission ne semble pas remise en question.

Si l'orientation du jet permet d'expliquer les différences observationnelles entre les blazars et les radiogalaxies, la population parente relative à chaque type de blazar est encore soumise à controverse, d'autant plus que les différences entre les FSRQ et les BL Lac ne sont pas encore bien comprises. D'autre part, il semble contradictoire de vouloir unifier les objets aux raies d'émission différentes dans le modèle d'occultation et ensuite de séparer les objets radio-émetteurs sur ce critère avant de les unifier en fonction de l'orientation de leur jet. Les réponses se trouvent peut être dans l'unification de la classe des blazars à travers la variation d'une caractéristique intrinsèque qui puisse également rendre compte de la présence ou de l'absence de raies d'émission larges dans leur spectre – et donc dans celui de leur population parente. Nous y reviendrons dans le paragraphe suivant.



FIG. 2.3: Représentation de la séquence des blazars : de gauche à droite les spectres moyens des FSRQ, RBL (Radio selected BL Lac, des objets intermédiaires entre les FSRQ et les BL Lac), LBL (Low frequency peaked BL Lac), IBL (Intermediate frequency peaked BL Lac), HBL (High frequency peaked BL Lac). Extrait de Donato et al. (2001).

2.2 La séquence des blazars

La séquence des blazars introduite par Fossati et al. (1998)¹ est le résultat de l'observation d'une continuité entre les spectres de ces objets, ces derniers se décalant vers les hautes énergies comme la luminosité bolométrique diminue. Elle indique un processus physique partagé par les différents types de blazars. Cette séquence est illustrée sur la figure 2.3, où les spectres moyens des différents types de blazars sont représentés. Les modèles d'émission (voir 3.2) attribuent le premier pic à l'émission synchrotron des électrons accélérés dans les jets et le second à l'émission Inverse Compton (IC) de ces mêmes électrons sur un champ de photons externes (Compton-externe ou External Compton, EC) ou sur le champ de photons synchrotron précédemment généré (Synchrotron Self Compton, SSC). La séquence des blazars est interprétée, par les mêmes auteurs, comme la transition d'un régime d'émission EC vers un régime SSC. Une forte densité de photons externes contribue à augmenter la luminosité de l'objet tout en favorisant la perte d'énergie des électrons par rayonnement synchrotron (FSRQ). La diminution de cette densité de photons externes explique alors qu'un décalage des spectres vers les hautes énergies soit associé à une baisse de la luminosité. D'autre part, si ce champ de photons externes correspond à celui venant des raies larges d'émission, ou s'il est lié à leur présence, la séquence des blazars offre une explication qualitative des différences observées dans les spectres de raies d'émission des différents blazars et, par extension, des différences observées dans le spectre de leur population parente. Maraschi & Tavecchio (2003) proposent une explication physique à cette séquence en termes d'efficacité du taux d'accrétion entre les FSRQ et les BL Lac.

Cette séquence a été remise en question, notamment par l'observation de FSRO "piquant" à plus haute énergie, mais aussi parce qu'elle pourrait être affectée par un effet de sélection (biais observationnel); sa validité est examinée par Padovani (2006). Ghisellini & Tavecchio (2008) revisitent la séquence et s'ils montrent, eux aussi, qu'elle peut être expliquée en termes de différences dans le taux d'accrétion des objets, leur modèle – qui dépend de la masse du trou noir $(M_{\rm BH})$ et de la distance à laquelle l'énergie du jet se dissipe, deux grandeurs proportionnelles – autorise également l'existence de FSRQ dont le spectre dans son ensemble serait situé à plus haute énergie (FSRQ bleu pour les $M_{\rm BH}$ importantes) et à plus basse énergie (FSRQ rouge pour les faibles $M_{\rm BH}$) que dans la séquence d'origine. Dans le cadre de leur modèle, les FSRQ sont les objets dont le taux important d'accrétion entraîne la formation d'un disque qui rayonne de manière efficace et produit le champ de photons responsable des raies d'émission larges dans lequel le jet se propage et subit des pertes radiatives ; les BL Lac ont, quant à eux, un taux d'accrétion bien inférieur à la limite d'Eddington² et leur disque est radiativement inefficace, ce qui permet d'expliquer l'absence de raies larges d'émission. Ghisellini et al. (2009) testent de manière concluante la validité de ce modèle sur le premier échantillon de blazars détectés aux hautes énergies par Fermi et trouvent une limite qui sépare les FSRQ des BLLac en termes de taux d'accrétion de l'ordre de 10⁻² fois la limite d'Eddington ; une limite qui est en accord avec celle précédemment dérivée par Ghisellini & Celotti (2001) à partir de l'étude des radiogalaxies.

2.3 Qu'est-ce qui rend ces galaxies actives ?

Les caractéristiques intrinsèques potentiellement responsables de l'activité des AGN sont par exemple la masse du trou noir et le taux d'accrétion. Des études présentées dans Urry (2004) – sur des échantillons dont les biais dus à la sélection et à la limite en sensibilité de l'instrument sont correctement interprétés – indiquent que ni la masse du trou noir ni le taux d'accrétion ne sont corrélés à la luminosité de l'AGN. En

¹Les objets utilisés pour l'étude sont extraits du *Einstein* Slew Survey (0.3–0.35 keV), de l'échantillon à 1-Jy (5 GHz) et de l'échantillon à 2-Jy (2.7 GHz). Les spectres moyens sont construits à partir des données disponibles aux différentes longueurs d'onde, le nombre d'objets utilisés pour chaque point des spectres moyens varie donc.

²Cette limite correspond au taux maximal d'accrétion

revanche, la masse du trou noir dans les galaxies locales non actives semble, pour sa part, corrélée à une forte activité stellaire, une caractéristique partagée par les galaxies hôtes des AGN. A titre d'exemple, Kotilainen & Falomo (2004) montrent que les galaxies hôtes des BL Lac sont plus bleues (indiquant la présente d'une forte population d'étoiles jeunes) que les galaxies non actives ; Stevens et al. (2010) ont montré par ailleurs un excès dans le taux de formation d'étoiles à proximité des RQ situés à grand resdhift (1 < z < 2).

La collision entre galaxies comme facteur déclenchant de l'activité des AGN a été proposé mais ne fait pas l'unanimité. Ce moteur est fréquemment utilisé pour expliquer la "naissance" des AGN, voir par exemple les travaux de Di Matteo et al. (2005) et Hopkins et al. (2005). Cependant, si un taux de collision compris entre 20% et 30% est mesuré par Koss et al. (2010) sur une échantillon d'AGN sélectionnés en X, aucun lien entre l'activité des AGN et la collision n'est déduit de l'étude de Cisternas et al. (2010).

Dans le domaine de l'infrarouge moyen, une étude récente de Tommasin et al. (2010) sur des AGN de type Seyfert distingue un sous-groupe parmi les Sey 2 dénuées de raies larges (même cachées). Les caractéristiques spectrales des Sey 2 appartenant à ce sous-groupe s'apparentent davantage à celles des LINER (les AGN en marge de l'activité) et des galaxies à flambée d'étoiles³ qu'à celles des Sey 1. Une autre étude récente de Ruiz et al. (2010) souligne aussi le lien entre les galaxies à flambée d'étoiles et les AGN en montrant que le spectre de certaines HLIRG (*Hyper Luminous InfraRed Galaxy*), dont l'observation en X semble indiquer qu'elles abritent un AGN, peut être reproduit par un modèle composite de galaxies à flambée d'étoiles et d'AGN. Treister et al. (2010) ont également mis en évidence la présence d'AGN obscurcis dans les ULIG (*Ultra Luminous Infrared Galaxy*). Cela peut être le signe que ces HLIRG ou ULIG constituent le chaînon manquant entre les galaxies non actives et les AGN, qui pourraient alors être envisagés comme une étape normale dans l'évolution des galaxies.

³Il s'agit de galaxies, comme leur nom l'évoque, qui présentent un fort taux de formation d'étoiles, voir le paragraphe 4.2 pour plus de détails.

Chapitre 3

Comment voit-on les AGN aux hautes et très hautes énergies ?

Une très large partie du spectre d'émission des AGN est couverte par divers instruments situés au sol ou embarqués dans des satellites. Comme les γ de hautes et de très hautes énergies (> 30 MeV et > 100 GeV respectivement) sont techniquement plus difficile à détecter, la partie du spectre d'émission à ces énergies est l'une des dernières à avoir été explorée. Les AGN émetteurs à ces énergies ont commencé à être découverts massivement après la mise en place des premiers modèles d'émission et celle du schéma d'unification. Nous disposons maintenant d'une population assez large, et encore grandissante, de ce type d'objets. Leur étude apporte de nouvelles contraintes sur les modèles d'émission, notamment en ce qui concerne les phénomènes les plus violents, et permet de tester le modèle d'unification.

Les AGN les plus à même d'être observés à ces énergies extrêmes sont les objets subissant l'amplification Doppler la plus importante, à savoir les blazars. Il s'agit en effet du type d'objet massivement détecté à ces longueurs d'onde, même si quelques radiogalaxies sont désormais également connues comme émettrices aux hautes et très hautes énergies. Si autant de BL Lac que de FSRQ sont détectés aux hautes énergie, les BL Lac sont les candidats privilégiés pour émettre dans le domaine du TeV car leur spectre global est situé à plus haute énergie. Notons cependant que la sous-représentation des FSRQ dans ce domaine peut aussi être dû à un effet de sélection¹, mais il reste vrai que le spectre γ de ces objets est d'avantage sujet à l'absorption par l'infrarouge intergalactique du fait de leur distance plus élevée en moyenne.

La section 3.1 présente la population d'AGN émetteurs aux hautes et très hautes énergies. Les processus radiatifs responsables de l'émission γ et les modèles développés pour expliquer l'émission des AGN sont présentés dans la section 3.2.

3.1 Les AGN vus aux hautes et très hautes énergies

Les hautes et très hautes énergie sont couvertes par deux types d'instruments (voir chapitre 4). Les γ de haute énergie sont détectés par des instruments embarqués dans des satellites (voir chapitre 6). Après l'arrêt du dernier satellite couvrant la gamme des hautes énergies (EGRET), le ciel est resté près de 10 ans sans être observé à ces longueurs d'onde. Depuis juin 2008, le satellite *Fermi* a pris la relève et, en seulement un an d'observation, il a multiplié par dix le nombre d'AGN connus comme émetteurs aux hautes énergies. Les γ de très hautes énergies sont détectés depuis la Terre, et ce depuis plus de 20 ans, à l'aide de télescopes Cherenkov atmosphérique situés dans les deux hémisphères (voir 5). Dans

¹Du fait du champ de vue limité des télescopes au sol les observations se font en mode pointé aux très hautes énergies

un premier temps, nous présentons la population d'AGN détectés par *Fermi* puis celle des AGN connus pour être des émetteurs γ de très hautes énergies grâce aux observations depuis le sol.

3.1.1 La population d'AGN vue par Fermi

Cette section présente la population d'AGN détectés par *Fermi* durant ses 11 premiers mois d'observation². Pour les radiogalaxies, qui représentent une partie très réduite de cette population, les résultats présentés sont ceux compilés après 15 mois d'observation. Les données ont été prises par le LAT, l'instrument principal du satellite *Fermi* qui est présenté dans le chapitre 6. Celui-ci fonctionne principalement en mode balayage du ciel ; la population obtenue représente donc un échantillon statistique complet et sera présentée comme telle, c'est-à-dire de manière globale, sans rentrer dans le détail de chaque source.

Généralités sur la population

Les AGN détectés pendant les 11 premiers mois d'observation de *Fermi* sont publiées dans le catalogue 1LAT (Abdo et al. 2010b), qui regroupe les sources situées à des latitudes supérieures à 10° et dont la détection est réalisée avec une significativité supérieure à cinq déviations standard (TS > 25). 700 AGN sont présents dans ce catalogue. Si l'on exclut les objets dont la probabilité d'association avec un AGN n'est pas assez élevée (< 80%), ceux qui ont plus d'une association possible et ceux pour lesquels des difficultés d'analyse subsistent, ~ 600 objets demeurent et constituent le *clean sample* de ce catalogue. Ce sont les caractéristiques de cet échantillon que nous présentons dans la suite.

Aucune association claire n'est établie avec des objets radio-silencieux. Par conséquent, à l'heure actuelle, il est possible d'affirmer qu'aucune source radio-silencieuse n'a encore été détectée dans la gamme des hautes énergies. Moins d'une dizaine de radiogalaxies sont comprises dans le *clean sample* et nous reviendrons plus en détail sur cette petite population dans le prochain point de ce paragraphe. Les 600 objets de cet échantillon sont principalement des blazars, les FSRQ et les BL Lac étant équitablement représentés. Moins de la moitié de ces sources ont un redshift connu. Le blazar le plus proche est un BL Lac avec un redshift de 0.03, le plus lointain est un FSRQ avec un redshift de 3.1. La distribution des redshifts de cette dernière classe d'objets est centrée sur $z \sim 1$, celle des BL Lac a des valeurs légèrement inférieures.

Caractéristiques spectrales

De nombreux blazars présentent une cassure dans leur spectre par rapport à une simple loi de puissance. Cependant, dans le catalogue, l'indice de la loi de puissance qui représente le mieux les différents spectres est déterminé afin de permettre une caractérisation simple de la dureté des sources. Pour les FSRQ, l'indice spectral et le redshift ne présentent pas de dépendance l'un par rapport à l'autre. Ceci est également vrai pour les BL Lac, tout du moins si l'on considère le gros de la population qui est située à z < 0.5. Les indices spectraux des BL Lacs et des FSRQ sont clairement différents. Les FSRQ présentent des indices spectraux plus durs que ceux des BL Lac, et leur distribution s'étend sur une gamme d'indice plus large. En résumé, l'indice moyen des différentes classes de sources se durcit comme on passe des HBL aux FSRQ. Les résultats de *Fermi* semblent donc compatibles avec la séquence des blazars. Cependant, étant donné que le redshift n'est pas connu pour plus de la moitié des sources *Fermi*, l'existence d'une population dont le spectre s'étendrait à des énergies comparables à celle des HBL et dont la luminosité serait comparable à celle des FSRQ n'est pas exclu.

²*Fermi* est en activité depuis deux ans maintenant, mais la population obtenue après un an d'observation, de part l'importance de sa statistique, peut être considérée comme une très bonne représentation de la vision du ciel extragalactique accessible actuellement dans la gamme d'énergie couverte par *Fermi*.

Caractéristiques temporelles

Les temps de variabilité observés les plus courts sont de l'ordre de la journée et, étant donné le flux des sources, la sensibilité de Fermi ne permet pas de mesurer des temps de variabilités plus court. Près de la moitié des FSRQ (129) et 17% des BL Lacs (46) de l'échantillon considéré présentent une variabilité. Les BL Lac, moins brillants que les FSRQ, sont donc variables dans une plus faible proportion. Abdo et al. (2010d) ont étudié les courbes de lumière des blazars les plus brillants observés durant les trois premiers mois d'observation de Fermi. Cette analyse révèle que la moitié de ces blazars est variable, la fraction du temps correspondant aux sursauts d'activité ne dépassant pas un quart du temps total d'observation. Il semble également que l'amplitude de variabilité augmente à mesure que le pic de la composante à haute énergie du spectre se décale vers les basses énergies.

Zoom sur les radiogalaxies et autres objets au jet non aligné avec notre ligne de visée

Outre les blazars, neuf radiogalaxies et deux SSRQ ont été détectés par *Fermi* (Abdo et al. 2010c). Il s'agit d'objets dont le jet n'est pas (ou moins bien) aligné avec notre ligne de visée, il est donc intéressant de considérer les résultats obtenus sur ces objets à la lumière de ceux obtenus sur leur population parente, si l'on se place dans le cadre du modèle d'unification. Parmi les radiogalaxies on compte sept galaxies de type FR I et deux de type FR II, toutes situées à des distances de l'ordre ou inférieures à 250 Mpc. La distribution des indices spectraux de ces objets non alignés est binomiale dans la gamme en énergie couverte par *Fermi*, les FR I présentant des indices plus mous (donc des pics à plus haute énergie) que les FR II ou les SSRQ. Les deux SSRQ présentent des caractéristiques semblables à celles des FSRQ en ce qui concerne les indices spectraux et les luminosités mesurées. Les objets de types FR I et FR II, contrairement aux BL Lac et aux FSRQ (leur contrepartie au jet aligné), ne sont pas représentés de manière homogène, ce qui peut être interprété comme le signe de processus au sein des jets différents pour les différentes classes. De plus, les radiogalaxies sont moins lumineuses que les blazars. Même s'ils sont à interpréter avec précaution du fait de la faible statistique, ces résultats vont dans le sens de ceux attendus dans le cadre du modèle d'unification.

3.1.2 Les AGN détectés aux très hautes énergies

??

À ce jour, près d'une quarantaine d'AGN émetteurs aux très hautes énergies sont connus ; ces objets sont donnés dans le tableau 3.1. A l'exception des deux radiogalaxies, Centaurus A et M 87, l'ensemble des AGN détectés sont des blazars. Parmi ces derniers, on compte en grande majorité des BL Lacs (principalement des HBL), mais aussi trois FSRQ. Ces AGN sont observés sur une large gamme de distances, de 3.8 Mpc pour la radiogalaxie Cen A, jusqu'au delà du Gpc (z > 0.4) pour certains FSRQ.

Variabilité du flux aux très hautes énergies

Les AGN sont variables mais aux très hautes énergies les temps de variabilité les plus courts sont difficiles à mesurer étant donné le niveau de flux des sources et la sensibilité des instruments. Cependant, pour la plupart des AGN suivis sur de longues périodes, une variabilité à l'échelle du mois ou de l'année est mesurée. Pour les sources au niveau de flux important, des temps de variabilité de l'ordre du jour (W Comae, Aharonian et al. (2008d) ; 1ES 2344+514, Catanese et al. (1998) et M 87 Aharonian et al. (2006e)), de la dizaine de minute (Mkn 421, Gaidos et al. (1996)) et même de quelques minutes (Mkn 501, Albert et al. (2007d) ; PKS 2155-304, Aharonian et al. (2007g)) ont été mesurés .

AGN	Redshift	Туре		Première détection
			Instrument	Référence
Cen A	0.0018	FRI	H.E.S.S.	Aharonian et al. (2009b)
M 87	0.004	FRI	*HEGRA	Aharonian et al. (2003b)
Mkn 421	0.030	HBL	*Whipple	Punch et al. (1992)
Mkn 501	0.034	HBL	*Whipple	Quinn et al. (1996)
1ES 2344+514	0.044	HBL	*Whipple	Catanese et al. (1998)
Mkn 180	0.046	HBL	MAGIC	Albert et al. (2006b)
1ES 1959+650	0.047	HBL	7-Tel Array	Nishiyama (1999)
Ap Lib	0.049	LBL	°H.E.S.S.	Hofmann (2010)
BL Lac	0.069	LBL	MAGIC	Albert et al. (2007b)
PKS 0548-322	0.069	HBL	H.E.S.S.	H. E. S. S. collaboration : F. Aharonian et al. (2010)
PKS 2005-489	0.071	HBL	H.E.S.S.	Aharonian et al. (2005d)
RGB J0152+017	0.080	HBL	H.E.S.S.	Aharonian et al. (2008d)
W Comae	0.102	IBL	VERITAS	Acciari et al. (2008a)
PKS 2155-304	0.116	HBL	*Mark VI	Chadwick et al. (1999)
B32247+381	0.119	HBL	°MAGIC	Mariotti (2010b)
RGBJ0710+591	0.125	HBL	VERITAS	Acciari et al. (2010a)
H 1426+428	0.129	HBL	*Whipple	Horan et al. (2002)
1ES0806+524	0.138	HBL	VERITAS	Acciari et al. (2009a)
1ES 0229+200	0.139	HBL	H.E.S.S.	Aharonian et al. (2007d)
PKS 1440+122	0.162	IBL	VERITAS	Ong (2010)
H 2356-309	0.165	HBL	H.E.S.S.	Aharonian et al. (2006c)
1ES 1218	0.182	HBL	MAGIC	Albert et al. (2006a)
1ES 1101-232	0.186	HBL	H.E.S.S.	Aharonian et al. (2006d)
1ES 0347-121	0.188	HBL	H.E.S.S.	Aharonian et al. (2007c)
RBS 0413	0.190	HBL	VERITAS	Ong & Fortin (2009)
1ES 0447-439	0.200	HBL	°H.E.S.S.	Raue et al. (2009)
1ES 1011+496	0.212	HBL	MAGIC	Albert et al. (2007c)
PG 1553+113	>0.250	HBL	H.E.S.S.	Aharonian et al. (2006b)
1ES 0414+009	0.287	HBL	H.E.S.S.	Hofmann et al. (2009)
1ES 0502+675	0.341	HBL	°VERITAS	Ong (2009b)
PKS 1510-08	0.360	FSRQ	H.E.S.S.	Wagner & The H.E.S.S. Collaboration (2009)
S50716+714	0.3(?)	LBL	MAGIC	Teshima & The MAGIC Collaboration (2008)
3C 66A	0.4(?)	IBL	VERITAS	Acciari et al. (2009b)
4C+21.35	0.432	FSRQ	MAGIC	Mose Mariotti (2010)
3C 279	0.536	FSRQ	MAGIC	MAGIC Collaboration et al. (2008)
PKS 1424+240	(?)	IBL	°VERITAS	Ong (2009a)
MAGIC J2001+435	(?)	HBL	°MAGIC	Mariotti (2010a)

TAB. 3.1: Les AGN détectés aux très hautes énergies. Les télescopes indexés par une * sont ceux de la génération précédente (voir 5). Un ° indique un choix d'observation basé sur la détection préalable de Fermi

Ces mesures permettent de contraindre la taille R de la zone d'émission si l'on considère des arguments de causalité :

$$R \le c \Delta t \delta$$

où c est la vitesse de la lumière, Δt le temps de variabilité et δ le facteur Doppler. Un des cas le plus intéressant est celui de M 87. En effet, étant donné le facteur Doppler supposé faible, car le jet de cette source n'est pas dirigé vers la Terre, la variabilité de l'ordre du jour mesurée est très contraignante quant à la taille de la zone d'émission. Celle-ci serait de l'ordre du rayon de Schwarzschild du trou noir supermassif (Aharonian et al. 2006e).

D'autres possibilités d'analyses temporelles plus fines s'ouvrent avec les sursauts d'activité exceptionnels de PKS 2155-304 en 2006. Ainsi, la densité spectrale de puissance PDS (*Power Density Spectrum*) associée au premier sursaut de cet objet est compatible avec celle générée par du bruit rouge. D'autre part, Superina & Degrange (2008) ont étudié la variabilité, à court et à long terme, de cette source au moyen de fonctions de structure et ont montré que des processus de type multiplicatif sont privilégiés pour expliquer l'origine des variations de flux observées (H.E.S.S. Collaboration et al. 2010a).

Formes spectrales

Le spectre de ces objets dans la gamme des très hautes énergies est généralement bien représenté par une loi de puissance avec des indices allant de ~ 2 à > 4. Une courbure dans la partie basse de ces spectres mais aussi dans la partie haute a été mesurée pour Mkn 501 (Djannati-Ataï et al. 1999; Aharonian et al. 1999b) et Mkn 421 (Albert et al. 2007d; Aharonian et al. 2005e). La courbure dans la partie basse peut être indicative du pic de la densité spectrale en énergie, et peut permettre de mesurer sa position ; celle dans la partie haute est générée à l'émission et/ou par une absorption des photons γ pendant leur trajet d'autant plus prononcée que l'énergie des γ est élevée. Le fait que Mkn 501 et Mkn 421 soient à des distances semblables implique une absorption équivalente de leur émission ce qui autorise la comparaison des propriétés d'émission à la source. Les différences observées dans leur spectre γ sont alors soit intrinsèques (avant l'amplification Doppler), soit dues à une différence dans la valeur du facteur Doppler. Une courbure à haute énergie a également été observée lors du sursaut d'activité de PKS 2155-304 (Aharonian et al. 2007g, 2009a; H.E.S.S. Collaboration et al. 2010a).

Une corrélation entre un durcissement des spectres et l'augmentation du flux a été mesurée pour Mkn 421 (Albert et al. 2007a; Aharonian et al. 2005e) et pour Mkn 501 (Djannati-Ataï et al. 1999; Albert et al. 2007d). Une corrélation plus complexe est observée dans le cas de PKS 2155-304 – l'un des AGN les plus brillants et le seul pour lequel un état quiescent, a pu être mesuré. En effet, lorsque le flux augmente à partir de l'état quiescent le spectre semble mollir. Puis, au delà d'un certain niveau de flux, un franc durcissement est observé (H.E.S.S. Collaboration et al. 2010a).

Études multi-longueurs d'onde

Pour obtenir une vision plus complète de ces objets variables, des campagnes multi-longueurs d'onde sont régulièrement organisées. Elles permettent notamment de mesurer la corrélation éventuelle des flux en X et aux très hautes énergies, corrélation qui apporte de fortes contraintes pour les modèles d'émission : si une telle corrélation est observée, elle indique un lien intrinsèque entre les deux émissions qui peuvent être produites par la même population de particules chargées et/ou dans une même zone d'émission. Des corrélations linéaires (1ES 2344+514, Horan & VERITAS Collaboration (2008)) mais aussi quadratique (Mkn 501, Pian et al. (1997) et Djannati-Ataï et al. (1999) ; Mkn 421, Albert et al. (2007a), Aharonian et al. (2005e), Fossati (2009) ; PKS 2155-304)³ ont été observées entre ces deux gammes en énergie. Une corrélation cubique a été observée durant un sursaut d'activité de PKS 2155-304 (Aharonian et al. (2009a), ce qui est difficile à expliquer dans le cadre des modèles d'émission les plus simples). Toutefois, de telles corrélations entre les X et les γ ne sont pas toujours observées comme illustré notamment par le sursaut "orphelin" (c'est-à-dire sans contrepartie X) de 1ES 1959+650 (Krawczynski et al.

³Pour ces objets des corrélations linéaires ont également été observées, entre les flux X et THE.

2004).

Avec le lancement de *Fermi*, PKS 2155-304 a été l'objet de la première campagne multi-longueur d'onde entre ce satellite et un réseau de télescopes au sol (H.E.S.S.) en août 2008 (Aharonian et al. 2009c). Le télescope optique ATOM et les satellites RXTE et Swift étaient également impliqués dans cette campagne. Durant les observations, PKS 2155-304 était dans un état bas. Il est intéressant de noter qu'aucune corrélation n'a été observée entre les flux mesurés aux très hautes énergies et ceux mesurés en X ou même aux hautes énergie (*Fermi*); en revanche, une indication de corrélation entre les très hautes énergies et l'optique semble avoir été mise en évidence. C'est la première fois qu'une telle corrélation entre ces deux longueurs d'onde est observée pour un AGN, même si la détection aux très hautes énergies suite à l'observation par MAGIC de sources sur un critère de haut flux optique peut être considérée comme une piste marquant le lien entre les deux longueurs d'onde (Mkn 180, 1ES 1011+496, S5 0716+71, voir le tableau 3.1 pour les références).

Des contraintes sur la densité de photons intergalactiques

L'observation des AGN aux TeV permet de contraindre la densité de photons intergalactiques ou EBL (pour *Extragalactic Background Light*). Lorsqu'un photon de très haute énergie rencontre un photon de l'EBL dans le domaine de l'infrarouge proche ou moyen, l'énergie dans le centre de masse dépasse le seuil de création d'une paire e^{\pm} . La probabilité d'une interaction et donc l'absorption des photons γ augmente avec la distance de la source et, pour les plus lointaines, modifie de manière non négligeable le spectre aux très hautes énergies. La densité d'EBL peut alors être évaluée en comparant la valeur de l'indice spectral mesuré à la valeur minimale dérivée à partir de considérations théoriques⁴.

Une limite supérieure sur cette densité a été déterminée à partir de la mesure des spectres pour certains des AGN distants choisis pour leur spectre dur : 1ES 0229+200 (Aharonian et al. 2007b), H 2356-309 (Aharonian et al. 2006d), 1ES 1101-232 (Aharonian et al. 2007e, 2006d) et 1ES 0347-121 (Aharonian et al. 2007a). Cette limite supérieure est proche de la limite inférieure déterminée à partir du comptage des galaxies (voir la figure 3.1) ce qui contraint fortement la valeur de la densité d'EBL. Il s'agit d'une estimation précieuse car la mesure directe de la densité d'EBL en infrarouge, notamment autour de $2\mu m$ est difficile. En effet, la mesure directe est soumise à un bruit de fond important, constitué de la lumière zodiacale mais aussi, dans le cas de mesure depuis des satellites, du rayonnement thermique des instruments.

C'est un résultat important, car connaître cette densité est nécessaire pour remonter à la forme des spectres d'émission des AGN avant absorption. Mais cette mesure permet surtout de sonder l'Univers jeune. En effet, l'EBL est la lumière décalée vers le rouge provenant des premières étoiles et galaxies. En mesurant sa densité d'EBL, il est donc possible de mettre une limite sur la densité de ces premières sources de lumière, notamment celle des étoiles de population III ($\sim 100M_{\odot}$) et de contraindre les scénarios de formation des galaxies (Primack et al. 2001).

⁴La forme du spectre avant absorption est déterminée étant donné les processus d'accélération et d'émission jugés raisonnables pour ces objets (des indices ~ 1.5).



FIG. 3.1: Spectre de l'EBL. La limite supérieure dérivée à partir des observations H.E.S.S. est représentée en noir. Les symboles ouverts représentent le flux intégré à partir du comptage des galaxies. Les symboles pleins représentent les mesures directes de la densité d'EBL. La figure est extraite de Aharonian et al. (2006d), que l'on pourra consulter pour plus de détails.

3.2 Émission non thermique et tour d'horizon des modèles d'émission des jets

L'émission aux hautes et très hautes énergies est attribuée aux jets composés de particules relativistes. Dans un premier temps, nous verrons brièvement les processus qui permettent d'expliquer l'accélération de ces particules et leur rayonnement. Dans un second temps, les modèles de jet sont introduits.

3.2.1 Processus de rayonnement des particules accélérées

Le spectre des AGN est dominé par une émission non thermique attribuée au rayonnement de particules accélérées. Il est communément admis que la composante à basse énergie de leur spectre est due au rayonnement synchrotron des électrons dans le champ magnétique ambiant.⁵ La composante à haute énergie peut, quant à elle, être produite par des processus d'émission mettant en jeu des particules accélérées de différentes natures : on parle de processus leptoniques ou de processus hadroniques. Nous commençons par un bref aperçu des processus d'accélération des particules avant de passer à leurs processus de rayonnement qui, au delà de la modélisation des jets des AGN, sont aussi ceux invoqués pour la production de γ liée au rayonnement de particules accélérées.

Mécanismes d'accélération

Les particules sont accélérées par le biais de leur interaction avec les champs électromagnétiques. Une description exhaustive des mécanismes d'accélération est au delà des objectifs de ce chapitre, nous nous contenterons donc de tracer les grandes lignes et de renvoyer le lecteur à des revues beaucoup plus complètes sur le sujet.

C'est Enrico Fermi qui a proposé, dès 1949, un mécanisme d'accélération des particules dans le milieu interstellaire ; en calculant le gain d'énergie obtenu par des réflexions multiples sur des nuages magnétisés en mouvement. Cette accélération, du fait de sa dépendance à l'inverse du carré de l'énergie,

⁵La nature synchrotron de de cette émission a été établie par la mesure de la polarisation en radio et en optique.

est appelé mécanisme de Fermi du second ordre (Fermi 1949). Quelques années après, Fermi propose un nouveau mécanisme, cette fois sans collision et faisant appel aux ondes de chocs (créées entre deux milieux dans lesquels les conditions physiques de densité et de vitesses sont différentes), plus efficace puisque ne dépendant qu'au premier ordre de l'énergie des particules (Fermi 1954). Dans une version plus moderne de ces processus, les "miroirs" magnétiques (processus du second ordre) sont remplacés par les inhomogénéités de champ magnétique et les ondes de plasma (proposées par Alfvén (1942)) dues aux phénomènes de turbulence MHD (*MagnétoHydroDynamique*). Si l'on considère cette approche, le processus de Fermi du second ordre devient plus efficace que celui du premier ordre à mesure que la vitesse de propagation de l'onde de choc diminue et devient plus faible que la vitesse de propagation des inhomogénéités magnétiques. Pour une description détaillée de ces processus d'accélération, depuis les idées de bases de Fermi jusqu'aux applications modernes, nous renvoyons le lecteur au cours de Parizot (2003) et aux références qui s'y trouvent.

Lorsque les chocs atteignent des vitesses proches de celle de la lumière, les processus de Fermi sont traités dans le cadre de la théorie des chocs relativistes. On pense que ces chocs sont à l'origine de la population des particules relativistes responsables de l'émission non thermique observée dans les AGN, mais aussi celle d'autres objets émetteurs γ tels que les micro-quasars, les vents de pulsar ou encore les sursauts γ (voir paragraphe 4.2). Dans ce traitement relativiste, le gain en énergie est beaucoup plus important que dans le cas non relativiste. Pour une revue sur les processus d'accélération par onde de choc relativiste, le lecteur pourra se référer à Gallant (2002).

Rayonnement synchrotron

Le rayonnement cyclotron est émis par une particule chargée lorsqu'elle spirale autour d'une ligne de champ magnétique et subit donc une accélération due à la composante centripète de la force de Lorentz. Si cette particule est relativiste, on parle de rayonnement synchrotron dont le spectre s'étend alors jusqu'à des fréquences bien au delà de la fréquence de giration de la particule.

Le spectre des photons synchrotron rayonnés par une population de particules chargées dont la distribution en énergie suit une loi de puissance d'indice p est également décrit par une loi de puissance sur une large gamme de longueurs d'onde. L'indice de cette loi de puissance α est fonction de p suivant $\alpha = (p-1)/2$. Le rayonnement synchrotron est caractérisé par sa polarisation dont le taux peut être calculé ; si les lignes de champ magnétique sont alignées les unes par rapport aux autres ce taux – sur une certaine gamme de fréquence – ne dépend que de l'indice spectral. Pour un traitement détaillé du rayonnement synchrotron, nous renvoyons le lecteur au chapitre 6 de Rybicki & Lightman (1986).

Ce rayonnement est généralement utilisé pour rendre compte de l'émission non thermique observée aux longueurs d'onde allant de la radio aux rayons X, et produit par une population d'électrons relativistes⁶. Le champ de photons ainsi produit est également invoqué comme une cible potentielle pour les processus Compton-inverse dans les modèles SSC.

Rayonnement Compton-inverse

Contrairement au processus de diffusion Compton bien connu, dans le processus Compton-inverse c'est la particule de matière, parce qu'elle est animée d'un mouvement relativiste, qui cède de l'énergie au photon diffusé. On distingue deux régimes. Le premier, appelé régime Thompson, s'applique lorsque l'énergie du photon est bien inférieure à l'énergie de masse de la particule dans son référentiel au repos. Dans ce régime, l'énergie du photon se voit multipliée d'un facteur $4\Gamma^2$ à chaque diffusion, où Γ représente le facteur de Lorentz de la particule. Si les particules sont distribuées suivant une loi de puissance

⁶Pour des champs magnétiques et des énergies identiques, les particules plus lourdes rayonnent des photons moins énergétiques.

d'indice p, le spectre du rayonnement Compton-inverse suit une loi de puissance d'indice (p + 1)/2. Le second régime est celui de Klein-Nishina et s'applique cette fois-ci lorsque l'énergie du photon est supérieure à l'énergie de masse de la particule. Ce régime est caractérisé par une section efficace d'interaction qui diminue avec l'énergie et par un transfert total de l'énergie cinétique de la particule au photon. La puissance totale rayonnée par processus Compton-inverse est proportionnelle à la densité du champ de photon cible.

Rayonnement des processus hadroniques

La production de γ peut être réalisée par des processus dits hadroniques. L'interaction p–p ou la résonance Δ qui intervient lors de l'interaction p- γ –où p peut désigner un proton ou un noyau – produit des pions. Les pions neutres, dont la durée de vie moyenne est de l'ordre de 1.8×10^{-16} s, se désintègrent en deux γ . Le spectre d'émission ainsi produit est assez large et centré sur l'énergie de demi-masse des π^0 . La désintégration des pions chargés est quant à elle accompagnée de création de neutrinos qui peuvent servir de signature à l'émission γ par processus hadronique.

Rayonnement de freinage ou bremsstralung

Le rayonnement de freinage ou bremsstralung est émis lorsqu'une particule chargée est déviée en passant dans le champ Coulombien d'un noyau. Sans entrer dans le traitement quantique nécessaire pour exprimer formellement le bremsstralung relativiste, ce rayonnement peut être interprété comme la diffusion Compton d'un quanta d'énergie virtuel du champ Coulombien du noyau vu depuis le référentiel au repos de la particule chargée relativiste (Rybicki & Lightman 1986). L'énergie du γ émis est proportionnelle à l'énergie cinétique de la particule incidente. Si l'énergie de la population de particules relativistes se distribue suivant une loi de puissance d'indice donné, le spectre de l'émission bremsstralung suit une loi de puissance de même indice. Dans les sites astrophysiques, ce rayonnement est généralement invoqué dans le cas d'une population d'électrons interagissant avec des nuages moléculaires ionisés ; il intervient aussi dans les processus de cascades atmosphériques (voir paragraphe 4.3).

3.2.2 Les modèles de jet

Ce paragraphe présente brièvement les modèles d'émission des jets aujourd'hui utilisés pour rendre compte des caractéristiques de l'émission non thermique des AGN radio-émetteurs sur une large gamme de fréquence. Les modèles ne sont pas présentés de manière exhaustive mais dans un esprit de synthèse afin de souligner les contraintes auxquelles ils se doivent de répondre. Ces contraintes sont notamment imposées par l'observation des AGN aux hautes et très hautes énergies, mais aussi par notre volonté préserver, jusqu'à preuve du contraire, la vision unifiée des radiogalaxies et des blazars.

Modèles leptoniques et modèles hadroniques

Les modèles leptoniques expliquent la composante à haute et très haute énergie du spectre des AGN par l'émission Compton-inverse d'une population d'électrons (et éventuellement de positrons) sur un champ de photons cibles. On distingue deux types de modèles leptoniques. Si le champ de photons cibles est produit par les mêmes électrons chargés via le rayonnement synchrotron, on parle alors de modèle synchrotron auto-Compton ou *Synchrotron Self Compton* (SSC). Par opposition, s'il s'agit d'un champ de photons externes, on parle alors de rayonnement *External Compton* (EC). Les modèles les plus simples – qui, de manière générale, reproduisent assez bien les spectres des BL Lacs observés aux hautes

et très hautes énergies – sont les modèles SSC avec une ou deux⁷ zones d'émission homogènes (voir par exemple Katarzyński et al. (2001)). Dans ces modèles l'émission sur l'ensemble des longueurs d'onde (à l'exception de la radio dans les modèles à deux zones) est produite co-spatialement, ce qui explique l'existence des corrélations observées entre les flux X et γ . Notons que ces modèles ont recours à des valeurs de facteurs Doppler importantes (entre 25 et 100), notamment afin d'assurer au volume émetteur (contraint par les temps de variabilité observés) une transparence aux γ de très haute énergie (Gaidos et al. 1996).

Dans les modèles hadroniques, la composante à haute et très haute énergie est due au hadrons relativistes supposés présents dans le jet. Les modèles hadroniques permettent de reproduire les puissances observées aux très hautes énergies mais, contrairement aux modèles leptoniques, ils ne fournissent pas un lien direct entre les flux X et γ . Étant donné les temps d'accélération et les temps de refroidissements assez longs des hadrons, ces modèles ont des difficultés pour reproduire les variabilités rapides observées.

En effet, lorsque les temps de variabilité sont plus courts que les temps caractéristiques des processus à l'origine du spectre des particules accélérées, il est nécessaire d'avoir recours à des modèles dépendants du temps. Mais aucun modèle hadronique de ce type n'est disponible à ce jour. H.E.S.S. Collaboration et al. (2010c) offre un aperçu de différents modèles (leptoniques) dépendants du temps et de leur application aux sursauts d'activité de PKS 2155-304.

Contraintes imposées par le schéma d'unification de ces objets

Dans le cadre du modèle d'unification, les radiogalaxies représentent la population parente des blazars. On voudrait donc pouvoir expliquer l'émission de ces deux types d'objets à l'aide d'un modèle unique. Cependant, le jet des radiogalaxies étant décalé par rapport à notre ligne de visée, il semble difficile d'invoquer l'amplification Doppler pour expliquer leur émission aux très hautes énergies. Pour palier ce problème, le modèle homogène SSC à une zone a été adapté. Dans cette nouvelle version, différentes zones d'émission sont situées à la base du jet et symbolisent, en quelque sorte, un évasement du jet dont la collimation s'accroît à mesure que l'on s'éloigne de l'engin central (Lenain et al. 2008).

Toujours dans le cadre du modèle d'unification, des valeurs du facteur Doppler trop élevées sont en désaccord avec les contrastes de luminosité observés entre les radiogalaxies et les blazars. De plus, comme ces grandes valeurs imposent une focalisation relativiste importante de l'émission, la probabilité d'observer un blazar diminue quand la valeur du facteur Doppler augmente. Les grandes valeurs du facteur Doppler utilisées dans les modèles homogènes SSC à une (ou deux) zones semblent donc en désaccord avec le rapport entre le nombre de blazars et le nombre de radiogalaxies connus. Henri & Saugé (2006) présentent en détail cette "crise du facteur Doppler" (sur laquelle nous reviendrons dans la partie V) et proposent des modèles utilisant des structures de jets plus complexes. Ces dernières permettent de reproduire les observations aux très hautes énergies tout en diminuant les valeurs du facteur Doppler.

⁷La seconde zone sert à reproduire l'émission radio et se situe dans une région du jet éloignée de l'engin central, où les vitesses sont moins importantes.

Deuxième partie

L'astronomie γ des hautes et très hautes énergies
Chapitre 4

Introduction

L'astronomie γ est l'astronomie des surprises ; elle dévoile par exemple, pour commencer par les astres les plus familiers, la Lune – plus brillante que le Soleil du fait de sa proximité – et la planète Terre sous un tout autre jour : celui de l'interaction des rayons cosmiques avec la matière (voir figure 4.1). Aujourd'hui l'astronomie γ est étroitement liée aux rayons cosmiques et permet de dessiner la carte d'un Univers non thermique, celui de phénomènes violents où les γ sont issus de l'interaction de particules relativistes avec leur environnement (champs de rayonnement, champs magnétiques, matière). L'observation des γ peut donc apporter des informations sur la localisation des sources où sont accélérés les rayons cosmiques ainsi que sur les mécanismes à l'œuvre en leur sein. Des γ peuvent également être créés par la désintégration des particules lourdes comme les hypothétiques particules de matière noire ou les cordes cosmiques qui seraient toutes deux des reliques du Big Bang. L'astronomie γ est donc à la frontière entre plusieurs disciplines.

Le rayonnement γ , dont l'identification découle de la découverte de la radioactivité, est mis en évidence par Paul Villard en 1900 et associé en 1903 par Ernest Rutherford à une onde lumineuse plus énergétique que les rayons X. Ce rayonnement couvre une large gamme en énergie qui commence vers quelques centaines de keV – énergies typiques de la des-excitation du noyau atomique – et s'étend aujourd'hui jusque la centaine de TeV. En astronomie, cependant, la frontière entre les X et les γ est assez floue, les γ de plus basse énergie étant souvent associés à la gamme des X durs. Par convention, l'astronomie γ des hautes énergies est associée à la tranche allant de la centaine de MeV à quelques dizaines de GeV, tandis que l'astronomie γ des très hautes énergies correspond aux énergies supérieures.

La section 4.1 présente la découverte et quelques unes des caractéristiques des rayons cosmiques pour introduire leur lien avec l'astronomie γ . La section 4.2 se concentre sur les sources astrophysiques émettrices de γ et présente brièvement ces objets, les plus extrêmes que l'on ait rencontré dans le ciel.



(a) La Lune (taille angulaire : 0.5°)



(b) La Terre (taille angulaire : 130°)

FIG. 4.1: La Lune (a) et la Terre (b) vues aux énergies > 30 MeV par EGRET. L'image de la Lune correspond à l'interaction des rayons cosmiques avec sa surface, tandis que celle de la Terre est liée à leur interaction avec son atmosphère. (a) Crédit D. Thompson; (b) Crédit D. Petry. La section 4.3 introduit quant à elle les méthodes de détection adaptées à ces photons très énergétiques.

4.1 Le lien avec les rayons cosmiques

Les particules ionisantes, dont l'origine extraterrestre est démontrée par Victor Hess en 1912, sont baptisées rayons cosmiques en 1925 par Robert Millikan parce qu'il les associe à des rayons γ très énergétiques. Mais Arthur Compton, de son coté, est persuadé d'avoir affaire à des particules chargées électriquement¹, ce qui est finalement démontré en 1927 par J. Clay grâce à la mesure de la variation de leur flux avec la latitude géomagnétique au cours d'un voyage en bateau d'Amsterdam à Java. À la même époque, de nombreuses expériences indiquent que la majorité des rayons cosmiques sont des particules chargées positivement. En 1938, Pierre Auger étudie les grandes cascades produites par ces rayons cosmiques lorsqu'ils interagissent avec l'atmosphère et en déduit que les particules incidentes ont des énergies de l'ordre du 10^{15} eV. On sait maintenant que leur spectre différentiel en énergie mesuré sur Terre² (voir figure 4.3a), qui couvre des énergies de $\sim 10^{11}$ eV à $\sim 10^{20}$ eV et une trentaine d'ordres de grandeur en flux, apparaît comme une loi de puissance continue avec cependant deux légers changements de pente : le "genou" à $E \sim 10^{15}$ eV et la "cheville" à $E \sim 10^{18}$ eV.

L'origine de ces particules, c'est-à-dire la nature des sources capables de leur donner de telles énergies, est aujourd'hui encore très incertaine – voir la figure 4.3b et la revue de Blümer et al. (2009). Sauf aux énergies ultimes, les rayons cosmiques sont déviés par les champs magnétiques galactiques ou intergalactiques et perdent donc l'information relative à leur zone d'accélération. Cependant, l'anisotropie mise en évidence par la Collaboration Pierre Auger (The Pierre Auger Collaboration et al. 2010) pour les directions d'arrivée des rayons cosmiques d'énergies supérieures à quelques dizaines de EeV (10^{18} eV) illustre la possibilité d'utiliser ces particules pour localiser les sources accélératrices. À plus basse énergie, des informations sur leur origine peuvent être déduites de considérations relatives à leurs énergies et aux champs magnétiques de leur environnement. Par exemple, les rayons cosmiques jusque $\sim 10^{18} \text{ eV}$ peuvent être confinés par les champs magnétiques galactiques. Ils sont donc vraisemblablement d'origine galactique et produits par des accélérateurs tels que les restes de supernovae – voir le paragraphe 4.2, voir aussi Gabici (2008) pour une revue. Au delà de ces énergies les rayons cosmiques peuvent s'échapper de la galaxie, une origine extragalactique est donc privilégiée pour ces particules. Même si leur accélération à de telles énergies demeure difficile à expliquer, les noyaux actifs de galaxie et les sursauts γ sont des accélérateurs potentiels.

Au delà de la mesure directe des rayons cosmiques venant des sources, les messagers neutres qui voyagent en ligne droite sont privilégiés pour tracer les accélérateurs cosmiques. Il en est ainsi des photons, ou encore des neutrinos, qui, bien que plus difficiles à détecter, signent la présence de hadrons accélérés. Ce sont ces neutrinos que les expériences ANTARES, AMANDA et IceCube s'emploient à détecter³. Les premiers rayons cosmiques dont le "parcours" dans la galaxie est repéré sont les électrons. Déviés par les champs magnétiques à faible courbure de la Voie Lactée, ils émettent du rayonnement synchrotron dans le domaine radio; une émission diffuse qui sera détectée dès le début de la radioastronomie et signera la présence de ces rayons cosmiques partout dans notre galaxie. Cependant, les rayons cosmiques sont principalement constitués de protons et de noyaux lourds que l'on piste, cette fois-ci, grâce au rayonnement γ produit par la désintégration des pions neutres, résultats (parmi bien d'autres particules) de la collision de ces rayons cosmiques avec la matière qu'ils rencontrent sur leur chemin. L'émission diffuse de la Voie Lactée dans le domaine γ est prédite par Hayakawa en 1952 et observée pour la première fois dans les années soixante. Mais l'astronomie γ à proprement parler, celle des sources, est entrevue pour la première fois grâce aux travaux de Philip Morrison en 1958 qui prédit de

¹L'affrontement, sur le sujet, de ces deux lauréats du prix Nobel de physique qui culmine lors de la réunion de Noël de l'association Américaine pour l'Avancement des Sciences fin décembre 1932, leur vaudra d'ailleurs la une du New-York Times.

²Les rayons cosmiques moins énergétiques sont repoussés par le vent solaire et le champ magnétique terrestre.

³Le lecteur pourra consulter Waxman (2009) pour une revue des challenges et des perspectives de l'astronomie neutrino.

l'émission γ en provenance du Soleil, de la nébuleuse du Crabe et de certaines radiogalaxies.





(a) Spectre des rayons cosmiques mesuré directement aux basses énergies par des expériences au-dessus de l'atmosphère et par l'analyse des cascades atmosphériques depuis le sol pour les plus hautes énergies.



(b) Diagramme de Hillas (1984) représentant la relation qui lie l'énergie maximale acquise par accélération par onde de choc à la taille (L) et au champ magnétique (B) de la zone d'accélération, mais aussi à la charge (z) de la particule accélérée et à la vitesse de propagation de l'onde choc (β_s , en unité de c) dans différents accélérateurs cosmiques.

4.2 Les principales classes d'objets astrophysiques émetteurs γ

À l'exception des AGN, les objets détectés en rayons γ semblent liés – plus ou moins directement – au destin des étoiles massives. Nous commencerons donc par le phénomène qui accompagne la fin de vie de ces étoiles : les supernovae (dont certains vestiges ont été observés en γ) et qui sont le point de formation des objets compacts (eux aussi parfois observés en γ). La partie I étant entièrement consacrée aux noyaux actifs de galaxie, ces objets, bien qu'il s'agisse de sources γ avérées, ne seront pas présentés dans cette section.

Les vestiges de supernova

Si la dernière explosion de supernova observée dans notre galaxie date de 1604, l'apparition d'une nouvelle étoile dans le ciel d'une brillance incroyable, et qui met plusieurs jours à disparaître, est relatée dans de nombreux écrits historiques. Le plus ancien date l'an 185 et a été rapporté par les astronomes chinois. Ces évènements ont été baptisés supernova par Baade & Zwicky (1934). Dès 1934, ils ont expliqué ce phénomène comme étant le passage d'une étoile massive à une étoile à neutrons lors de l'effondrement gravitationnel de cette première. On sait que ce scénario, qui s'applique aux supernovae de type Ib, Ic et II, se déroule de la façon suivante : dans les étoiles massives⁴ les réactions de fusion se prolongent jusqu'à la création de noyaux de fer. L'étoile se compose alors de différentes couches depuis le cœur de fer, en l'espace d'une dizaine de millisecondes, s'effondre sous la pression gravitationnelle jusqu'à ce que la pression du fluide de fermions ainsi formé arrête brutalement le processus. Les couches externes de l'étoile sont alors éjectées avec des vitesses des vitesses de quelques milliers de kilomètres par seconde : c'est ce que l'on appelle une supernova. Le résidu de cette explosion peut être une étoile à neutrons, ou, dans le cas d'une étoile plus massive (> $10M_{\odot}$), un trou noir stellaire.

L'onde de choc qui créée du fait de la propagation des éjecta dans le milieu interstellaire peut accélère les particules qui rayonnent et donnent aux vestiges de supernovae (*SuperNova Remnant*, SNR) assez jeunes (~ 10^4 ans tout au plus), observés en γ , mais aussi en radio et en X, une morphologie en forme de coquille. Les SNR sont ainsi des candidats pour l'accélération des rayons cosmiques, notamment sur la base d'argument énergétiques : le taux de supernovae dans notre galaxie et au vu de leur énergie mécanique de 10^{51} erg environ 10% de cette dernière serait suffisante pour expliquer la densité d'énergie des rayons cosmiques. La taille de ces restes et les champs magnétiques typiques qui y règnent rendent les objets capables d'accélérer les protons jusqu'au genoux. L'observation en γ de ces coquilles prouve la présence de particules accélérées jusqu'à des énergies supérieures à la centaine de TeV, mais la nature de ces particules est encore incertaine.

Les pulsars et nébuleuses de pulsar

Résultant de l'effondrement du cœur de fer d'une étoile massive en rotation, les étoiles à neutrons ont, par conservation du moment cinétique, une vitesse de rotation rapide pouvant atteindre le kHz. Leurs champs magnétiques, en vertu de la conservation du flux magnétique, sont eux aussi très importants ($\sim 10^{12}$ G à leur surface et jusqu'à 10^{15} G pour certains types d'étoiles à neutrons : les magnétars). Les pôles magnétiques de ces objets sont décalés par rapport à leur axe de rotation avec pour résultat une émission pulsée, d'où leur nom de pulsar.

Les modèles d'émission non thermique de ces objets prédisent des zones d'émission différentes, au niveau des pôles magnétiques pour le modèle *Polar Gap*, entre les dernières lignes de champ magnétique

⁴Une étoile est dite massive si sa masse est supérieure à environ huit masses solaires.

fermées et le cylindre de lumière⁵ pour le modèle *Outer Gap*, ou alors dans les cavités réparties alternativement en latitude dans le plan équatorial du pulsar pour le modèle *Slot Gap*. Ils prédisent également des processus différents pour la production de γ – voir Harding & Lai (2006) et les références que l'on y trouve pour plus de détails.

Moins de 10% de l'énergie de rotation des jeunes pulsars est convertie en émission pulsée, l'essentiel étant expulsé sous forme de vent magnétisé qui interagit avec le milieu ambiant. Ce dernier rayonne alors en radio, X mais aussi γ et forme ce que l'on appelle une nébuleuse de pulsar (*Pulsar Wind Nebula*, PWN). Dans un scénario schématique, le vent du pulsar s'étend d'abord librement dans les éjecta de l'explosion de la supernova. Cette expansion est plus ou moins irrégulière du fait de l'inhomogénéité du milieu rencontré par le vent du pulsar, mais aussi rencontré par l'onde de choc principale de la supernova. En effet, si cette onde de choc rencontre une sur-densité, le choc retour produit est alors asymétrique et peut complètement balayer la nébuleuse de pulsar (plutôt que de la comprimer symétriquement de toutes parts). Cette dernière peut alors avoir une morphologie très asymétrique, notamment par rapport à la position du pulsar.

Les systèmes binaires

Les systèmes binaires sont composés d'un objet compact (naine blanche, étoile à neutrons ou trou noir stellaire) et d'un objet compagnon (une étoile qui peut être de différents types). Ils représentent à eux seuls une zoologie complexe mais peuvent, dans une vision schématique être classés en deux catégories en fonction de la source d'énergie produisant leur émission.

Le premier type rassemble les objets nommés binaires X, ou micro-quasars, dans lesquels l'énergie rayonnée en γ est produite via l'accrétion de la matière du compagnon par l'objet compact. L'accrétion peut alors être accompagnée de la production de jets par des processus similaires à ceux imaginés pour les AGN. Si l'objet compact est un pulsar, le mécanisme de rayonnement de la magnétosphère est perturbé par la présence du disque d'accrétion et aucune émission pulsée n'est visible pour ces objets. On pense que l'apport de moment cinétique par accrétion de matière permet de réaccélèrer les pulsars. Ils sont alors observés, une fois que leur compagnon ne les alimente plus, avec une période de rotation de l'ordre de la milliseconde – une période inférieure à celle qu'ils peuvent avoir au moment de leur création. Si l'objet compact et déclencher l'explosion d'une nova.

Le second type de systèmes regroupe les binaires PWN. Dans ces systèmes, le vent puissant du pulsar empêche l'accrétion, la source d'énergie de ces systèmes provient donc de la décélération du pulsar. On pense que l'émission γ est amplifiée par l'interaction du vent du pulsar avec celui d'une étoile supermassive.

D'autre part, comme ils suivent leur orbite, la distance et par conséquent l'interaction entre les objets varient. L'émission γ peut de plus être occultée par le compagnon ou bien absorbée par le champ intense de l'étoile massive. Pour ces différentes raisons, une période est associée aux systèmes binaires.

Les galaxies à flambée d'étoiles

Les observations en optique et en infrarouge indiquent la présence dans certaines galaxies d'une importante population de jeunes étoiles massives. Ces étoiles ont la vie brève et vont pour la plupart se terminer en explosion de supernova. Beaucoup d'étoiles jeunes et massives, un fort taux de supernovae, une très grande densité de gaz et un champ de radiation important, telles sont les caractéristiques des

⁵Le cylindre de lumière est une surface imaginaire en corotation avec l'étoile à neutrons et qui, dans un repère fixe par rapport à l'étoile, atteint la vitesse de la lumière. Au delà de cette surface les lignes de champ ne peuvent donc plus suivre l'étoile, elles ne peuvent donc plus se fermer.

galaxies à flambée d'étoiles (*Star Burst Galaxy*) qui rassemblent donc tous les ingrédients pour être des accélérateurs de rayons cosmiques très efficaces et par conséquent de potentiels (et avérés depuis 2009) émetteurs γ .

Les sursauts γ

Les sursauts γ , sont des bouffées d'émission γ très brèves et très intenses qui peuvent devenir l'espace d'un instant les objets les plus brillant du ciel. L'origine extragalactique de sursauts γ (GRB, *Gamma Ray Burst*) est fortement suggérée dès les années 90 par l'isotropie de leur distribution dans le ciel, révélée par l'instrument BATSE à bord du satellite CGRO (voir paragraphe 6.1) et sera prouvée par l'instrument Beppo-SAX qui mesure le premier redshift de ces objets de manière certaine grâce à leur émission rémanante⁶ en optique. Les plus lointains ont été observés à des redshift > 6. Ils sont divisés en deux catégories suivant la durée de leur flash d'émission γ : les GRB courts ne durent que quelques dixièmes de secondes tandis que les longs peuvent s'étendre sur quelques minutes. Les premiers seraient associés selon Eichler et al. (1989) ou Narayan et al. (1992) au résultat de la coalescence d'un système binaire. Paczyński (1998) propose d'interpréter les GRB longs comme l'expression d'hypernovae, la mort des étoiles les plus massives qui laisseraient derrière elles un trou noir stellaire. Pour une revue récente le lecteur pourra consulter Mészáros (2006).

4.3 La détection des photons γ de hautes et très hautes énergies

L'interaction avec la matière des γ dont l'énergie est supérieure à une trentaine de MeV est dominée par la production de paires e^{\pm} dans le champ Coulombien des noyaux. La détection la plus directe de ces γ se fait au moyen de détecteurs embarqués dans des satellites (voir le chapitre 6) qui mesurent la trace des paires e^{\pm} . Ces derniers présentent l'avantage d'observer plus de 80% du temps et d'avoir un grand champ de vue qui peut balayer tout le ciel. Aux très hautes énergies, la surface de collection des détecteurs spatiaux – limitée notamment par la masse dans laquelle les γ doivent interagir – devient cependant insuffisante compte tenue de la décroissance du flux de γ comme leur énergie augmente. Au sol l'atmosphère fait partie intégrante des instruments qui bénéficient donc d'une surface de collection beaucoup plus importante. Ils prennent alors le relais pour détecter les γ de très haute énergie de manière indirecte, en collectant l'émission secondaire produite par l'interaction du γ avec l'atmosphère.

Lorsqu'un γ de très haute énergie pénètre dans la haute atmosphère il interagit avec les noyaux d'azote et d'oxygène et produit une paire e^{\pm} qui par bremsstralung produit des γ de haute énergie. Ce cycle se répète jusqu'à ce que l'énergie des électrons et positons soit faible et n'ait d'autre effet que l'ionisation du milieu ambiant. Les particules de cette cascade, très énergétiques, ont des vitesses supérieures à la vitesse de la lumière dans le milieu (l'atmosphère) et émettent de la lumière Cherenkov. Ce processus de cascade atmosphérique est éphémère (un flash dure quelques nanosecondes) et la lumière Cherenkov émise est ténue – la cascade d'un γ produit environ 1 photon Cherenkov par mètre carré et par GeV au cœur de la tache au sol (Hoffman et al. 1999). L'inconvénient de ce mode de détection, qui requiert des nuits dégagées et sans lune, est le temps d'observation limitée.

La détection des γ de très haute énergie par des télescopes imageurs collectant la lumière Cherenkov des gerbes atmosphériques est présentée dans le chapitre 5. Ces instruments couvrent la gamme en énergie entre une centaine de GeV et plusieurs dizaines de TeV. À plus basse énergie d'une part, et plus haute énergie d'autre part, deux autres types d'instruments permettent la détection des γ depuis le sol. Les échantilloneurs sont d'anciennes centrales solaires reconverties qui bénéficient d'une grande surface de collection optique permettant la détection des γ dont l'énergie est comprise entre $\sim 20 \,\text{GeV}$ et

 $^{^{6}}$ L'émission rémanante est celle qui se prolonge au delà du flash de lumière γ intense

100 GeV. On trouve également de petites stations réparties sur de grandes surfaces et qui ont, pour leur part, un seuil en énergie plus élevé, aux alentours de 2 TeV. Ils n'utilisent pas l'imagerie mais l'information temporelle du front d'onde de lumière Cherenkov atteignant le sol. Une revue complète sur ce type de détecteurs peut être trouvée dans Smith (2005). Au delà de quelques TeV, certaines expériences sont basées, non plus sur la détection de la lumière Cherenkov émise par les gerbes dans l'atmosphère, mais sur la détection des particules chargées qui la composent. Ces particules, issues de γ dont l'énergie est supérieure au TeV, atteignent le sol. Le principe consiste à détecter la lumière Cherenkov émise par ces particules au moyen de grands bassins (MILAGRO), de cuves (HAWC, dans un futur proche, voir Sandoval et al. (2009)) remplis d'eau, ou encore de scintillateurs (Tibet III, Amenomori et al. (2008); ARGO-YBJ, Cao et al. (2010)). Ces expériences ne sont donc pas dépendantes des conditions atmosphériques et peuvent observer de jour comme de nuit l'ensemble du ciel simultanément, mais font face, à ces énergies, à des flux de γ très faibles. Une revue de ces détecteur est présenté par Sinnis (2009).

Introduction

Chapitre 5

Les télescopes imageurs Cherenkov atmosphérique

L'aventure incroyable de la détection des photons γ de très haute énergie commence, pour ainsi dire, dans une poubelle (voir figure 5.1), lorsque Galbraith & Jelley (1953) découvrent que la lumière Cherenkov émise par les particules des gerbes atmosphériques est détectable et ce à l'aide d'un équipement assez simple : un miroir parabolique et un photo-multiplicateur couplé à un amplificateur, lui même relié à un oscilloscope¹. Toutes les deux minutes en moyenne, un bref flash de lumière plus important que le niveau de bruit de fond de ciel déclenche l'oscilloscope. Mais si la lumière Cherenkov des gerbes atmosphériques se révèle facile à détecter², la route est encore longue avant la première découverte d'une source émettrice aux très hautes énergies. En effet, distinguer les cascades produites par les γ de celles produites par les particules chargées n'a rien d'évident, ce qui d'ailleurs n'est pas tenté par les premières expériences. Le flux des sources va cependant s'avérer plus faible que prévu, de fait, trop faible comparé au fond hadronique pour faire l'économie de cette discrimination qui demandera la mise en place de techniques de détection de la lumière Cherenkov plus sophistiquées.

Le principe de détection de γ à l'aide de télescopes imageurs de la lumière Cherenkov atmosphérique (ACT) est introduit dans la section 5.1. Les techniques de détection sont présentées dans la section 5.2, notamment au fil de l'évolution des différents ACT qui ont tracé la voie pour la génération actuelle de détecteurs. Cette dernière, présentée dans le paragraphe 5.2.2, a ouvert la porte d'une nouvelle astronomie ; une pleine réussite qui va se traduire dans les années à venir par la mise en place de l'observatoire international CTA (*Cherenkov Telescope Array*) qui sera brièvement présenté dans le paragraphe 5.2.3. Pour terminer, une vue d'ensemble des sources détectées par les ACT est dressée dans la section 5.3.



FIG. 5.1: Le premier détecteur de la lumière Cherenkov des gerbes atmosphériques est constitué d'un photo-multiplicateur de cinq centimètres de diamètre installé dans le plan focal d'un miroir parabolique de 25cm de diamètre et relié à un amplificateur dont la sortie est connectée à un oscilloscope. Il permet à Galbraith & Jelley (1953) de détecter pour la première fois la lumière Cherenkov des gerbes atmosphériques.

¹L'idée selon laquelle la lumière Cherenkov émise par les cascades des rayons cosmiques constituerait une faible partie ($\sim 0.01\%$) de la lumière nocturne de fond de ciel revient à Blackett (1948). C'est après sa visite, durant laquelle il mentionne cette prédiction aux deux scientifiques, que Bill Grabraith et John Jelley ont l'idée de cette expérience.

²Ceci est possible grâce à une électronique rapide, à laquelle Bill Grabraith et John Jelley avait accès à Harwell.



FIG. 5.2: Schéma du principe de détection d'un γ avec des télescopes imageurs Cherenkov atmosphérique. Les deux télescopes symbolisés (hors l'échelle) se trouvent dans la zone baignée par la lumière Cherenkov de la cascade. La lumière qu'ils collectent est focalisée sur leur caméra pour former l'image de la cascade. Extrait de Hinton & Hofmann (2009); l'image de la cascade initiée par le γ provient de simulations réalisées par Konrad Bernlöhr.

5.1 Le principe

Le principe des télescopes imageurs Cherenkov (schématisé sur la figure 5.2) repose sur la détection de la lumière Cherenkov émise par les particules secondaires de la gerbe atmosphérique initiée par un γ de très haute énergie lorsqu'il interagit avec la haute atmosphère. Les ACT collectent une partie de la lumière Cherenkov émise par les cascades atmosphériques à partir de grands réflecteurs optiques pour former leur image sur une caméra constituée de photo-multiplicateurs (PM). C'est à partir de ces images que les paramètres de la cascade sont reconstruits et la discrimination réalisée.

Un γ dont l'énergie est comprise entre 100 GeV et quelques TeV – et pénétrant dans l'atmosphère avec un angle d'incidence proche de la normale – produit une gerbe électromagnétique qui se développe typiquement à une altitude de 10 km au-dessus du niveau de la mer. Cette cascade s'étend sur une longueur de quelques kilomètres. Ainsi, pour des expériences situées entre 1000 et 2000 mètres d'altitude, l'information en provenance du γ incident est uniquement constituée de lumière Cherenkov. Le cône de lumière Cherenkov touche le sol jusqu'à des distances comprises entre 100 et 2000 m de l'axe de la gerbe (l'altitude de développement, la longueur de la cascade et par conséquent l'étendue de la tâche de lumière au sol dépendent de l'énergie de la particule incidente). L'étendue de la tâche de lumière Cherenkov au sol (qui augmente avec l'angle d'incidence du γ comme illustré sur la figure 5.3) assure une surface de collection de quelques dizaines de milliers de mètres carrés, même pour un détecteur de dimension modeste. La détection indirecte par collection de la lumière Cherenkov est donc une technique adaptée aux faibles flux de photons γ . De plus, l'énergie et la direction d'arrivée du γ incident peuvent être re-

Le principe



FIG. 5.3: Schéma de la dépendance entre l'angle d'incidence du γ et la surface au sol touchée par la lumière Cherenkov de la gerbe.

construites à partir de la lumière Cherenkov des gerbes électromagnétiques. En effet, la distribution de la lumière Cherenkov dans la caméra conserve la direction d'arrivée du γ et la quantité de lumière reçue est reliée au nombre de particules qui composent la gerbe, lui-même proportionnel à l'énergie du γ incident.

Le défi technique majeur de la discipline est la discrimination entre l'émission Cherenkov provenant des gerbes électromagnétiques créées par l'interaction d'un γ et celle des gerbes issues de particules chargées (principalement des hadrons). Ces dernières, bien plus nombreuses que les γ , constituent le bruit de fond important pour les détecteurs Cherenkov. Cependant, les gerbes hadroniques et électromagnétiques se développent de manière différente les unes des autres (Hillas 1996) et celles issues des γ peuvent être, dans une certaine mesure, "reconnues". En effet, les processus d'interaction à l'œuvre dans les gerbes hadroniques secondaires (produites par la désintégration de pions neutres). Les cascades hadroniques sont donc plus dispersées, produisant des images parfois morcelées et donnant une tâche de lumière au sol plus irrégulière que pour une gerbe électromagnétique. Ces dernières sont au contraire plus compactes et la dispersion temporelle des photons Cherenkov d'une gerbe électromagnétique est très réduite, le front d'onde atteignant le sol ne dépassant pas une largeur temporelle de quelques nanosecondes. Les différences entre les images des gerbes hadroniques et électromagnétiques sont illustrées sur la figure 5.4.



FIG. 5.4: Simulations de cascades initiées par un γ (a) et par un proton (c) tous deux de 1 TeV. Leurs images sont représentées en (b). Extrait de Hoffman et al. (1999).

FIG. 5.5: La première génération de télescopes Cherenkov atmosphérique.



(a) 1960-1964 : La première expérience de détection de γ de très haute énergie réalisée par le "Ledebev Research Institute" est située en Crimée. Elle est composée de 12 miroirs de 1.5 m de diamètre (provenant de projecteurs militaires) et a une énergie seuil de 1.5 TeV. Photographie extraite de Lidvansky (2006).



(b) 1962 : John Jelley et Neil Porter construisent la deuxième expérience de ce type dans les collines irlandaises près de Dublin. Elle est composée de 2 miroirs de 90 cm. Photographie extraite d'une présentation de T. Weekes.



(c) 1968 : Whipple est le premier grand télescope de l'astronomie γ , construit sur le mont Hopkins en Arizona. Le réflecteur optique de 10 m de diamètre est composé de 250 miroirs et l'énergie seuil est désormais de 100 GeV (avant discrimination). Ce télescope, dont la technologie du détecteur dans le plan focal du réflecteur a évolué, est encore en activité aujourd'hui. Image digitale : Smithsonian Institution, 1998.

5.2 Évolution des techniques

5.2.1 Premiers pas : l'exploration des différentes techniques

Ce paragraphe présente les caractéristiques techniques principales nécessaires à la détection des γ de très haute énergie à l'aide des ACT. Les différents instruments qui ont exploré ces techniques sont présentés de manière succincte, une revue plus exhaustive de l'histoire de l'astronomie γ des très hautes énergies est donnée par Weekes (2007).

Comptage : les premières expériences

Les toutes premières expériences de détection de γ de très haute énergie (voir figures 5.6a et 5.6b) voient le jour au début des années soixante. Elles sont construites à partir de composants simples (un ou deux PM placés dans le plan focal d'un miroir de projecteur) pour observer les sources dont le rayonnement synchrotron vient d'être mis en évidence (restes de supernovae, quasars). Aucune discrimination entre la lumière des gerbes issues de photons γ et celle des gerbes issues de particules chargées n'est réalisée par ces expériences. Le nombre de flash de lumière Cherenkov est compté en pointant l'instrument, d'une part dans la direction de la source, et d'autre part dans une partie du ciel différente (supposée vide de tout émetteur γ) afin d'estimer le bruit de fond dû aux gerbes issues de particules chargées. Étant donné l'importance de ce bruit de fond, les flux des sources, dont l'estimation est encore imprécise, se révèlent trop faibles pour que cette méthode d'extraction du signal par simple soustraction soit efficace (Fruin et al. 1964). Une nouvelle prédiction du flux de γ pour la nébuleuse du Crabe (Gould 1965) motive la construction du premier grand télescope pour l'astronomie des très hautes énergies : Whipple. Construit en 1968 (voir figure 5.6c) sa grande surface de collection de 10 m de diamètre rend le télescope plus sensible aux basses énergies. Au moment de sa conception l'imagerie n'est pas prévue et, comme les premières expériences, il fonctionne en mode comptage (Rieke 1969); cependant les estimations des flux de γ sont encore trop optimistes et ni la nébuleuse du Crabe – ni aucune autre source – n'est détectée. La discrimination entre les cascades électromagnétiques et hadroniques apparaît donc comme indispensable.

Imagerie et discrimination

La méthode de discrimination la plus efficace repose sur la morphologie de l'image de la gerbe atmosphérique, qui contient aussi des informations permettant de retrouver la direction d'arrivée et l'énergie du γ incident. Cependant, toute information sur l'image de la gerbe est perdue si la détection de lumière Cherenkov est réalisée à l'aide d'un seul (ou deux) photo-multiplicateur(s), sans compter que la résolution angulaire de l'instrument est alors de l'ordre du champ de vue du télescope. La technique d'imagerie des gerbes atmosphériques apparaît donc comme une étape obligatoire pour la détection des sources émettrices au TeV à l'aide de télescopes.

C'est Whipple qui ouvre la voie de l'imagerie avec l'installation, en 1983, de sa première caméra, composée de 37 pixels d'un diamètre de 0.25° (Cawley et al. 1985). En appliquant une méthode de discrimination basée sur les paramètres de l'image des gerbes définis par Hillas (1985), Whipple détecte la première source émettrice aux très hautes énergies, la nébuleuse du Crabe, avec un signal significatif à 5σ après 50 heures d'observation (Weekes et al. 1989). L'émission de cette source semble stable, et sa détection permettra de raffiner les coupures sur les paramètres de l'image afin améliorer la discrimination – coupures qui seront utilisées pour des observations ultérieures.

FIG. 5.6: La deuxième génération de télescopes Cherenkov atmosphérique.



(a) 1983-... : Whipple (imageur)



(c) 1995-2002 : un des cinq télescopes du réseau HEGRA



(b) 1996-2002 : CAT



(d) 1995-2002 : Durham Mark 6

Pixelisation fine et électronique ultra-rapide

L'expérience CAT (Barrau et al. 1998) est dotée d'un réflecteur optique de 5 m de diamètre, plus petit que celui de Whipple. La petitesse de la surface réfléchissante est cependant complètement compensée par la pixellisation fine (plus de 500 PM de 0.12°) de sa caméra qui est de surcroît dotée d'une électronique ultra-rapide (déclenchement de l'ordre de la nanoseconde). Ces deux caractéristiques permettent de baisser l'énergie seuil de l'expérience à 250 GeV et d'obtenir des performances équivalentes à celles de Whipple. L'électronique rapide, située directement dans la caméra et dans le contrepoids du télescope, permet de minimiser la taille de la fenêtre d'intégration et par là-même la contribution du bruit de fond de ciel. La pixellisation fine permet quant à elle une analyse détaillée des images qui implique une meilleure discrimination entre les γ et les hadrons et une meilleure reconstruction des paramètres physiques du γ incident (Le Bohec et al. 1998).

Imagerie stéréoscopique

Utiliser un réseau de télescopes permet l'observation en mode "imagerie stéréoscopique" : chaque télescope touché par la lumière Cherenkov prend une image de la même gerbe, sous un angle de vue particulier. Les différentes images permettent alors une meilleure reconstruction des informations relatives à la particule incidente, notamment sa direction d'arrivée, et permettent également l'amélioration de la discrimination entre les γ et les hadrons. Cette technique a été testée pour la première fois par l'expérience HEGRA (HEGRA Collaboration et al. 1999) qui est composée de 4 puis 5 télescopes. L'optique de 3 m de diamètre et la caméra (271 PM) des télescopes sont moins ambitieuses que celles de CAT. Le réseau de détecteurs bénéficie cependant des avantages de la stéréoscopie, ce qui lui permet d'atteindre une sensibilité et une résolution angulaire comparable.

La seconde génération d'ACT (voir figure 5.6) rassemble Whipple (doté d'une caméra), HEGRA, CAT mais aussi le télescope Durham Mark 6 (voir Chadwick et al. (1996)). Elle a montré qu'il était possible de détecter une source dont le flux est de $\sim 5\%$ du Crabe en ~ 100 h d'observation et a conduit à la construction de la génération actuelle d'ACT.

5.2.2 Conjuguer les acquis et ouvrir la porte de l'astronomie γ des très hautes énergies

La génération actuelle de détecteurs Cherenkov atmosphérique a su conjuguer les acquis de la génération précédente pour augmenter la résolution angulaire, améliorer la sensibilité et baisser le seuil en énergie des expériences.

Les télescopes actuels

H.E.S.S. (qui sera présenté en détail dans la partir III), VERITAS et CANGAROO III (voir figure 5.7) ont pris le relais de HEGRA en adoptant un mode d'observation stéréoscopique. En 2004, H.E.S.S. est le premier télescope de la nouvelle génération à entrer en service avec ses quatre télescopes (Hinton 2004)³. Son mode d'observation stéréoscopique, ses grands réflecteurs optiques (13 m de diamètre), la pixellisation fine et l'électronique rapide de ses caméras en font l'expérience la plus performante de sa génération, et ce jusqu'à l'arrivée de VERITAS (Maier et al. 2008), dont la conception et par conséquent

³H.E.S.S. a commencé la prise de données dès l'installation du premier télescope en juillet 2002. L'année 2004 marque le début du fonctionnement du réseau de quatre télescopes à pleine sensibilité.







(b) MAGIC II



(c) CANGAROO III

(d) VERITAS

FIG. 5.7: La troisième génération de télescopes Cherenkov atmosphérique.

ACT	Lat.	Long.	Alt.	Ν	Surf. Réfl.	Pixels	C.d.V.	E. Seuil	Sens.
	[°]		[m]		$[m^2]$		[°]	[TeV]	[% Crabe]
H.E.S.S.	-23	16	1800	4	107	960	5	0.1	0.7
MAGIC II	29	18	2225	2	234	234	3.5	0.06	0.8
VERITAS	32	-111	1275	4	106	499	3.5	0.1	1
CANGAROO III	-31	137	160	3	57.3	427	4	0.4	15
TACTIC	25	78	1300	1	9.5	349	3.4	1.2	70
Whipple	32	-111	2300	1	75.	379	2.3	0.3	15

TAB. 5.1: Caractéristiques et performances des ACT actuellement en service. De gauche à droite on trouve, le nom des ACT, leur latitude et longitude (Lat. Long.), l'altitude (Alt.) à laquelle ils sont situés, le nombre de télescopes qui compose le réseau (N), la surface réfléchissante de chacun des télescopes (Surf. Réfl.), le nombre de pixels (Pixels) et le champ de vue (C.d.V.) de chaque caméra, l'énergie seuil de l'expérience (E. Seuil) et sa sensibilité (Sens.), définie comme le flux minimal détectable et significatif à 5σ en 50 heures.

les performances sont dans l'ensemble similaires à celles de H.E.S.S. De son côté, CANGAROO III (Enomoto et al. 2006) est composé de quatre télescopes, mais l'un d'eux date de la première phase de l'expérience (Ebisuzaki & et al. 1991) et n'est plus utilisé. L'ensemble de ce réseau a, pour des raisons techniques, une sensibilité inférieure à ses contemporains.

Le télescope MAGIC (Cortina 2005), avec ses 17 m de diamètre, est le plus grand de sa génération. Il est construit avec deux objectifs majeurs : être capable de modifier sa direction de pointé rapidement pour répondre aux alertes de GRB (*Gamma Ray Burst*) et atteindre le seuil en énergie le plus bas possible. Une amélioration récente lui permet d'exploiter l'information temporelle le long de l'image des gerbes atmosphériques (Tescaro et al. 2008). Afin de bénéficier des avantages de la stéréoscopie, MAGIC a construit un télescope identique au premier, opérationnel depuis 2009 (Moralejo 2009) ; MAGIC II est représenté sur la figure 5.7b.

En Inde, le télescope TACTIC, en service depuis 2001, a des performances davantage semblables à celles des détecteurs de la génération précédente. Un nouveau télescope (MACE) de 21 m de diamètre associé à une caméra de ~ 1400 pixels est prévu pour 2011 et conçu pour atteindre une énergie seuil de 30 GeV (Yadav & for the HIGRO collaboration 2009).

Les caractéristiques techniques et les performances des différents télescopes actuellement en activité sont rassemblées dans le tableau 5.1.

Ainsi dotée des avantages techniques qui ont conduit à la découverte des premières sources de γ de très hautes énergies, la génération actuelle de télescopes a permis de définir l'astronomie γ des très hautes énergies comme une discipline à part entière.

Le futur proche : H.E.S.S. II

H.E.S.S. passera bientôt dans la deuxième phase de l'expérience avec l'ajout d'un télescope de 28 m de diamètre au centre du réseau actuel, doté de la même technologie de déclenchement que H.E.S.S.-I, mais de mémoires analogiques plus évoluées. La surface réfléchissante de ce nouveau télescope est de $\sim 600 \text{ m}^2$. Sa caméra tient dans un cylindre de 3.8 m de diamètre et offre un champ de vue de 3.5° . La distance focale à laquelle elle est fixée est de 35 m, choisie de manière à ce que la quantité de bruit de fond de ciel collectée par chacun des 2048 pixels soit la même que celle collectée par les pixels des quatre autres télescopes. L'utilisation de H.E.S.S.-II en mode mono-télescope devrait permettre d'atteindre un seuil en énergie de 30 GeV. En mode stéréoscopique, ce cinquième télescope devrait

permettre d'améliorer la reconstruction des images et la sensibilité de l'instrument d'un facteur 2. En cours d'installation, H.E.S.S.-II devrait prendre ses premières données en 2012.

5.2.3 Voir grand : construire un observatoire mondial

La prochaine étape prévue dans le développement de l'astronomie γ des très hautes énergie est CTA. Ce projet international, rassemble deux réseaux de télescopes : un pour l'hémisphère sud, principalement orienté vers l'étude du plan galactique, et un pour l'hémisphère nord, dédié aux sources extragalactiques. CTA reprend comme base la technologie de la génération actuelle de détecteurs, maîtrisée et efficace, pour construire des réseaux d'une toute autre envergure. Les objectifs principaux qui guident sa conception sont l'amélioration de la sensibilité (d'un ordre de grandeur) et de la résolution angulaire (d'un facteur 5, pour étudier la morphologie des sources), mais aussi la flexibilité, c'est-à-dire la possibilité de pointer plusieurs sources simultanément en utilisant différentes parties du réseau. Cette dernière caractéristique est un atout majeur notamment parce qu'elle multiplie les régions du ciel couvertes et augmente la capacité de balayage de l'instrument – qui, dans le domaine extragalactique, fait actuellement défaut à l'astronomie γ des très hautes énergies. La configuration exacte du réseau est encore en phase d'étude, mais la faisabilité des objectifs à atteindre a déjà été vérifiée par simulation Monte Carlo pour des réseaux rassemblant plus d'une soixantaine de télescopes. Avec un si grand nombre de télescopes, le challenge réside dans l'industrialisation de toute la chaîne de construction en maîtrisant les coûts et dans l'automatisation de l'utilisation du réseau.

D'autre part, et contrairement aux réseaux de télescopes actuels, CTA sera un observatoire, ouvert à des propositions d'observation extérieures au consortium, et dont les données seront rendues publiques. Cela implique la mise en place d'un centre de données scientifiques qui fournira des données pré-traitées, les outils d'analyse et la possibilité de venir se former à leur utilisation.

Le projet CTA, sa conception technique et ses objectifs scientifiques sont présentés en détail dans la lettre d'intention du CTA Consortium (2010).



FIG. 5.8: La réseau CTA : une vue d'artiste (a) et une configuration jugée prometteuse d'après les simulations (b). Sur la figure (b), la taille des cercles est proportionnelle au diamètre des 59 télescopes utilisés pour cette configuration à savoir, 7m, 12m et 24m. Extraits de (CTA Consortium 2010).

5.3 Les sources détectées par les ACT : points forts

Cette section présente les points forts des résultats de la génération actuelle d'ACT.

5.3.1 Sources galactiques

L'actuelle génération d'ACT a permis d'augmenter d'un ordre de grandeur le nombre de sources galactiques détectées en γ de très hautes énergies, principalement grâce au balayage du plan galactique réalisé par H.E.S.S. depuis sa mise en service en 2004. Parmi la cinquantaine de sources galactiques détectées, la plupart sont encore sans contrepartie identifiée aux autres longueurs d'onde. Nous listons ici les principaux résultats

- La première source détectée aux très hautes énergies est la nébuleuse du pulsar du Crabe. Depuis la mise en service de H.E.S.S. et le balayage du plan galactique, de nombreuses nébuleuses, dont la majorité est plus agée que le Crabe, ont été mises en évidence. Cette classe constitue la population galactique la plus importante détectée à ce jour, avec plus de 20 sources identifiées et au moins une dizaine de candidats. Ces nébuleuses de pulsar sont des sources - en grande majorité étendues, alors que le Crabe reste une source encore ponctuelle pour l'astronomie γ – associées aux pulsars d'âges allant d'environ quelques milliers d'années à quelques dizaines de milliers d'années. Les dimensions physiques de ces objets, révélées par HESS, sont assez impressionantes, allant de quelques parsecs à plusieurs dizaines de parsecs. En rayons X, ces nébuleuses sont bien moins étendues, ce qui peut être compris en prenant en considération le temps de refroidissement plus court des particules émettrices dans cette gamme de longueurs d'onde (via processus synchrotron) comparé à celui des particules responsables de l'émission Compton-inverse au TeV. L'observation de ces PWN aux très hautes énergies associée à celle dans la gamme des rayons X permet de mesurer le champ magnétique de ces objets. Il a été ainsi démontré que la densité d'énergie contenue dans les particules au sein de ces sources est beaucoup plus importante que celle contenue dans le champ magnétique.
- Une vingtaine de sources γ sont associées, directement ou indirectement, aux SNR. La morphologie en coquille de cinq d'entre elles a été résolue au TeV par H.E.S.S., prouvant l'existence de particules accélérées à des énergies supérieures à la centaine de TeV dans les chocs étendus de ces objets : RX J1713.7-3946 (Aharonian et al. 2004b), RX J0852.0-4622 (aussi connu sous le nom de Vela Jr., Aharonian et al. (2007f)), RCW 86 (Aharonian et al. 2009d), SN 1006 (H.E.S.S. Collaboration et al. 2010f) et HESS J1731-347 (Aharonian et al. 2008a). Ce dernier constitue le premier objet de ce type découvert à partir de l'observation au très hautes énergies puis identifié en radio. Si l'accélération de particules est avérée dans ce type d'objets, la question de la nature de ces particules - leptons ou hadrons - n'est pas tranchée. Cependant, les observations de quelques SNR assez vieux (> 10^4 ans) mais aussi, dans le cas du SNR W 28, celle des nuages moléculaires situés à sa périphérie (Aharonian et al. 2008f), constituent des résultats importants qui tendent à prouver que les SNR accélèrent des rayons cosmiques de type hadronique. En effet, puisque les électrons perdent leur énergie par rayonnement synchrotron plus vite qu'ils n'en gagnent par accélération, les SNR assez vieux sont considérés comme peu efficaces pour accélérer les électrons à de très hautes énergies ; l'émission observée au TeV venant de ces objets provient donc très probablement de l'accélération de protons ou de noyaux. L'observation aux très hautes énergies des nuages moléculaires vient renforcer cette idée puisque cette émission signe l'interaction de protons ou de noyaux accélérés avec la matière des nuages moléculaires.
- Trois systèmes binaires ont été clairement identifiés à ce jour. PSR B1259-63 est certainement un système binaire de type PWN. Il est visible aux très hautes énergies, avec une périodicité de 3.4 ans, lorsque le pulsar passe à proximité de son compagnon, l'étoile massive SS 2883, et interagit

avec son disque de matière (Aharonian et al. 2005a). Les sites d'accélération et d'émission γ des deux autres, LS 5039 (Aharonian et al. 2005b) et LS I+61 303 (Albert et al. (2006c), Acciari et al. (2008b)), ne sont pas encore clairement déterminés.

- Notons également que l'émission pulsée aux très hautes énergies a été détectée par MAGIC pour le pulsar du Crabe (Aliu et al. 2008) en utilisant un système de déclenchement spécifique pour la caméra, adapté pour les sources ponctuelles pulsées à d'énergies de l'ordre de la dizaine de GeV⁴.
- La collision des vents puissants des étoiles massives pourrait produire des chocs capables d'accélérer des particules à des énergies supérieures au TeV. C'est une interprétation possible de l'émission γ observée par H.E.S.S. en provenance de l'amas d'étoiles massives Westerlund 2 (H.E.S.S. Collaboration et al. 2010b), mais la découverte d'un pulsar γ par *Fermi* a rendu ce scénario moins intéressant que celui d'une émission de type PWN.
- Au centre de la galaxie, une source ponctuelle est détectée avec trois contreparties possibles dans la fenêtre d'erreur de la résolution angulaire de H.E.S.S. L'une de ses contreparties, le SNR Sgr A, est exclue avec un grand degré de confiance grâce à des observations durant lesquelles la précision de pointé a été améliorée (à l'aide de dispositifs annexes de contrôle de pointé CCD, H.E.S.S. Collaboration et al. (2010g)); le trou noir géant au centre de notre galaxie et un possible PWN récemment détecté en X sont les objets candidats pour expliquer l'émission observée par H.E.S.S. dans cette région.

5.3.2 Sources extragalactiques

Après la découverte de l'émission au TeV de la nébuleuse du Crabe en 1989, la seconde source découverte au TeV est le blazar Mkn 421 (Punch et al. 1992). Depuis, près d'une trentaine d'AGN a été détecté avec les ACT. L'émission de ces objets aux très hautes énergies est atténuée par l'absorption due au fond diffus infrarouge – une absorption qui augmente avec la distance – mais l'effet d'horizon créé décroît rapidement comme l'énergie diminue, d'où la nécessité d'instruments avec des seuils en énergie plus bas. Malgré des distances bien plus importantes, durant leurs sursauts d'activité certains AGN sont cependant dix fois plus brillants que les sources galactiques les plus fortes. Les résultats principaux obtenus à partir de la détection de ces objets par les ACT sont présentés dans le chapitre 3.

Dans la population de sources extragalactiques observée au TeV, les AGN représentent la quasitotalité des objets détectés. Les deux exceptions remarquables sont des galaxies à flambée d'étoiles NGC 253 (H.E.S.S. Collaboration et al. 2009) et M 82 (VERITAS Collaboration et al. 2009), dont la détection confirme le lien entre la production de rayons cosmiques et la formation, vie et mort des étoiles massives.

⁴La détection par Fermi d'une cinquantaine de pulsar γ , et la mise en évidence d'une coupure à quelques GeV de leur émission, a cependant relativisé cette détection de MAGIC.

Chapitre 6

Fermi et les autres expériences spatiales

Aux très hautes énergies, l'observation des sources avec les ACT¹ s'effectue en mode pointé en raison de leur champ de vue restreint. Le choix des sources à observer est donc fortement orienté par les observations aux autres longueurs d'onde. Parce qu'il couvre des longueurs d'onde contiguës à celles des ACT et parce qu'il observe principalement le ciel en mode balayage, *Fermi* constitue un partenaire de choix pour ces expériences. Pour cette raison, mais aussi parce que l'étude présentée dans la partie V utilise les informations de son premier catalogue d'AGN, ce chapitre est principalement consacré à la description des instruments à bord du satellite *Fermi*.

Dans une première section, l'historique des différents satellites de l'astronomie γ est brièvement passé en revue. Le seconde section présente *Fermi* ainsi que les caractéristiques et performances de son instrument principal, le *Large Area Telescope* (LAT).

6.1 Vue d'ensemble des satellites et de leur détecteurs

Le premier satellite à détecter des sources dans le domaine γ est SAS-2 (Kniffen et al. 1973). Lancé en 1972, sa mission dure un peu plus d'un an. Il couvre les énergies de 20 MeV à 1 GeV et détecte trois sources galactiques : le Crabe, Vela et Geminga. Entre 1975 et 1982, COS-B observe le ciel de 30 MeV à 6 GeV ; il détecte 25 sources dont la première extragalactique : le blazar 3C 273 (Bignami et al. 1981). En 1990, le lancement du *Compton Gamma-Ray Observatory* (CGRO) marque un tournant dans l'histoire de l'astronomie γ . À son bord, 4 instruments : BATSE (*Burst And Transient Source Experiment*) dédié à l'observation des GRB entre 20 keV et 100 keV, OSSE (*Oriented Scintillation Source Experiment*) qui observe entre 50 keV et 10 MeV, COMPTEL (*imaging COMPton TELescope*) pour les γ de 1 MeV à 30 MeV et surtout l'instrument phare, EGRET (*Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope*) sensible aux énergies de 30 MeV à 30 GeV et qui découvre 270 sources (Hartman et al. 1999). Cette mission est interrompue en juin 2000 suite à la perte de deux des trois gyroscopes du satellite et à l'épuisement du gaz dans la chambre à étincelles d'EGRET.

Depuis 2002, INTEGRAL (*INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*) – qui, en observant les photons de 15 keV à quelques MeV, est à la frontière entre l'astronomie γ et le domaine des rayons X durs – a pris le relais de BATSE et OSSE. Une revue de ses cinq premières années d'activité est présentée par Beckmann (2007).

Actuellement deux satellites couvrent les énergies au delà de 30 MeV : AGILE (*Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero*) et *Fermi* (voir la section 6.2). AGILE est lancé en 2007, et a depuis observé une cinquantaine de sources entre 30 MeV et 50 GeV (Pittori & AGILE Collaboration 2010). Sa technologie est similaire à celle de l'instrument principal de Fermi mais sa surface de collection

¹Atmospheric Cherenkov Telescope

 $(500 \,\mathrm{cm}^2)$ et son calorimètre (1.5 longueurs de radiation) plus petits, lui confèrent une sensibilité de l'ordre de celle d'EGRET.

Pour être complets, signalons que le lancement d'AMS-2 (*Alpha Magnetic Spectrometer*) et son installation sur la Station Spatiale Internationale sont actuellement prévus pour la fin février 2011. Dédié à la mesurer du flux de rayons cosmiques, son spectromètre lui permettra aussi de mesurer les γ entre 1 GeV et 300 GeV avec une sensibilité trois à quatre fois moins bonne que celle de *Fermi*.

6.2 Le satellite Fermi

Le satellite *Fermi* a été lancé en juin 2008. Il est composé de deux instruments : le LAT (*Large Area Telescope*, Atwood et al. (2009)), présenté dans le paragraphe suivant, dont la sensibilité est environ dix fois supérieure à celle d'EGRET, et le GBM (*Gamma-ray Burst Monitor*, Meegan et al. (2009)) – composé de 12 détecteurs d'iodure de sodium et de deux détecteurs au germanate de bismuth placés autour du satellite – dédié à l'étude des sursauts γ (GRB).

Fermi observe 85% du temps – il est désactivé lors du passage au-dessus de l'anomalie sud-atlantique, car la faiblesse du champ magnétique terrestre dans cette région soumet le satellite à un flux de rayons cosmiques important, susceptible d'endommager certains de ses composants. Il fonctionne principalement en mode balayage du ciel mais possède également un mode pointé et il est capable de se diriger automatiquement en cas de détection d'un GRB. En mode balayage, son large champ de vue – qui couvre 20% du ciel – lui permet d'observer tout le ciel en moins de trois heures.

6.2.1 Le LAT

Le LAT, schématisé sur la figure 6.2.1, est un télescope à effet de paires. Il est composé de 16 tours identiques, chacune intégrant un trajectographe (Johnson 2007), un module de calorimètre (Grove et al. 2007) et l'électronique d'acquisition. Le tout est entouré d'un bouclier anti-coïncidence pour rejeter les particules chargées, principale composante du bruit de fond. Les données qu'il enregistre sont récupérées toutes les trois heures, après un premier filtrage réalisé à bord (Hughes et al. 2007) pour minimiser l'information à transmettre étant donnée la bande passante restreinte.

Le LAT est sensible aux énergies entre 20 MeV et 300 GeV. Au delà de 1 GeV et au centre du champ de vue, la surface effective de collecte, qui tient compte de la réponse de l'instrument et de la chaîne de reconstruction des évènements, est de l'ordre de 1 m^2 .

Le trajectographe

Le trajectographe convertit le γ incident en paires e^{\pm} et enregistre leur passage pour déterminer la direction d'arrivée du γ . La production de paires se fait dans de fines feuilles de Tungsten (un matériau au numéro atomique élevé afin d'augmenter la probabilité d'interaction du γ), intercalées entre les détecteurs de particules chargées : des pistes de silicium (*Silicon Strip Detector*, SSD). La détection en trois dimensions de la particule est assurée par l'arrangement des SSD, empilées perpendiculairement les unes par rapport aux autres. La résolution angulaire du LAT varie en fonction de l'énergie E du γ incident (en gros en $1/\sqrt{E}$, avec une légère dégradation aux énergies les plus hautes), de l'ordre de 5° à 100 MeV et incidence normale, elle s'améliore significativement à haute énergie avec une résolution de 0.1° pour un γ de 10 GeV.

Le calorimètre

Le calorimètre mesure l'énergie déposée par les e^{\pm} de la cascade initiée dans le trajectographe qui permettra de remonter à l'énergie du γ incident. Il est constitué de 16 modules (un par tour) chacun contenant 96 cristaux de Iodure de Césium dopé au Thallium dans lesquels les particules créent une cascade dont la lumière est recueillie puis convertie en signal électrique proportionnel à la quantité de lumière reçue et donc à l'énergie de la particule. Chaque cristal est recouvert d'un matériau réfléchissant et équipé à chacune de ses extrémités de deux diodes : une petite pour mesurer les grands dépôts d'énergie (entre 2 MeV et 74 GeV), et une grande qui permet la mesure des faibles énergies (de 1 à 940 MeV) avec une grande précision. Le fait d'avoir un jeu de diodes à chaque extrémité du cristal permet de déterminer, par comparaison des intensités lumineuses, la coordonnée longitudinale du lieu d'interaction entre la particule et le cristal. Grâce à cette information supplémentaire, la cascade initiée par le γ est reconstruite en trois dimensions jusque dans le calorimètre. Les caractéristiques de cette cascade sont alors utilisées, en plus de la mesure de l'intensité lumineuse dans les différents cristaux, pour améliorer la reconstruction de la direction et de l'énergie de l'évènement. Pour les photons de basse énergie, l'énergie déposée dans le trajectographe est également prise en compte au moment de la reconstruction. La résolution en énergie obtenue est de l'ordre de 10% au delà de 1 GeV.

Le bouclier anti-coïncidence

Situé au-dessus de l'atmosphère terrestre, *Fermi* est bombardé en permanence par le rayonnement cosmique, principalement constitué de particules chargées, qui déclenche le LAT (pour chaque γ le détecteur reçoit 10^5 à 10^6 particules chargées). La sensibilité de Fermi est atteinte grâce à un rejet efficace de ce bruit de fond, assuré par le bouclier anti-coïncidence (*Anti-Coïncidence Detector*, ACD, Moiseev et al. (2007)) et à sa grande surface de collection.

L'ACD est constitué d'un empilement de scintillateurs plastiques, traversés incognito par un γ , mais dans lequel une particule chargée dépose une partie de son énergie. Un dépôt d'énergie dans l'ACD, en coïncidence avec une détection dans le trajectographe et le calorimètre, conduit donc à un rejet de



FIG. 6.1: Schéma du LAT avec la vue sur le trajectographe et le calorimètre d'une de ses 16 tours.

l'évènement - une méthode qui rejette efficacement 99.97% des particules chargées.

Le bouclier est conçu de manière à réduire le phénomène d'auto-véto² qui peut se produire pour les γ les plus énergétiques (~ GeV) si les paires e^{\pm} ressortent du détecteur et par conséquent déposent de l'énergie dans l'ACD. Grâce à sa segmentation, l'ACD de *Fermi* est capable de déterminer si la particule entre ou sort du détecteur et permet au LAT d'être sensible aux hautes énergies.

6.2.2 Survol des résultats de Fermi

Sans entrer dans un bilan scientifique exhaustif du LAT, quelques chiffres, et une carte du ciel (voir figure 6.2) permettent de prendre la mesure de la moisson de résultats fournis par l'instrument. En un an d'observation, près de 1500 sources ont été détectées (Abdo et al. 2010e).

La grande majorité (~ 80%) des γ reçus par le LAT provient de l'émission diffuse de notre galaxie, produite par l'interaction des rayons cosmiques avec les nuages moléculaires du milieu interstellaire. Cette émission est modélisée (Strong et al. 2009) en utilisant les informations disponibles sur la répartition et la densité des nuages³ et sur la propagation des rayons cosmiques dans la Galaxie, pour permettre d'isoler les sources du fond diffus, notamment dans le plan galactique.

Différentes classes d'objets sont observées dans notre galaxie : pulsars, nébuleuses de pulsar, restes de supernova, systèmes binaires, ainsi que certaines sources sans contre partie aux autres longueurs d'onde. Mentionnons en particulier la population de pulsars- γ détectés par *Fermi*. En seulement 6 mois, Fermi a détecté 46 pulsars, dont 16 ont été détectés sans l'utilisation des éphémérides radio (Abdo et al. 2009c), c'est-à-dire en recherchant les périodes à l'aveugle (*"blind search"*). Et, pour la première fois, l'émission γ de huit pulsars "milliseconde" a été mise en évidence (Abdo et al. 2009d). L'étude spectrale de ces objets à partir des observations de *Fermi* semble privilégier les modèles de type *Outer Gap* ou ??? *Gap* dans lesquels l'émission proviendrait d'une zone située peu après la dernière ligne de champ magnétique fermée – par opposition au modèle *Polar Gap* dans lequel l'émission proviendrait des zones proches des pôles magnétiques de l'étoile à neutrons.

Dans le ciel extragalactique, plusieurs centaines de GRB ont été détectés avec le GBM et une vingtaine par le LAT (Granot et al. 2010).Le LAT a également détecté deux galaxies à flambée d'étoiles NGC 253 et M 82 (celles également détectées par H.E.S.S. et VERITAS, respectivement). Mais surtout, Fermi a détecté près de 700 AGN introduites dans le paragraphe **??** (Abdo et al. 2010b). Cela représente près de la moitié des sources détectées par le LAT en 11 mois.

Fermi, dont la sensibilité ne va cesser d'augmenter grâce au balayage continu du ciel, ré-ouvre cette fois-ci en très grand la fenêtre sur le ciel dans le domaine du MeV et du GeV, avec à la clef encore bien des surprises comme par exemple la découverte récente de la première nova détectée en γ (Abdo et al. 2010f).

²Un phénomène qui avait justement dégradé les performances d'EGRET à haute énergie.

³Connus à partir des cartes d'absorption moléculaire.



FIG. 6.2: Carte du ciel vu par Fermi après 11 mois d'observation.

Troisième partie

L'expérience H.E.S.S. : présentation et description de l'analyse

Chapitre 7

Présentation générale de l'expérience H.E.S.S.

L'expérience H.E.S.S. est constituée d'un réseau d'imageurs Cherenkov de troisième génération qui associe les points forts des instruments de la génération précédente. Elle possède de grands miroirs (13 m) comme Whipple, des caméras dotées d'un électronique très rapide avec un grand champ de vue comme CAT et utilise la stéréoscopie comme HEGRA. La sensibilité, la résolution angulaire et le seuil en énergie ainsi obtenus font de l'expérience la plus performante de sa génération, une position qu'elle partage avec VERITAS depuis 2008.

7.1 Le site de H.E.S.S.

En Namibie, à une centaine de kilomètres de Windhoek, la capitale, le site de l'expérience H.E.S.S. (voir figure 7.1) regroupe les caractéristiques optimales à la détection des γ par imagerie Cherenkov. La faible densité de population (un à deux habitants par kilomètre carré) et l'éloignement de toute ville garantissent une pollution lumineuse artificielle minimale. À 1800 m d'altitude, l'instrument est idéalement placé pour observer le développement des gerbes des γ dont l'énergie se situe entre 100 GeV et plusieurs dizaines de TeV. Le climat semi-désertique offre d'excellentes conditions météorologiques ; l'atmosphère est pure et les profils de températures et de pressions – nécessaires pour évaluer l'absorption de la lumière Cherenkov – sont connus grâce à des études de l'ESO dans la région. Avec un champ magnétique deux fois plus faible que sur le site des autres expériences Cherenkov (0.2 Gauss, anomalie sud-atlantique), la reconstruction des gerbes est facilitée car les particules qui les constituent sont moins déviées. Au delà des avantages techniques, la position du site (longitude : $16^{\circ}30'00.8''$ E, latitude : $23^{\circ}16'18.4''$ S) permet l'observation d'une grande partie du plan galactique et constitue un atout pour la diversité de la science accessible par l'expérience.

Les quatre télescopes de l'expérience H.E.S.S. ne sont pas les seuls instruments présents sur le site. Une station météo installée à quelques mètres des télescopes permet les contrôles réguliers de l'atmosphère nécessaires pour évaluer les conditions d'observation. La pression, la température, la direction et la vitesse du vent sont mesurées et enregistrées en même temps que les données. Un radiomètre infrarouge détecte l'arrivée de nuages sur le site. La répartition des diffuseurs – principalement des poussières ou du sable soulevés par le vent – sur une dizaine de kilomètres d'altitude est déterminée par un lidar infrarouge qui détecte également la présence de couches nuageuses. Quant à la basse atmosphère, sa transparence est contrôlée à l'aide d'un récepteur composé d'une caméra CCD installée sur le site et de photodiodes luminescentes (LEDs) installées à 30 km, sur le plateau du Gamsberg. Par ailleurs, chaque télescope est individuellement équipé d'un radiomètre infrarouge pour détecter la présence éventuelle de



FIG. 7.1: Vue aérienne des quatre télescopes de l'expérience H.E.S.S.

nuages dans le champ de vue.

Quelques télescopes qui observent le ciel à d'autres longueurs d'onde sont également présents sur le site. Installé depuis 2006, le télescope optique ATOM est exclusivement dédié au suivi des sources H.E.S.S. Il est venu rejoindre ROTSE III, un autre télescope optique, qui fait partie d'un réseau (voir cite2003PASP..115..132A) destiné à l'observation des sursauts γ en cas d'alerte externe et qui consacre au minimum 20% de son temps d'observation aux sources H.E.S.S.

7.2 Les télescopes du réseau H.E.S.S.

Les quatre télescopes de l'expérience H.E.S.S. sont situés sur les axes nord-sud et est-ouest, aux coins d'un carré de 120 m de côté (voir figure 7.1). Un tel maillage assure une présence fréquente de plusieurs télescopes dans le cône de lumière Cherenkov d'une même gerbe – pour plus de précision sur la détermination de la distance optimale entre les télescopes voir Guy (2003) – ce qui maximise les performances stéréoscopiques : reconstruction des évènements et discrimination γ -hadron. Par ailleurs, cet éloignement permet le rejet des évènements muoniques¹ qui ne déclenchent qu'un seul télescope.

Les quatre télescopes sont reliés au système d'acquisition central fonctionnant sur une ferme d'une trentaine de PC. Cette dernière est située dans le bâtiment qui abrite également la salle de commande.

Les dispositifs principaux qui composent les télescopes – structure, miroirs, caméra – sont présentés ci-dessous.



FIG. 7.2: La structure des télescopes H.E.S.S.

Masse totale	37.7 tonnes
Déplacement en azimut	385°
Déplacement en zénith	-35° à 175°
Vitesse de déplacement maximale	$100^{\circ} \min^{-1}$
Vitesse du vent maximale autorisée	$160{\rm km}{\rm h}^{-1}$
- pendant la prise de données	$50{\rm km}{\rm h}^{-1}$
Précision de pointé	0.01°

TAB. 7.1: Caractéristiques techniques de la monture des télescopes H.E.S.S.

7.2.1 La structure de chaque télescope

La structure des télescopes (voir figure 7.2 et Bernlöhr et al. (2003)), en acier et donc très rigide, est de type alt-azimutal. Ses caractéristiques sont résumées dans le tableau 7.1. Quatre bras maintiennent la caméra au plan focal du télescope et la calotte sphérique de la structure supporte les miroirs. Deux caméras CCD y sont également installées – prenant la place de deux miroirs – une au centre, face à la caméra, l'autre à son côté, pointant directement vers le ciel. Elles sont utilisées pour les corrections de pointé par suivi d'étoiles (en comparant l'image formée dans chacune des caméras, voir Guy (2003) pour une description détaillée de la méthode) et pour l'alignement des miroirs dont dépend la résolution

¹Il s'agit d'évènements dus à la lumière Cherenkov émise à basse altitude par des muons qui passent à proximité des télescopes. Ces évènements donnent une image en forme d'anneau complet ou partiel.



FIG. 7.3: L'optique des télescopes H.E.S.S.

(a) La calotte sphérique et ses 380 miroirs.



(b) Schéma du montage Davies-Cotton.



(c) Fixation des miroirs à la structure.

angulaire des télescopes.

7.2.2 Les miroirs

Chaque télescope dispose, pour focaliser la lumière Cherenkov des gerbes atmosphériques sur le plan focal de la caméra, d'une surface réflective composée de 380 miroirs fixés sur une calotte sphérique de 13 m de diamètre. Ces miroirs circulaires de 60 cm de diamètre sont en verre aluminé avec une couche protectrice de SiO₂. La réflectivité des miroirs, initialement de l'ordre de 80%, a diminué d'environ 40% du fait des intempéries et du sable emporté par le vent². La calotte sphérique sur laquelle sont placés

²La ré-aluminiage progressive des miroirs a commencé courant 2010, les données de cette thèse ne sont pas concernées.

les miroirs a une focale de 15 m. Les miroirs y sont positionnés selon le montage Davies-Cotton (voir figure 7.4b) qui est un compromis entre le montage minimisant l'anisochronisme des photons Cherenkov (montage parabolique) et celui minimisant les aberrations de coma loin de l'axe optique (montage sphérique). C'est un montage courant parmi les imageurs Cherenkov (Whipple, CAT).

Chaque miroir est fixé à la structure par un dispositif triangulaire dont deux des points d'attache sont mobiles et peuvent être actionnés à distance (voir figure 7.4c). Ce système permet l'alignement des miroirs. En orientant chacun d'eux, l'image d'une étoile est projetée sur une plaque située dans le plan focal du télescope, observée par la caméra CCD au centre de la structure. L'alignement est réalisé lorsque les 380 images de l'étoile choisie se superposent. Le processus est entièrement automatique, mais n'a pas besoin d'être effectué chaque année étant donnée la rigidité de la structure.

Sur le plan focal, l'étalement de l'image d'une source ponctuelle (PSF) est défini par le cercle contenant 80% de l'intensité de l'image. La PSF d'un miroir individuel est de 0.4 mrad en moyenne ; après alignement elle domine celle du dispositif global sur axe. La PSF du dispositif global augmente en fonction de la distance angulaire de la source à l'axe optique, et de l'élévation du télescope qui entraîne une légère déformation de la structure due à son propre poids. À plus long terme, la déformation due au vieillissement induit aussi une augmentation de la PSF de 6% par an. Quoi qu'il en soit, la PSF de l'ensemble des miroirs d'un télescope reste toujours inférieure à la taille des pixels de la caméra. Plus de détails sur l'optique des télescopes, l'alignement des miroirs et la PSF sont donnés dans Cornils et al. (2003).

7.2.3 Les caméras

Chaque caméra (voir figure 7.4) est composée de 960 photo-multiplicateurs (PM) assemblés pour former une pixellisation sur un réseau en nid d'abeille. Pour une distance focale de 15 m, ils confèrent



FIG. 7.4: La première des caméras H.E.S.S. au moment de son installation en 2001
à la caméra un champ de vue de 5°. Regroupés par 16, les PM sont reliés à trois cartes électroniques le tout étant fixé dans des structures rigides appelées tiroirs. Ces 60 modules indépendants, aussi bien au niveau mécanique qu'électronique, facilitent la maintenance de la caméra.

Devant chaque PM, un cône de Winston est chargé d'augmenter la collection de lumière en élargissement le champ vue des PM (0.16°) et aussi de minimiser la lumière d'albédo (rejet des photons avec angle d'incidence > 30°).

L'électronique d'amplification et de déclenchement de la caméra est gérée directement au niveau local (c'est-à-dire dans chaque caméra). Seules deux fibres optiques la relient à l'acquisition centrale pour transmettre les données et communiquer avec le système de déclenchement stéréoscopique. La gestion du signal en local est confiée aux trois cartes électroniques (deux analogiques et une "slow control"), installées dans chaque tiroir. Les deux cartes analogiques gèrent chacune l'information de 8 PM. Elles amplifient et enregistrent le signal sous forme analogique, puis le numérisent en cas de déclenchement. L'amplification électronique comprend deux voies, la voie bas gain et la voie haut gain, chacune adaptée à une gamme de charge donnée. La voie de haut gain permet de conserver le niveau de précision nécessaire pour les basses charges. Les deux cartes sont montées sur la troisième ("slow control") à laquelle sont confiées les communications entre les tiroirs et l'électronique centrale de déclenchement de la caméra. La carte "slow control" formate les données avant leur envoi au système d'acquisition local. Elle sert également à configurer, transmettre et lire les paramètres de contrôle de la caméra (seuils de déclenchement, tension des PM...).

7.3 Les logiques de déclenchement

Les photons Cherenkov des gerbes atmosphériques ne sont pas les seuls à éclairer les PM de la caméra. À ce stade, il n'est pas possible de distinguer les gerbes électromagnétiques des gerbes hadroniques, qui constitueront le bruit de fond lors de l'analyse, mais il faut minimiser le déclenchement de l'acquisition sur du bruit de fond de ciel ou sur des évènements muoniques qui conduirait à une perte de temps utile d'observation.

Pour sélectionner les données qui vont être enregistrées, le système stéréoscopique a deux stades de déclenchement (voir Funk et al. (2004)). Le premier est local, au niveau de chaque caméra, qui examine le signal reçu et décide de son propre déclenchement si ce dernier passe un certain seuil. Le second est central, au niveau du réseau, et demande la coïncidence temporelle entre plusieurs télescopes.

7.3.1 Le déclenchement local

Le signal de chaque PM est enregistré en permanence sur les cartes analogiques qui conservent l'historique des dernières 128 ns, le temps d'élaborer la décision locale de déclenchement. Pour préparer cette décision, chacune de ces cartes compte le nombre de pixels qui, dans un même temps, reçoivent un signal supérieur au seuil fixé, équivalent à 4 photo-électrons. Cette information est envoyée au module qui décide du déclenchement de la caméra.

Pour éviter le déclenchement fortuit par le bruit de fond de ciel la caméra est sectorisée (38 secteurs). En effet, les photons du bruit de fond de ciel touchent aléatoirement des pixels sur l'ensemble de la caméra, tandis que les photons Cherenkov d'une gerbe atmosphérique touchent des pixels voisins. La taille des secteurs est choisie de manière à contenir l'image d'une gerbe électromagnétique qui, aux énergies caractéristiques de H.E.S.S., touchera au minimum 6 pixels. Les secteurs se recouvrent sur une largeur de deux pixels pour éviter une perte d'efficacité de déclenchement lorsqu'une image tombe entre deux secteurs. Le déclenchement se produit s'il y a coïncidence temporelle (sur une fenêtre de ~ 1.3 ns) entre les signaux de plusieurs pixels (au moins trois) appartenant à un même secteur.

En cas de déclenchement local le module de la caméra prévient le module central du réseau de télescopes et les tiroirs. Dans ces derniers, l'échantillonnage s'arrête pour permettre la lecture des mémoires, la numérisation et l'enregistrement des données dans le module de gestion de la caméra. La lecture des mémoires analogiques se fait sur une fenêtre de 16 ns autour du signal qui a déclenché la caméra. Supérieure à la durée limite du signal sans être trop grande, la largeur de cette fenêtre évite la perte d'information tout en minimisant l'intégration du bruit de fond de ciel.

Si dans les $5.5 \mu s$ qui suivent ce déclenchement local, le module de la caméra n'a pas reçu de signal de confirmation du système central, la numérisation et l'enregistrement des données sont arrêtés. Ces $5.5 \mu s$ contribuent au temps mort de la caméra.

7.3.2 Le déclenchement central

Le déclenchement central décide de l'enregistrement des données. Il demande la coïncidence entre au moins deux télescopes, c'est-à-dire un recouvrement de leur signal sur une fenêtre de 10 ns minimum (voir Funk et al. (2004) pour les détails sur la détermination de ce critère temporel). Cette exigence permet de diminuer le seuil de déclenchement de chaque caméra, et donc l'énergie seuil du dispositif sans augmenter le taux d'acquisition dû au bruit de fond de ciel. Elle réduit également le bruit de fond muonique composé d'évènements qui ne déclenchement généralement qu'un seul télescope et permet le rejet des gerbes hadroniques les plus dispersées.

Lorsqu'une coïncidence entre plusieurs télescopes est validée, le module central envoie un signal de confirmation à l'ensemble des télescopes. Un numéro d'évènement est établi. Les données des caméras ayant participé à la coïncidence sont transférées ($141 \ \mu s$) et enregistrées. Le temps mort total en cas de détection d'un évènement en coïncidence est de $446 \ \mu s$ (ordres d'interruptions et processus d'acquisition). Le temps mort total du système est de l'ordre de 10% pour le taux d'acquisition nominal du réseau, soit ~ $300 \ \text{Hz}$.

7.4 La calibration des données

Pendant la prise de données l'information relative à chaque évènement est enregistrée sous forme de signal numérique. La caméra prend une "photographie" de la gerbe atmosphérique : la lumière reçue par les PM est convertie en photo-électrons et le signal est amplifié sur deux voies de gains différents et numérisé par un ADC (Analogic Digital Converteur).

Pour retrouver les informations physiques relatives à l'évènement, c'est l'amplitude en photo-électrons de l'image qui est utilisée. La calibration est l'étape qui permet de déterminer la valeur des paramètres nécessaires pour retrouver cette amplitude à partir de la position en pas ADC du signal enregistré pour chaque pixel (voir Aharonian et al. (2004a)). Ces paramètres sont présentés ci-dessous.

7.4.1 Les piédestaux

Le piédestal, exprimé en pas ADC, est le signal mesuré en l'absence de lumière Cherenkov, induit par le bruit de fond de ciel et le bruit de fond électronique. Cette valeur doit être retranchée de la mesure en présence de signal.

Ces piédestaux sont déterminés à partir des informations enregistrées dans les runs d'observations, en utilisant uniquement les parties de la caméra non touchées par la lumière de la gerbe électromagnétique. Le piédestal correspondant à chaque pixel est déterminé par intervalle en temps long de deux minutes, durant lequel la distribution du signal en terme de position en pas ADC est construite. Cette distribution est centrée sur la position du piédestal. La détermination fréquente du piédestal est nécessaire notamment

du fait de sa variation avec la température (variation de charge équivalant à un photo-électron pour un changement de 5° C).

7.4.2 Les gains

Les gains permettent, pour les différentes voies d'amplification, de convertir un nombre de pas ADC (après soustraction du piédestal) en amplitude de photo-électrons. Il est mesuré pour la voie haut gain (voir ??), et déduit pour la voie bas gain à partir des valeurs des résistances utilisées dans les amplificateurs opérationnels. La détermination du gain se fait en deux étapes successives. La première consiste à mesurer le piédestal électronique en fermant le capot de la caméra. La seconde se fait capot ouvert, mais à l'abri de la lumière de fond de ciel, et consiste à envoyer de la lumière très tenue, de manière homogène, sur l'ensemble de la caméra. La distribution des signaux mesurés en termes de position en pas ADC est construite. Les signaux correspondent au bruit de fond électronique ou à la mesure par le PM d'un ou – de façon moins probable – deux voire trois photons. Ces différents signaux, intégrés sur une période de quelques minutes, se superposent sur la distribution. La paramétrisation de la forme de cette distribution est connue ; elle est ajustée sur les données de manière à déterminer la distance entre le piédestal et le pic photo-électron.

7.4.3 L'efficacité relative des pixels

Les différences de réflectivité des cônes de Winston, d'efficacité des photocathodes et d'efficacité de collection des photo-électrons de la première dynode induisent une efficacité de collection de la lumière variable d'un pixel à l'autre. L'inhomogénéité résultante doit être corrigée pour éviter les biais lors de la reconstruction des évènements.

Pour mesurer l'efficacité relative entre pixels, la caméra est éclairée uniformément avec une intensité suffisante pour dominer la lumière d'albédo et le signal de chaque pixel est converti en amplitude de photo-électron. Le coefficient de correction d'efficacité d'un pixel est alors défini comme le rapport entre l'amplitude mesurée sur ce pixel et celle mesurée en moyenne par pixel sur l'ensemble de la caméra. Ces coefficients, dits de "flat-fielding", sont indépendants de la température, et stables sur des périodes de plusieurs semaines.

7.4.4 L'efficacité de collection optique

L'efficacité de collection associée à la transparence de la basse atmosphère, la réflectivité des miroirs et l'efficacité des pixels, est mesurée en utilisant les évènements muoniques. En effet, la quantité de lumière Cherenkov attendue dans les caméras lorsqu'un muon passe à proximité d'un télescope est connue. Ce type d'évènement est facilement identifiable étant donné la forme annulaire ou en arc de cercle (selon le paramètre d'impact) de l'image dans la caméra (voir Vacanti et al. (1994) pour l'étude de la calibration des télescopes Cherenkov par utilisation de la détection muonique). La comparaison entre l'amplitude attendue et celle mesurée fournit une mesure de l'efficacité de collection optique de l'instrument. Au début du fonctionnement à plein régime du réseau, l'efficacité de collection de chaque télescope était de l'ordre de 90% d'une valeur de référence (que nous appellerons par la suite nominale) associée à un instrument idéal. Du fait principalement de la perte de réflectivité des miroirs, cette efficacité a diminué pour atteindre début 2010 une une valeur d'environ 30% inférieure. La ré-aluminiage des miroirs, actuellement en cours, va permettre de retrouver une efficacité de collection proche de la valeur initiale.

TAB. 7.2: Temps d'observation consacrés en moyenne chaque année aux différentes thématiques : les AGN, les sources extragalactiques étendues (EEGO), le balayage du plan galactique (Survey), les restes de supernovae, pulsars et nébuleuses de pulsar (SNRPP), les binaires X (XRB), les sources exotiques (recherche de matière noire, <u>sites d'accélération de particules n'entrant pas</u> dans les autres catégories...).

	[h]
AGN	320
EEGO	110
Survey	210
SNRPP	210
XRB	50
Exotique	50

Groupe thématique Temps d'observation

7.5 La prise de données

Capturer la signature d'un photon γ de très haute énergie est une affaire délicate. Le signal des photons Cherenkov des gerbes électromagnétiques est ténu, mais aussi noyé dans le bruit de fond dû aux évènements hadroniques, muoniques et la lumière diffuse du ciel. La nécessité d'avoir des conditions d'observation optimales impose à l'expérience un temps d'observation limité et un système de déclenchement qui permette de l'exploiter au mieux. La logique relative à l'organisation des observations et à la prise de données est présentée ici.

Le temps utile

L'observation n'est possible que si le bruit de fond de ciel est minimal – il faut éviter le déclenchement fortuit des télescopes. Pour cette raison, la prise de données a lieu durant les parties de nuits sans Lune et lorsque le Soleil est à plus de 18° sous l'horizon – la présence d'éclairs, même lointains, interdit l'observation car ils aveuglent les caméras et pourraient endommager les PM. Lorsque la Lune est pleine, elle est présente toute la nuit. Les observations sont donc interrompues pendant 3 à 4 nuits tous les 28 jours.

Il serait possible d'observer lorsque la Lune est petite en diminuant le gain des PM mais au prix d'un vieillissement plus rapide de ces derniers et d'une analyse mois fiable due à un bruit de fond variable ; la collaboration H.E.S.S. n'a pas fait ce choix.

Choix des observations

La collaboration H.E.S.S. est organisée en groupes de travail associés à différentes thématiques scientifiques. Dans chaque groupe de travail (voir tableau 7.2), des objets sont proposés à l'observation par les membres de la collaboration. et classés en fonction de leur potentiel de détection et de leur intérêt scientifique. Une sélection est réalisée par le comité d'observation sur la base de ces classements de manière à couvrir les différents objectifs des groupes de travail. Chaque année, le temps utile d'observation est donc réparti entre les différentes thématiques (voir tableau 7.2). La modification du planning d'observation est possible en cas d'activité importante pour les sources variables – notamment pour les AGN – ou d'alertes fournies par d'autres instruments.

Les runs de prise de données

Les données d'observation sont enregistrées par tranches d'environ 28 minutes appelées "runs". Chaque run d'observation est généralement dédié à une seule source, ponctuelle ou étendue, ou à une partie du ciel (balayage du plan galactique). Il existe aussi des runs techniques, plus courts, consacrés à la calibration des télescopes (voir 7.4) et à l'amélioration de la précision du pointé. Les mesures dédiées au suivi de l'atmosphère sont effectuées pendant la prise de données.

Les informations enregistrées pendant les prises de données représentent ~ 2 GB par heure. Elles sont enregistrées sur des bandes magnétiques (à grande capacité de stockage) qui partent de Namibie par avion toutes les deux ou trois semaines. Destination l'Europe : la France et l'Allemagne, où les copies réalisées sont utilisées pour des calibrations indépendantes.

7.6 Sélection des runs

Pour l'analyse des données, une sélection sur la qualité des runs est réalisée. Les runs sont sélectionnés sur des critères dépendant des conditions météorologiques et instrumentales : le niveau de taux de déclenchement, sa stabilité dans le temps, le nombre de pixels défectueux.

Le premier critère est basé sur le taux de déclenchement de chaque télescope. Celui-ci, corrigé de sa dépendance en angle zénithal et en efficacité optique, est proche d'une valeur de référence lorsque les conditions météorologiques et hardware sont bonnes. Une valeur trop faible est caractéristique d'une moindre qualité des données. Ainsi, les runs dont le taux de déclenchement corrigé est supérieur à 70% de la valeur de référence sont sélectionnés pour les analyses présentées dans la partie IV. Par ailleurs, le taux de déclenchement doit être stable, le cas contraire trahissant des inhomogénéités pathologiques lors de la prise de données, comme le passage de nuages dans le champ de vue ou des problèmes techniques. D'autre part, en nombre trop important, les pixels défectueux nuisent à la reconstruction de l'image des gerbes, mais l'élimination d'un télescope sur ce critère entraîne la perte d'informations de moins grande qualité mais cependant toujours utiles. En guise de compromis, les télescopes dont le nombre de pixels défectueux – absence d'informations venant des deux voies d'amplification – est supérieur à 150 (soit 1/6 de la caméra) ne sont pas utilisés pour l'analyse.

Finalement, on sélectionne également les runs sur le nombre de télescopes ayant participé à la prise de données (en cas de problème ou de maintenance d'un télescope, certaines nuits d'observation ne s'effectuent pas avec l'ensemble du réseau) et passant les critères de sélection mentionnés ci-dessus. Pour les résultats présentés dans la partie IV un minimum de trois télescopes est en général demandé pour s'assurer d'une bonne qualité de la reconstruction.

Chapitre 8

L'analyse des données : reconstruction et discrimination des évènements

L'analyse des données commence par la reconstruction de la géométrie de la gerbe en faisant l'hypothèse que celle-ci est initiée par un γ et par la reconstruction de l'énergie de celui-ci. Vient ensuite l'étape de discrimination entre les γ et les hadrons par l'application de coupures sur certains paramètres qui permettra de maximiser le signal par rapport aux fluctuations du bruit. Enfin, le fond résiduel, c'est-à-dire la fraction de hadrons qui passe ces coupures, doit être soustrait pour mesurer le signal autour de la source. Ce fond est évalué en définissant une ou plusieurs régions de comparaison en dehors de la source.

La discrimination représente la difficulté majeure lors de l'analyse des données des expériences Cherenkov, dont le taux de déclenchement est dominé par les évènements initiés par des rayons cosmiques chargés. Ceux-ci sont dits hadroniques par la suite car les électrons (dont l'indice spectral ~ 3.3) ne deviennent dominants qu'en dessous de quelques dizaines de GeV, c'est-à-dire sous le seuil actuel de H.E.S.S. Il faut noter que les expériences Cherenkov ne permettent pas d'identifier avec certitude les évènements γ ni de rejeter les rayons cosmiques chargés avec près de 100% d'efficacité – contrairement aux détecteurs à bord des satellites, dotés d'un bouclier anti-coïncidence ; les étapes de discrimination et d'évaluation du fond sont donc cruciales.

Il existe différentes méthodes d'analyse. La plus classique est basée sur l'étude morphologique de l'image des gerbes à travers la construction des paramètres dits de Hillas, initialement développée pour l'expérience Whipple. Une deuxième méthode reprend celle développée pour l'analyse du télescope CAT et utilise un modèle semi-analytique de gerbe électromagnétique (voir Le Bohec et al. (1998) et de Naurois & Rolland (2009) pour l'adaptation de cette technique pour H.E.S.S.). Toutes deux ont été adaptées pour prendre en compte la stéréoscopie. Une troisième, spécialement développée pour l'expérience H.E.S.S, utilise l'ensemble des informations fournies par la stéréoscopie et la haute définition des caméras pour construire des paramètres basés sur les caractéristiques tridimensionnelles des gerbes électromagnétiques (Modèle 3D, Lemoine-Goumard 2006). Plus récemment, des analyses utilisant des arbres de décisions (BDT pour *Boosted Decision Tree*) pour la discrimination γ -hadrons permettent une meilleure extraction du signal et sont particulièrement adaptées à la détection des sources les plus faibles.

L'analyse utilisant les paramètres de Hillas pour la reconstruction et la discrimination des évènements est la plus éprouvée. Elle sera utilisée pour obtenir les résultats présentés dans la partie IV. Après une brève description des simulations des gerbes atmosphériques et de l'instrument nécessaires à l'analyse, les étapes de reconstruction géométrique, de détermination de l'énergie, de discrimination et d'évaluation du fond résiduel sont présentés.

8.1 Les Simulations

En l'absence de faisceau test, les simulations constituent une étape nécessaire pour la mise au point des méthodes d'analyse citées ci-dessus ainsi que pour la détermination des fonctions d'instrument qui seront utiles en particulier pour la détermination des spectres et des courbes de lumière. Ces simulations couvrent d'abord le développement des gerbes initiées par les γ puis la réponse du détecteur.

8.1.1 Simulation des gerbes atmosphériques

Les gerbes atmosphériques initiées par des rayons γ sont simulées à l'aide du logiciel KASKADE. Ce dernier a été développé par Kertzman & Sembroski (1994) et amélioré par la collaboration H.E.S.S. – voir Guy (2003) et Guy & Vincent (2000). Le développement des gerbes est reproduit en tenant compte des sections efficaces des différents processus à l'œuvre – production de paires, bremsstralung, pertes d'énergie par ionisation, diffusion multiple des électrons et diffusions élastiques – avec un profil de densité et un champ magnétique qui correspondent à celui du site de H.E.S.S.

Ces simulations sont réalisées pour des γ dont l'énergie s'étend de quelques dizaines de GeV à une centaine de TeV. Des énergies fixes sont utilisées pour la détermination des fonctions d'instrument (voir le paragraphe 9.1.2) et des spectres en loi de puissance pour l'optimisation des coupures appliquées lors de l'analyse ainsi que pour contrôler la reconstruction spectrale (voir le chapitre 9). Les simulations sont réalisées dans l'hypothèse d'une source ponctuelle observée dans le ciel à des angles zénithaux variés (de 0° à 70°, par pas de 0.05 en cosinus de l'angle) pour reproduire les différentes conditions d'observation.

8.1.2 Simulation de l'instrument

Le logiciel SMASH (voir Guy (2003)) reproduit la collection, le traitement et l'enregistrement du signal, en simulant entièrement l'optique et l'électronique du détecteur. Les informations relatives à chaque photon Cherenkov – origine et direction de propagation – sont lues dans les fichiers de sortie des simulations de gerbes. La réflexion sur les miroirs, leur réflectivité et celle des cônes de Winston, la conversion en photo-électrons (p.e.) et la création du signal électrique sont simulés. Toutes les conditions de prise de données sont reproduites : le bruit de fond de ciel (de l'ordre de 10^8 p.e. s⁻¹ pixel⁻¹ pour les champs de vues extragalactiques), le déclenchement "local" (c'est-à-dire au niveau de la caméra), le déclenchement "central" ou stéréoscopique (c'est-à-dire la coïncidence entre les télescopes du réseau), la création du signal en charge, son amplification sur les voies bas gain et haut gain et sa conversion en pas ADC. À ce stade, les paramètres déterminés lors de la calibration d'une acquisition réelle peuvent être utilisés, et la chaîne d'analyse appliquée.

8.2 La reconstruction des évènements

8.2.1 Premières images des gerbes et détermination des paramètres de Hillas

La première étape de l'analyse consiste à construire pour chaque évènement l'image de la gerbe atmosphérique vue par chaque caméra. À l'aide des coefficients de conversion mesurés lors de la phase de calibration (voir 7.4), la charge en p.e. de chaque pixel est déterminée à partir du signal mesuré.

Afin de minimiser la présence de photons provenant du bruit de fond de ciel, trois niveaux de sélection $(S_1, S_2 \text{ et } n_{\sigma}, \text{ avec } S_1 < S_2)$ sont appliqués sur l'amplitude en photo-électrons de chaque pixel des caméras. Les pixels dont l'amplitude est inférieure à S_1 sont éliminés, ceux dont la charge est comprise entre S_1 et S_2 sont gardés si au moins un proche voisin a une amplitude supérieure à S_2 . Pour l'analyse utilisée dans la partie IV des seuils en charge de 5 photo-électrons pour S_1 et 10 photo-électrons pour S_2 sont appliqués, correspondant à la configuration dite Hillas₅₁₀. D'autre part, les pixels dont le signal est

FIG. 8.1: Schéma des paramètres de Hillas. σ_1 et σ_L représentent les demies largeur et longueur de l'ellipse. La distance angulaire θ entre la direction d'arrivée reconstruite de la gerbe et la position de la source est aussi représentée.



positionné à moins de 3σ du piédestal sont rejetés – où σ correspond à l'écart standard de la distribution du piédestal relative à chaque pixel.

Après ce "nettoyage", les images des gerbes atmosphériques sont paramétrées par une distribution gaussienne à deux dimensions, ce qui implique une forme d'ellipse. Pour chaque image, l'axe principal, la position du barycentre, la largeur σ_l et la longueur σ_L de cette ellipse ainsi que l'amplitude de l'image en photo-électrons constituent les paramètres de Hillas utilisés lors de l'analyse (voir 8.1).

8.2.2 La présélection des évènements

Une présélection des images qui participeront à la reconstruction géométrique de la gerbe est réalisée, basée sur l'amplitude en photo-électrons et la position du barycentre de l'image dans la caméra. Pour s'éloigner du seuil de déclenchement où l'on est sensible aux fluctuations du bruit de fond de ciel et où les erreurs systématiques de calibration sont plus importantes, un seuil minimal pour l'amplitude en charge de chaque image est fixé ; sa valeur dépend de la configuration d'analyse choisie (voir le paragraphe 8.6). Cette coupure permet par ailleurs de rejeter une partie des évènements hadroniques (tout en sacrifiant une partie des γ de basse énergie). D'autre part, pour éviter de travailler sur une image tronquée qui peut biaiser la reconstruction de la géométrie de la gerbe les images dont le barycentre est situé à moins de 0.5° du bord de la caméra ne sont pas utilisées.

La présélection peut entraîner le rejet d'un ou plusieurs télescopes, voire de certains évènements si elle conduit à une multiplicité (c'est-à-dire le nombre de télescopes participant à la reconstruction de l'évènement) inférieure à deux.

8.2.3 La reconstruction géométrique

À partir des paramètres de Hillas relatifs aux images d'une même gerbe prises sous différents angles, la direction d'arrivée et la position du pied de gerbe de chaque évènement sont reconstruites.



FIG. 8.2: Schéma de la reconstruction de la direction d'arrivée du γ incident et du pied de gerbe à partir des images prises par les différents télescopes. Le point rouge (figure a) représente la superposition du centre du champ de vue de chaque caméra. Les points oranges et bleus et les étoiles (figure b) représentent, respectivement, la projection dans le plan perpendiculaire à la direction d'arrivée de la gerbe de la position des télescopes, des barycentre des images et de la source.



FIG. 8.3: Simulation des charges mesurées dans l'image d'une gerbe électromagnétique issue d'un γ de 200 GeV représentées en fonction du paramètre d'impact, pour un angle zénithal de 18°, un offset de 0.5°, une efficacité correspondant à 70% de la valeur nominale et une configuration d'analyse standard.

La direction d'arrivée du γ incident

Définissons un repère "nominal", tangent à la voûte céleste et centré sur la direction de pointé. Le centre de chaque pixel d'une caméra représente un azimut et un angle zénithal donnés, c'est-à-dire une direction dans le ciel, et donc un point du repère nominal. Il est par conséquent naturel de superposer, dans le repère nominal, les images de la gerbe prises dans chaque caméra. Les grands axes des ellipses ajustées sur les images des gerbes pointent vers la direction d'arrivée du γ incident. La direction d'arrivée peut donc être déterminée par l'intersection de ces grands axes (voir figure 8.2(a)).

Du fait des fluctuations de charge, les axes principaux ne se croisent pas en un point. En pratique, l'estimation standard de la direction consiste à calculer la moyenne pondérée des intersections, pour des images prises deux à deux. Le coefficient de pondération prend en compte l'angle α entre les axes principaux des deux ellipses, leurs charges (Q_i et Q_j), leurs longueurs (L_i et L_j) et leurs largeurs (W_i et W_j) tel que :

$$C_{ij} = \sin(\alpha_{ij}) \times \left(\frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_j}\right)^{-1} \times \left(\frac{W_i}{L_i} + \frac{W_j}{L_j}\right)^{-1}$$

Cette pondération maximise la participation des couples d'images pour lesquels l'angle entre les axes principaux est proche de 90°, les charges importantes et les images allongées (donc des axes bien déterminés).

Pied de gerbe et paramètres d'impact

Le pied de gerbe est défini comme l'intersection entre l'axe de la gerbe de la particule incidente et le plan perpendiculaire à sa direction d'arrivée. Les paramètres d'impact représentent la distance, dans ce plan, entre chaque télescope et le pied de gerbe. Dans ce plan perpendiculaire, les images formées dans le plan focal de chacun des télescopes sont projetées, et les axes reliant le barycentre de chaque image à la position de la source se croisent à la position du pied de gerbe (voir figure 8.2(b)). Ici encore, l'intersection ne se fait pas en un point et le pied de gerbe est déterminé à partir de la moyenne pondérée des positions obtenues en utilisant les images deux à deux – la pondération favorise les couples pour lesquels l'intersection est la mieux définie.

8.2.4 La reconstruction en énergie

Pour un paramètre d'impact donné ρ , la charge Q mesurée dans l'image de la gerbe est fonction de l'énergie du gamma incident. À partir des simulations de gerbes électromagnétiques, les distributions des charges en fonction des paramètres d'impact sont déterminées pour différentes énergies (une distribution typique est représentée sur la figure 8.3), et ce pour différentes valeurs de l'angle zénithal d'observation,

FIG. 8.4: Distribution des variables réduites pour des évènements γ simulés (en bleu) et le fond hadronique issu des observations (en rouge).



de la distance de la source par rapport au centre de la caméra (offset) et de l'efficacité optique. Pour chaque évènement, les jeux de valeurs $\{Q_i, \rho_i\}$ relatives à chacune des images permettent, par lecture des distributions simulées, de retrouver l'énergie du γ incident.

8.3 Discrimination entre les hadrons et les γ

Les hadrons qui pénètrent dans l'atmosphère produisent des gerbes plus dispersées que celles initiées par un γ de très haute énergie – du fait des interactions nucléaires à l'œuvre dans leur développement C'est à partir des caractéristiques des images des gerbes atmosphériques dans les caméras que les variables de discrimination hadron- γ sont construites. Pour cela, on utilise les simulations pour les γ et les données réelles pour les hadrons – données prises en l'absence de sources ou en excluant la région autour de la source dont on dispose pour toutes les conditions d'observation.

Construction des variables discriminantes

Pour un γ d'énergie donnée, la charge Q, la longueur L ainsi que la largeur W de l'image de la gerbe mesurées dans un télescope, dépendent du paramètre d'impact ρ par rapport à ce télescope. Pour différents jeux d'efficacités optiques, d'angles zénithaux et d'offset – dont dépend aussi l'image de la gerbe d'un γ d'énergie donnée – des γ d'énergie et de direction variées sont simulés ce qui permet d'obtenir, pour un couple ρ et Q, la distribution de L et de W. Les valeurs moyennes ($\langle L \rangle_{\rho,Q}$ et $\langle W \rangle_{\rho,Q}$) et les largeurs ($\sigma_{\rho,Q}^L, \sigma_{\rho,Q}^W$) de ces distributions sont enregistrées dans des tables.

Ces tables sont ensuite utilisées lors de la phase d'analyse pour la construction de variables réduites, basées sur les valeurs de L et de W, qui constituent les variables discriminantes (MScL : Mean Scaled Length, MScW : Mean Scaled Width) :

$$MScL = \frac{1}{N} \sum_{i}^{N} \frac{L_{i} - \langle L \rangle_{\rho_{i},Q_{i}}}{\sigma_{\rho_{i},Q_{i}}^{L}}$$
$$MScW = \frac{1}{N} \sum_{i}^{N} \frac{W_{i} - \langle W \rangle_{\rho_{i},Q_{i}}}{\sigma_{\rho_{i},Q_{i}}^{W}}$$

où N (≥ 2) représente le nombre de télescopes participant à l'évènement. En coupant sur ces variables (voir 8.6 pour les valeurs des coupures), une grande partie des hadrons est rejetée (voir figure 8.5a et 8.5b).

8.4 Estimation du fond et extraction du signal

Les coupures sur les variables discriminantes présentées ci-dessus ne permettent pas de rejeter tous les évènements hadroniques. Dans la zone autour de la position de la source (zone ON) ce fond résiduel doit être soustrait. Pour l'estimer, on définit une zone du champ de vue (zone OFF) qui n'est pas affectée par les γ provenant de la source. Ce fond est ensuite soustrait de manière à déterminer le signal défini comme :

$$S = N_{\rm ON} - \alpha N_{\rm OFF} \tag{8.1}$$

où $N_{\rm ON}$ est le nombre d'évènements dans une zone ON, $N_{\rm OFF}$ celui dans la zone du même nom et α le facteur de normalisation entre les zones ON et OFF. Ce facteur de normalisation dépend du rapport des tailles des régions ON et OFF, du temps d'observation qui a permis d'évaluer $N_{\rm ON}$ et $N_{\rm OFF}$ et de l'acceptance aux hadrons qui varie en fonction de la direction d'arrivée de l'évènement par rapport au centre de la caméra et des conditions d'observation.

8.4.1 Le choix des régions OFF

Les régions OFF sont définies de manière à augmenter la surface utilisée pour estimer le fond résiduel par rapport à la surface de la région ON, ceci afin de minimiser les fluctuations locales du fond. Il existe différentes méthodes, adaptées notamment à la morphologie des sources. Pour limiter les variations d'acceptance aux hadrons dues aux conditions d'observation, la région OFF est préférablement déterminée à partir des données prises pendant l'observation de la source. Il faut alors prendre soin de définir des régions d'exclusion autour des sources γ qui pourraient se trouver dans le champ de vue, ce qui n'est généralement pas nécessaire pour les cibles extragalactiques.

Dans la mesure où l'étendue des sources par rapport au champ de vue de la caméra le permet, les observations sont réalisées en pointant les télescopes à $\pm 0.5^{\circ}$ (ou $\pm 0.7^{\circ}$ et même dans le cas de certaines sources très étendues $\pm 1^{\circ}$) de la position de la source ("Wobble mode"). Celle-ci se trouve donc décalée par rapport au centre de la caméra. L'avantage de cette méthode réside dans la possibilité de définir une ou plusieurs régions OFF situées à la même distance angulaire du centre de la caméra que la région ON (on fait ici l'hypothèse que l'acceptance aux hadrons dans le champ de vue a une symétrie circulaire autour du centre de la caméra).

La méthode dite "de fond en anneau" est couramment utilisée pour les sources étendues et les recherches de signaux en mode balayage – elle n'exige pas l'observation en mode Wobble. Le fond est estimé sur un anneau de rayon égal à 0.5 degrés, centré sur la position de la source. Le facteur de normalisation doit alors tenir compte des variations rapides d'acceptance aux hadrons dans la caméra. C'est la méthode utilisée pour faire les cartes du ciel car elle permet de déterminer le fond pour chaque zone du champ de vue. Pour les sources ponctuelles extragalactiques, la méthode "de fonds multiples réfléchis", plus simple, est utilisée ; cette dernière est présentée plus en détail ci-dessous. Les méthodes de fonds multiples réfléchis et de fond en anneau sont illustrées sur la figure 8.5 pour une observation en mode Wobble.

Les sources très étendues – certains restes de supernovae, Vela Junior– sont des cas particuliers pour lesquels la définition d'une zone OFF n'est pas toujours possible. Le fond est alors estimé dans un autre champ de vue, ce qui conduit à un doublement du temps d'observation. L'utilisation de cette méthode ne sera pas nécessaire dans les analyses présentées dans ce travail.

FIG. 8.5: Illustration des méthodes de détermination du fond à l'aide d'un anneau et des fonds multiples réfléchis. La direction de pointé des télescopes est marquée par un + et celle de la source par un \times (extrait de Aharonian et al. (2006a)).



8.4.2 La méthode des fonds réfléchis

La région "ON" est une région circulaire, centrée sur la position de la source. Sa taille angulaire θ dépend de la configuration utilisée pour l'analyse (voir 8.6). Dans les mêmes prises de données, des régions OFF de tailles identiques à la zone ON sont définies comme illustré sur la figure 8.5. Cette méthode présente l'avantage de déterminer une surface OFF assez large tout en assurant une acceptance aux hadrons identique dans les différentes zones – l'hypothèse selon laquelle l'acceptance aux hadrons dans le champ de vue a une symétrie circulaire autour du centre de la caméra a été vérifiée sur les données, en l'absence de problèmes d'inhomogénéités dans le plan des caméras. Le seul effet à prendre en compte dans le facteur de normalisation α est donc le rapport des surfaces correspondant aux régions ON et OFF. Nous utilisons cette méthode pour déterminer le signal des AGN présentés dans le chapitre 11.

8.5 Significativité du signal

Pour tester la présence d'un signal (équation 8.1), on calcule la probabilité pour que l'écart observé par rapport au fond corresponde à une fluctuation de celui-ci. Cette probabilité est ensuite traduite en termes de nombre de déviations standard σ pour une loi de probabilité gaussienne (ce que l'on appelle significativité du signal). Le critère généralement retenu de 5σ est assez sévère (il correspond à une probabilité de 10^{-7} pour que le signal soit dû à une fluctuation du fond) afin de se mettre à l'abri d'éventuels effets systématiques.

La significativité du signal est calculée à partir de l'estimateur de Li et Ma (voir Li & Ma (1983)). L'hypothèse d'un N_{ON} contenant du signal et l'hypothèse d'un N_{ON} contenant uniquement du bruit sont testées en calculant le rapport de leur fonction de vraisemblance. Ce dernier se comporte comme un χ^2

TAB. 8.1: Pour chaque configuration, valeurs des coupures appliquées pour maximiser la significativité du signal. Ces coupures sont optimisées en utilisant la simulation d'une source avec les caractéristiques indiquées et un fond déterminé lors de prise de données réelles. Les coupures portent sur l'amplitude minimale de l'image en photo-électrons (voir 8.2.2), les variables discriminantes construites à partir des paramètres réduits (MScL, MScW, voir 8.3) et la taille angulaire des zones circulaires ON et OFF utilisées dans le cadre de la méthode fonds réfléchis multiples (θ^2 , voir 8.4.2).

Configuration	Source simulée					
	Flux	Γ	Amplitude	MScL	MScW	θ^2
			des images			
	(%Crab)		(p.e.)			$[degrs]^2$
standard	10%	2.6	80	[-2;2]	[-2; 0.9]	0.0125
loose	100%	3.0	40	[-2;2]	[-2; 1.2]	0.04
hard	1%	2.0	200	[-2;2]	[-2; 0.7]	0.01

à un degré de liberté et permet de définir la significativité du signal suivant :

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

Pour $\alpha = 1$, la définition simple de la significativité $(N_{\sigma} = \frac{(N_{\text{ON}} - \alpha N_{\text{OFF}})}{\sqrt{N_{\text{ON}} + \alpha^2 N_{\text{OFF}}}})$ dans le cadre de statistiques gaussienne est équivalente.

8.6 Les coupures utilisées

Il existe différentes configurations d'analyse. Chacune d'elles utilise son propre lot de coupures, optimisées de manière à maximiser la significativité du signal de sources d'un type donné. En effet, en fonction des caractéristiques attendues de la source (niveau de flux, dureté du spectre), les critères de sélection à appliquer pour extraire efficacement le signal ne sont pas les mêmes. Trois configurations ont été utilisées pour l'analyse des AGN présentées dans la partie IV : la configuration dite "standard", optimale pour les sources dont le flux correspond à 10% du Crabe et pour lesquelles l'indice spectral photon est de 2.6 (c'est-à-dire le même que celui mesuré pour le spectre du Crabe), la configuration "loose" pour les sources dont le flux est équivalent au flux du Crabe et dont l'indice spectral est de 3 et la configuration "hard" pour les sources dont le flux est de 1% du Crabe et l'indice spectral de 2. Le tableau 8.1 liste, pour chacune de ces configurations, les valeurs des différentes coupures et les caractéristiques des sources simulées pour l'optimisation ; il s'agit des configurations de référence présentées dans Aharonian et al. (2006a).

Bilan

Après l'analyse, seuls les évènements qui ont passé les coupures de discrimination sont gardés, il s'agit des candidats γ . En fonction de leur position reconstruite par rapport à la source, les évènements sont classés comme ON ou OFF. Le temps d'arrivée, l'énergie, l'offset et l'angle zénithal de chaque évènement sont enregistrés et les fonctions d'instruments associées aux conditions d'observation sont connues. C'est toute l'information expérimentale dont on a besoin pour réaliser l'analyse spectrale et temporelle des sources, présentée dans le chapitre suivant.

Chapitre 9

Analyse spectrale et temporelle

Ce chapitre est dédié à la méthodogie employée pour construire les spectres et les courbes de lumières des sources pour lesquelles le nombre de γ mesuré est suffisant. Pour ce faire, il est nécessaire de caractériser la réponse de l'instrument qui est présentée dans le paragraphe 9.1. Les méthodes utilisées pour ces analyses sont présentées dans les paragraphes 9.2 et 9.3. Les résultats pour l'ensemble des AGN détectés par H.E.S.S., présentés dans la partie IV, ont été réalisés en suivant la méthodologie présentée dans ce chapitre.

9.1 Les fonctions d'instrument

Les fonctions d'instrument, présentées ci-dessous, sont déterminées en simulant les étapes de la prise de données et de l'analyse – telles qu'elles ont été présentées dans les chapitres 7 et 8 – sur des évènements γ . Ces fonctions sont générées pour différentes valeurs de l'énergie E, de l'angle zénithal Z, de l'offset δ (la distance angulaire entre la direction du gamma incident et la direction de pointée), de l'éfficacité optique globale de l'instrument relative à la valeur nominale ϵ et pour différentes configurations d'analyse. Elles sont ensuite interpolées pour correspondre aux conditions d'observation.

9.1.1 Surfaces de collecte effective

Les surfaces de collecte effectives de l'instrument, notées $A(E, Z, \delta, \epsilon)$, sont définies comme :

$$A(E, Z, \delta, \epsilon) = \frac{N_c}{N_{\rm MC}} \pi R_{\rm max}^2$$

où N_c représente le nombre de γ détectés et passant les coupures de sélection et $N_{\rm MC}$ le nombre de γ simulés de manière à couvrir uniformément la surface au sol de rayon $R_{\rm max}$ – rayon choisi de manière à simuler l'ensemble des γ qui, étant donné leur point d'impact au sol, sont détectables par l'instrument. À titre d'illustration, ces surfaces sont représentées en fonction de l'énergie vraie des évènements sur la figure 9.1, pour $Z = 18^\circ$, $\delta = 0.5^\circ$, $\epsilon = 70\%$ et pour une configuration standard d'analyse.

9.1.2 Fonctions de résolution en énergie

Quelle que soit la méthode de détermination de l'énergie il existe un niveau de résolution qu'il est nécessaire de prendre en compte lors de l'analyse spectrale.

Cette résolution est exprimée par une fonction qui représente la probabilité de mesurer l'énergie E_m pour un γ d'énergie vraie E et qui dépend de E, Z, δ et ϵ . Avec la méthode de détermination de l'énergie présentée en 8.2.4, les fonctions de résolution associées à l'analyse des sources ponctuelles ont



FIG. 9.1: Surfaces de collecte effectives en m^2 en fonction du logarithme de l'énergie vraie des évènements, pour un angle zénithal d'observation de 18°, un offset de 0.5°, une efficacité optique correspondant à 70% de l'efficacité nominale et une configuration standard d'analyse.

FIG. 9.2: Valeur moyenne et σ de la gaussienne représentant la fonction de résolution en énergie en fonction du logarithme de l'énergie vraie, pour un angle zénithal de 18°, un offset de 0.5°, une efficacité optique correspondant à 70% de l'efficacité nominale et une configuration d'analyse standard.



un comportement typiquement gaussien et peuvent donc être décrites par deux variables : leur moyenne (le biais) et le σ de la gaussienne qui les représente.

Pour les conditions d'observation typiques des AGN (offset de 0.5° et angles zénithaux d'observations inférieurs à 40°) et pour des énergies allant de 100 GeV à quelques TeV, le biais est inférieur à quelques pourcent et $\sigma \sim 15\%$. L'évolution de ces valeurs en fonction de l'énergie est représentée pour $Z = 18^{\circ}$, $\delta = 0.5^{\circ}$ et $\epsilon = 70\%$ sur les figures 9.3a et 9.3b.

9.1.3 L'énergie seuil d'un run

L'énergie seuil d'un run peut être définie en utilisant la convolution entre un spectre typique d'une source au TeV et la surface de collection de l'instrument, comme l'énergie correspondant à un certain pourcentage du maximum du résultat de cette convolution. Afin de se prémunir d'éventuelles systématiques nous utiliserons plutôt un seuil dit "de confiance" qui prend en compte le comportement des fonctions d'instrument. Ce seuil est déterminé comme l'énergie la plus basse à partir de laquelle les deux



FIG. 9.3: Évolution de l'énergie seuil en fonction de l'angle zénithal, pour une efficacité optique correspondant à 70% de l'efficacité nominale et pour une configuration standard d'analyse.

conditions suivantes sont réunies : la surface de collection est supérieure à quatre hectares et le biais en énergie est inférieur à deux fois la largeur de la fonction de résolution. L'évolution en fonction de l'angle zénithal d'observation de ce seuil en énergie est présentée sur la figure 9.3, pour une configuration standard d'analyse.

9.2 Reconstruction spectrale par maximisation de la vraisemblance

Considérons un spectre différentiel qui représente le nombre de photons reçus par unité de surface, de temps et d'énergie ; il est exprimé en cm⁻² s⁻¹ TeV⁻¹. Nous noterons $\phi(E)$ le spectre différentiel vrai que l'on cherche à reconstruire. Pour une source donnée, la forme spectrale de $\phi(E)$ n'est pas connue a priori. Il est donc nécessaire de supposer un spectre différentiel théorique $\phi^{\text{th}}(E)$ fonction d'un jeu de paramètres { Λ }. Le spectre supposé est d'autant plus représentatif du spectre vrai que la différence entre le nombre de γ mesurés expérimentalement et le nombre de γ attendus est faible.

9.2.1 Méthode

Principe et définition des variables

La méthode de reconstruction spectrale par maximisation de la vraisemblance repose sur l'utilisation des distributions de probabilité poissonniennes du nombre d'évènements ON et OFF – et non pas sur leur soustraction directe, de manière à conserver le caractère poissonien des distributions. Pour une source avec un spectre différentiel donné, le nombre de γ dont l'énergie est mesurée dans un intervalle donné dépend de la surface de collecte effective de l'instrument et de la résolution de la méthode utilisée pour déterminer l'énergie. Reconstruire le spectre d'une source à partir des photons mesurés demande donc une connaissance détaillée des fonctions d'instrument.

Les évènements sont classés dans des intervalles à trois dimensions, notés i, en fonction de l'énergie à laquelle ils ont été mesurés, de leur angle zénithal et de leur offset. Pour qu'un évènement contribue à la reconstruction spectrale, il doit se trouver dans un intervalle dont l'énergie minimale est supérieure à l'énergie seuil du lot de données auquel il appartient. L'énergie seuil est évaluée de manière individuelle pour chaque lot de données, ce qui permet de s'affranchir des biais éventuels qui apparaissent près du seuil (voir 9.1.3). Par conséquent, l'intervalle à plus basse énergie utilisé pour la reconstruction spectrale est fixé par le lot de données dont le seuil est le plus bas. L'énergie maximale utilisée pour la reconstruction spectrale est déterminée par la statistique disponible, toutes les sources étudiées ont en effet un spectre qui décroît avec l'énergie. Dans la suite, les grandeurs indexées par un *i* sont relatives à un intervalle donné.

L'excès S_i^{exp} est obtenu à partir du nombre d'évènements dans les régions ON et OFF tel que :

$$S_i^{\exp} = N_i^{ON} - \alpha N_i^{OFF}$$

où α est le facteur de normalisation entre les régions ON et OFF (définis auparavant dans le paragraphe 8.4). De la même manière on définit l'excès attendu S_i^{th} :

$$S_i^{\rm th} = \mathcal{N}_i^{\rm ON} - \alpha \mathcal{N}_i^{\rm OFF}$$

où :

- $\mathcal{N}_i^{\text{ON}}$ est le nombre d'évènements attendus dans la région ON

 $-\mathcal{N}_i^{\text{OFF}}$ est le nombre d'évènements attendus dans la région OFF

Comme la distribution de probabilité du fond hadronique n'est pas connue de manière précise, $\mathcal{N}_i^{\text{OFF}}$ devra être déterminé lors de la maximisation de la vraisemblance.

Étant donné ϕ^{th} , le nombre de γ attendus dans l'intervalle en énergie mesurées $\Delta E_{m_i} = [E_{m_i}, E_{m_i} + \Delta E_{m_i}]$ est obtenu à partir des fonctions d'instruments, suivant :

$$S_i^{\rm th} = T \times \int_0^\infty dE \,\phi^{\rm th}(E) \times A(E, Z, \delta) \,\int_{E_{m_i}}^{E_{m_i} + \Delta E_{m_i}} \,dE_m \,R(E, E_m; Z, \delta)$$

 $R(E, E_m, Z, \delta)$ représente la probabilité de mesurer l'énergie E_m pour un γ d'énergie vraie E et $A(E, Z, \delta)$ représente la surface de collecte effective de l'instrument. On note que S_i^{th} est naturellement une fonction des paramètres $\{\Lambda\}$.

Construire et maximiser la vraisemblance

Les probabilités de mesurer N^{ON} et N^{OFF} , étant donné les valeurs \mathcal{N}^{ON} et \mathcal{N}^{OFF} , ont des distributions poissoniennes. Pour un intervalle *i* donné, elle s'écrivent :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_i(N_i^{\text{ON}}|\mathcal{N}_i^{\text{ON}}) &= \frac{(\mathcal{N}_i^{\text{ON}})^{N_i^{\text{ON}}}}{N_i^{\text{ON}!}} e^{-\mathcal{N}_i^{\text{ON}}} = \frac{(S_i^{\text{th}} + \alpha \mathcal{N}_i^{\text{OFF}})^{N_i^{\text{ON}}}}{N_i^{\text{ON}!}} e^{-(S_i^{\text{th}} + \alpha \mathcal{N}_i^{\text{OFF}})} \\ \mathcal{P}_i(N_i^{\text{OFF}}|\mathcal{N}_i^{\text{OFF}}) &= \frac{(\mathcal{N}_i^{\text{OFF}})^{N_i^{\text{OFF}}}}{N_i^{\text{OFF}}!} e^{-\mathcal{N}_i^{\text{OFF}}} \end{aligned}$$

La vraisemblance à maximiser pour reconstruire le spectre est définie telle que :

$$\mathcal{L}(\{\Lambda\}, \{\mathcal{N}_i^{\text{OFF}}\}) = \prod_i \mathcal{P}_i(N_i^{\text{ON}} | \mathcal{N}_i^{\text{ON}}) \mathcal{P}_i(N_i^{\text{OFF}} | \mathcal{N}_i^{\text{OFF}})$$

Elle est fonction des paramètres à ajuster $\{\Lambda\}$ (à travers l'expression de S^{th}), et du bruit de fond attendu dans les différents intervalles *i*.

Dans un premier temps la vraisemblance est maximisée analytiquement par rapport aux $\mathcal{N}_i^{\text{OFF}}$. Les solutions de cette maximisation permettent de réécrire les $\mathcal{N}_i^{\text{OFF}}$ en fonction des autres variables de \mathcal{L} . Il reste ensuite à maximiser \mathcal{L} par rapport aux paramètres $\{\Lambda\}$.

Cette maximisation est réalisée à l'aide du logiciel MIGRAD de l'algorithme MINUIT développé au CERN. Les paramètres { Λ } sont ajustés par itération, en minimisant le χ^2 équivalant égal à $-2\log(\mathcal{L})$. La matrice de variance-covariance, nécessaire notamment pour tracer les contours de confiance, est également fournie par le logiciel.

La principale erreur systématique sur la reconstruction du spectre provient des fluctuations et de la mauvaise connaissance de l'atmosphère. Elle est estimée comme jouant à hauteur de 20% sur la normalisation en comparant l'effet des différents modèles d'atmosphère (été, hiver, désertique, maritime) et des différents programmes utilisés pour sa simulation (CORSIKA, KASCADE).

9.2.2 Test d'hypothèse pour différentes formes spectrales

Dans la région du TeV la forme du spectre peut être souvent assimilée à une loi de puissance, avec une coupure éventuelle que l'on cherche le cas échéant. Les formes spectrales utilisées lors de l'analyse sont les suivantes :

– La loi de puissance :

$$\phi_{\rm th}(E) = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma}$$

C'est la loi qui représente la grande majorité des spectres d'AGN présentés dans la partie IV. – La loi log-parabolique :

$$\phi_{\rm th}(E) = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma + \beta \ln(E/E_0)}$$

Avec cette loi, la puissance par unité de surface reçue par tranche logarithmique d'énergie, $EF_E(E)$ (où $F_E(E) = E \times \phi(E)$ est le flux différentiel en énergie) est représentée par une parabole.

- La loi de puissance avec une coupure exponentielle :

$$\phi_{\rm th}(E) = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} e^{-\beta E}$$

L'énergie de coupure est donnée par $1/\beta$.

Pour l'ensemble de ces lois, ϕ_0 représente le facteur de normalisation des spectres et Γ l'indice spectral.

Dans le cas où deux hypothèses de forme spectrale H_0 et H_1 ont été testées, et si l'on peut passer continûment d'une forme à l'autre, le rapport des vraisemblances associées à chacune d'elles, respectivement \mathcal{L}_0 et \mathcal{L}_1 , est utilisé comme un test statistique pour les comparer. On construit λ suivant :

$$\lambda = -2\ln\left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}_1}\right)$$

Cette variable se comporte, asymptotiquement, comme un χ^2 à un degré de liberté. Si λ est positif, l'hypothèse H₀ est la plus probable, avec une significativité de $\sqrt{\lambda}$ déviations standard.

En prenant pour H_0 l'hypothèse d'une loi de puissance, ce test permet – en fonction de l'hypothèse alternative choisie – de chercher la présence de courbure ou coupure dans les spectres.

9.2.3 Représentation du spectre

Les spectres sont obtenus et représentés en énergie vraie par une aire délimitée par le contour à 68% de confiance obtenu à partir de la matrice de variance-covariance des paramètres ajustés. Les points et leur résidus sont calculés à partir de la forme spectrale obtenue après maximisation de la vraisemblance. Ils ne contribuent pas à la détermination des résultats physiques que sont les valeurs des paramètres de la forme spectrale et la matrice de variance-covariance, et constituent simplement une illustration de la qualité de l'ajustement.

9.3 Construire une courbe de lumière

Pour déterminer si une source est variable, et le cas échéant suivre l'évolution de son activité, la courbe de lumière – où le flux intégré au delà d'une certaine énergie est représenté en fonction du temps – est un outil indispensable. Elle peut être construite pour des échelles en temps variées, adaptées aux niveaux de flux des sources.

Pour une hypothèse spectrale donnée, on peut estimer le flux intégré de la source au-dessus d'une énergie E_{\min} par :

$$\Phi = \frac{S^{\exp}}{S^{\text{th}}} \Phi^{\text{th}} \qquad \text{où} \qquad \Phi^{\text{th}} = \int_{E_{\min}}^{\infty} dE \, \phi^{\text{th}}(E)$$

où S^{exp} et S^{th} sont respectivement les excès expérimentaux et attendus au delà de E_{min} , étant donné la forme spectrale. On peut réécrire Φ :

$$\Phi = \frac{S^{\exp}}{T A_{\text{tot}}} \tag{9.1}$$

avec

$$A_{\rm tot} = \frac{S^{\rm th}}{T\,\Phi^{\rm th}} = \frac{\int_0^\infty dE\,\phi^{\rm th}(E) \times A(E,Z,\delta)\,\int_{E_{\rm min}}^\infty dE_m\,R(E,E_m,Z,\delta)}{\int_{E_{\rm min}}^\infty dE\,\phi^{\rm th}(E)}$$

Cette surface dépend de la forme du spectre mais pas de sa normalisation. Pour une forme spectrale donnée, en supposant que cette forme ne varie pas, elle corrige le nombre d'évènements mesurés expérimentalement de la réponse de l'instrument et des biais de reconstruction en énergie.

En toute rigueur, le calcul du flux intégré demande donc la connaissance de la forme spectrale de la source, obtenue à l'aide de la reconstruction spectrale présentée dans la section précédente. Cependant, si $E_{\min} > E_s$ (où E_s est l'énergie seuil) le résultat obtenu est peu dépendant de la forme utilisée – pour peu qu'elle soit raisonnable. Dans le chapitre 11, pour l'ensemble des AGN dont la reconstruction spectrale est possible, la courbe de lumière est construite à l'échelle du run, de la nuit ou d'une période d'observation.

Quatrième partie

Les AGN vus par H.E.S.S.

Chapitre 10

L'observation des AGN par H.E.S.S.

Ce chapitre est consacré à la présentation des AGN observés par H.E.S.S. Le choix des objets, leur diversité et les proportions de temps d'observation qui leur sont dédiées découlent de la stratégie d'observation présentée dans le paragraphe 10.1. L'échantillon complet des AGN observés par H.E.S.S. depuis cinq ans est présenté dans le paragraphe 10.2. Ce tour d'horizon permet de dresser le bilan des observations, mais aussi celui de la stratégie mise en place.

Dans l'ensemble de ce chapitre nous utiliserons le terme d'observation pour désigner le fait de prendre des données en direction d'une source tandis que si le signal est mesuré avec une significativité supérieure à 5σ on parlera de détection.

10.1 La stratégie d'observation des AGN

Le temps d'observation et le champ de vue limités des expériences Cherenkov conduisent inévitablement à un choix des sources à observer. Environ un quart du temps utile de l'expérience H.E.S.S. est consacré aux AGN. Ce temps d'observation est réparti entre les sources choisies, de manière à remplir les différents objectifs scientifiques fixés. Pour mieux cerner ces objets, les efforts s'articulent autour de deux axes principaux : l'étude individuelle de leur émission, qui est une fenêtre sur les mécanismes d'accélération au sein des jets ; et l'accroissement du nombre de sources connues au TeV, pour rechercher leurs caractéristiques communes et tester le schéma d'unification des AGN. Les moyens et méthodes mis en œuvre pour réaliser ces objectifs sont présentés ici.

10.1.1 Organisation et objectifs des observations

Une partie importante du temps réservé aux AGN est consacrée à l'observation des sources déjà détectées. Ce suivi est réalisé pour de multiples raisons, avec un objectif commun : approfondir notre connaissance de l'émission des objets et par là même notre compréhension de leur fonctionnement. La vocation première du suivi des sources est l'étude de l'évolution du flux et de la forme spectrale sur différentes échelles de temps. D'autre part, accumuler du temps d'observation lorsque les sources sont dans un état de flux bas est le seul moyen d'en apprendre davantage sur leur éventuel état quiescent. À ce jour, un tel état n'a pu être identifié que pour PKS 2155-304, l'AGN de l'hémisphère Sud le plus brillant au TeV (H.E.S.S. Collaboration et al. 2010a). L'observation régulière des sources offre également l'opportunité de surprendre les éventuels sursauts d'activité qui ne sont pas toujours repérés aux autres longueurs d'ondes (sources non observées ou sursaut "orphelin" – sans contrepartie en X – comme celui de 1ES 1959+650 en 2002, voir Daniel et al. (2005)).

Les AGN émettent sur l'ensemble du spectre électromagnétique, leur étude passe donc nécessairement par des observations multi-longueur d'onde. Étant donné le caractère variable de ces objets les observations simultanées, ou du moins contemporaines, sont privilégiées. Des campagnes multi-longueur d'onde sont donc régulièrement organisées pour réaliser des spectres en énergie simultanés qui serviront à tester les modèles d'émission et, si la source présente une variabilité, à étudier les corrélations éventuelles. Étant donné le lien observé en diverses occasions entre l'activité en X, au GeV et au TeV, l'observation d'une source peut faire suite à une alerte basée sur son émission à ces longueurs d'onde.

Pour avoir la vision la plus large possible de la population d'AGN émetteurs au TeV (voir le chapitre 2 pour les raisons scientifiques d'un tel choix), différents types de sources sont sélectionnés pour observation. Les blazars sont par nature les plus propices à émettre au TeV et constituent la catégorie d'AGN la plus observée, mais les radiogalaxies, notamment les plus proches, font aussi partie de la sélection. Découvrir l'émission de différents types d'AGN est essentiel pour identifier les classes émettrices au TeV et pour mieux comprendre la physique et l'évolution des jets. En règle générale, on essaie de consacrer une dizaine d'heures à chaque nouvelle source, éventuellement réparties sur plusieurs années ; si dans ce temps un signal encourageant est enregistré les efforts sont accentués. Dans la pratique, les sources peuvent être observées moins longtemps si les conditions d'observation ou encore si l'observation est réalisée sur alerte mais ne donne pas de signal encourageant.

L'existence de l'EBL (*Extragalactic Background Light*, voir ??) qui absorbe une partie des rayons γ de très haute énergie représente à la fois une contrainte pour l'observation des AGN et un sujet d'étude à part entière. Pour tenter de discerner les caractéristiques spectrales intrinsèques de celles dues à l'absorption, le choix est fait d'observer les objets sur une large gamme de redshift. D'autre part, pour mettre une limite supérieure sur la densité de fond diffus extragalactique elle-même, les AGN les plus lointains peuvent être utilisés en comparant les spectres observés dans la gamme de longueurs d'onde couverte par H.E.S.S. aux spectres théoriques avant absorption aujourd'hui considérés comme les plus durs compte tenu de notre connaissance des mécanismes d'accélération et de rayonnement à l'œuvre au sein des jets.

10.1.2 Sélection des sources potentiellement émettrices au TeV

En moyenne, chaque année, entre cinq et six nouveaux AGN sont observés. Leur choix, s'il doit répondre aux objectifs scientifiques de diversité, doit avant tout être guidé par leur potentialité à émettre au TeV. L'observation des sources aux autres longueurs d'onde (ou par d'autres ACT) constitue la seule information expérimentale disponible pour évaluer cette potentialité. Trois stratégies de sélection sont principalement utilisées.

La première consiste à trouver des caractéristiques multi-longueur d'onde communes aux sources déjà détectées au TeV pour ensuite les utiliser comme critère de sélection. À titre d'exemple, la méthode consistant à sélectionner les objets dont le flux radio et X est élevé a fait ses preuves, avec la détection de plus de 90% des sources à la fois choisies sur ce critère et observées plus de 30 h.

La seconde stratégie, plus récente, utilise les informations récoltées par *Fermi* pour prédire le flux attendu aux très hautes énergies. Couvrant des longueurs d'onde attenantes à celles observées par H.E.S.S., les spectres des sources détectées par *Fermi* peuvent être extrapolés aux très hautes énergies, moyennant la prise en compte de l'absorption extragalactique – qui nécessite la connaissance du redshift des sources – et l'hypothèse d'un spectre intrinsèque sans courbure. Les sources *Fermi* dont le flux est important et dont le spectre est dur constituent des candidats privilégiés. À titre d'exemple, l'opportunité s'est présentée d'observer 1ES 0447-439 sur ce critère, ce qui a conduit à sa détection à plus de 6σ en moins de 20 heures (voir le paragraphe **??**).

La troisième stratégie choisit des "archétypes" de différentes classes d'AGN. Pour les types d'AGN qui n'ont pas encore été détectés au TeV, notamment les galaxies de Seyfert, les caractéristiques morphologiques du jet observées aux autres longueurs d'onde, de même que les modèles théoriques d'émission, sont utilisés pour choisir les sources susceptibles d'émettre au TeV et dont la découverte représenterait un apport scientifique important. Notons que l'observation d'AGN de tous types tend à minimiser les biais de sélection inhérents à la fois à l'observation en mode pointé et au temps global d'observation limité des ACT.

10.2 Tour d'horizon des AGN observés

Depuis 2004, c'est-à-dire depuis la fin de l'installation du réseau, jusqu'à la mi-2010, 54 AGN ont été observés avec H.E.S.S. Ces objets sont présentés dans les tableaux 10.1 (pour les sources détectées par H.E.S.S.) et 10.2 (pour les sources non détectées). Parmi ces objets, les principaux types d'AGN sont représentés.

Les observations couvrent des redshifts variés, entre 0.0018 et 0.610, c'est-à-dire dans la limite de ce qu'il est possible d'espérer détecter avec la sensibilité de H.E.S.S., compte tenu de l'absorption par le fond diffus extragalactique et de la gamme d'intensité des émissions connues. Étant donné la latitude du site H.E.S.S. (voir paragraphe 7.1), les sources de l'hémisphère Sud sont préférentiellement observées, mais l'hémisphère Nord reste visible jusqu'à des déclinaisons de 40° environ. Avec des objets dont les déclinaisons sont comprises entre -49.5° et $+39.7^{\circ}$, une partie de l'hémisphère Nord est observée. Les observations aux grands angles zénithaux ($\sim 60^{\circ}$) sont généralement consacrées à des émetteurs TeV connus et observés par les autres expériences Cherenkov. Cela permet selon les cas, de confirmer une détection, de suivre l'activité d'une source ou d'étudier des objets de l'hémisphère Nord en prenant éventuellement part à des campagnes conjointes d'observation avec les autres ACT. Les AGN dont l'ascension droite est comprise entre 5h et 12h sont moins représentés car ils sont visibles en même temps que le plan galactique qui constitue un enjeu majeur de l'expérience. Cette sélection n'étant pas liée aux caractéristiques des AGN, elle ne constitue pas un biais d'observation.

10.2.1 Les AGN de type blazar

Les blazars représentent près de 80% des AGN observés. Dans cette catégorie, les BL Lac, connus pour être des émetteurs aux TeV depuis la génération précédente de détecteurs Cherenkov, dominent avec 36 objets observés. Six FSRQ ont également été observées, leur sous représentation s'explique par une émission attendue à moins haute énergie que pour les BL Lacs (voir le paragraphe 2.2). L'un d'entre eux, III Zw 2, appartient cependant à la sous classe des HFSRQ dont les pics d'émission sont situés à plus haute énergie.

10.2.2 Les AGN de type non blazar

Les galaxies de Fanaroff Riley

Il existe des modèles qui prédisent l'émission aux très hautes énergies venant des radiogalaxies. Quatre objets de ce type parmi les plus proches ont été sélectionnés pour l'observation. Deux d'entre eux, des Fanaroff Riley de type I (FR I) – classe qui, dans le cadre du schéma d'unification des AGN, regroupe les objets de type BL Lac non alignés – ont été détectés : M 87, dont le jet pourrait ne pas être trop éloigné de notre ligne de visée (Acciari et al. 2009c)et Cen A dont la détection (Aharonian et al. 2009b) a demandé plus de 100 heures d'observation et dont le flux se situe à la limite de sensibilité de l'instrument (pour plus de précision sur ces sources voir les sections **??** et **??**). Les autres candidats sont 3C 120, également de type FR I, et Pictor A qui appartient à la catégorie des FR II, la population parente des FSRQ.

AGN	$\alpha_{ m J2000}$	$\delta_{ m J2000}$	Z	Туре	Temps Obs.
Détectés	[hms]	[d m s]			[h]
Blazars					
Mkn 421	11 04 27.31	+38 12.0 31.80	0.030	BL Lac	29.0
PKS 0548-322	05 50 40.60	-32 16.0 16.40	0.069	BL Lac	65.7
PKS 2005-489	20 09 25.39	-48 49.0 53.72	0.071	BL Lac	186.1
RGB J0152+017	01 52 39.78	+01 47.0 18.70	0.080	BL Lac	58.3
PKS 0447-439	04 49 24.70	-43 50.0 09.00	0.107	BL Lac	18.0
PKS 2155-304	21 58 52.06	-30 13.0 32.12	0.116	BL Lac	310.9
1ES 0229+200	02 32 48.60	+20 17.0 17.00	0.140	BL Lac	126.4
1RXS J101015.9-311909	0 10 15.90	-31 19.0 08.00	0.143	BL Lac	57.4
H 2356-309	23 59 7.91	-30 37.0 41.40	0.165	BL Lac	203.6
1ES 0347-121	03 49 23.20	-11 59.0 27.00	0.185	BL Lac	64.7
1ES 1101-232	11 03 37.57	-23 29.0 30.20	0.186	BL Lac	89.1
1ES 0414+009	04 16 52.41	+01 05.0 24.30	0.287	BL Lac	104.3
PG 1553+113	15 55 43.04	+11 11.0 24.37	>0.250	BL Lac	29.5
PKS 1510-089	15 12 50.53	-09 05.0 59.83	0.360	FSRQ	19.5
Radiogalaxies					
Cen A	13 25 27.61	-43 01.0 08.81	0.0018	FRI	229.9
M 87	12 30 49.42	+12 23.0 28.04	0.0044	FRI	100.8
Nature AGN à confirmer					
IGR J19443+2117	19 43 56.20	+21 18.0 22.95	?	GS	43.3

TAB. 10.1: Les AGN détectés par H.E.S.S. Pour chaque source sont donnés : sa latitude α_{J2000} et sa longitude δ_{J2000} en coordonnées équatoriales J2000, son redshift z, son type, et le temps d'observation qui lui a été consacré. Les positions, types et redshifts sont issus des bases de données SIMBAD (textthttp ://simbad.u-strasbg.fr/simbad/) et NASA/IPAC (textthttp ://nedwww.ipac.caltech.edu/).

Les galaxies de Seyfert

Les galaxies de Seyfert diffèrent des blazars et de leur population parente en ce que leurs jets qui, si détectés, ont une collimation moins importante et ne présentent pas d'indication de vitesse relativiste. À ce jour, aucune galaxie de Seyfert n'est connue pour émettre aux très hautes énergies ; 10% du temps d'observation de H.E.S.S dédié aux AGN leur est consacré.

Sept galaxies de Seyfert on été observées. Parmi elles, NGC 1068 est un objet de type 2 et serait donc vu par la tranche – mais la collimation moins importante du jet de ces objets rend la question de l'orientation moins importante. C'est la plus brillante et la plus proche, donc l'un des meilleurs candidats Seyfert pour le TeV. Les autres sont des galaxies de Seyfert de type I dont l'orientation rend visible les régions proches du noyau. Notons NGC 3783, proche et brillante, et pour laquelle le satellite X Chandra a révélé la présence d'un vent rapide d'atomes ionisés qui aurait pour origine la région du trou noir central (Kaspi et al. 2002), et NGC 7469, qui présente la particularité d'abriter un disque de gaz très proche du noyau, siège de nombreuses formations d'étoiles (Genzel et al. 1995). Notons également PKS 0558-504 est une galaxie de type Seyfert à raies étroites dont des sursauts répétés observés en X indiqueraient la présence de jets à la collimation importante (Wang et al. (2001) et Gliozzi et al. (2001)).

AGN	Q 19999	διοορο	7	Type	Temps Obs
Non Détectés	[h m s]	0J2000 [d m s]	L	Type	[h]
Blazar		[amb]			[**]
Mkn 501	16 53 52 22	+39 45 0 36 61	0.034	BL Lac	42
PKS 0521-365	05 22 57 98	-36 27 0 30 85	0.055	BL Lac	16.1
PKS 2316-423	23 19 5.80	-42 06.0 48.00	0.055	BL Lac	8.3
III Zw 2	00 10 31.01	+1058.029.50	0.090	HFSRO	13.9
SHBL J001355.9-185406	00 13 55.90	-18 54.0 06.00	0.094	BL Lac	29.3
1ES 0145+138	01 48 29.80	+14 02.0 19.00	0.125	BL Lac	5.5
RGB J1117+202	11 17 6.20	+20 14.0 07.00	0.139	BL Lac	6.1
RGB J0109+182	01 09 8.20	+18 16.0 08.00	0.145	BL Lac	4.2
1ES 0323+022	03 26 13.97	+02 25.0 14.66	0.147	BL Lac	23.1
3C 273	12 29 6.70	+02 03.0 08.60	0.158	FSRQ	24.6
1ES 1440+122	14 42 48.30	+12 00.0 40.00	0.163	BL Lac	15.7
1ES 1218+304	12 21 21.94	+30 10.0 37.10	0.182	BL Lac	3.3
PKS 0048-097	00 50 41.32	-09 29.0 05.21	0.200	BL Lac	9.8
1ES 0647+250	06 50 46.60	+25 03.0 00.00	0.203	BL Lac	2.0
1ES 2343-151	23 45 37.80	-14 49.0 10.00	0.224	BL Lac	17.7
RBS 1888	22 43 41.60	-12 31.0 38.00	0.226	BL Lac	8.8
3EG J0215+1123	02 16 0.00	+11 22.0 48.00	0.250	BL Lac	2.3
BWE 0210+1159	02 13 5.00	+12 13.1 00.00	0.252	FSRQ	7.2
PKS 0301-243	03 03 26.50	-24 07.0 11.50	0.260	BL Lac	10.2
HS 2250+1926	22 53 7.37	+19 42.0 34.63	0.284	FSRQ	19.8
SHBL J032541.0-164618	03 25 41.00	-16 46.0 18.00	0.291	BL Lac	18.1
EXO 0556.4-3838	05 58 6.20	-38 38.0 27.00	0.302	BL Lac	11.1
1ES 0507-040	05 09 38.20	-04 00.0 46.00	0.304	BL Lac	10.3
Q J22548-2725	22 54 53.20	-27 25.0 09.40	0.333	BL Lac	2.5
SHBL J213135.4-091523	21 31 35.40	-09 15.0 23.00	0.449	BL Lac	27.1
3C 279	12 56 11.17	-05 47.0 21.52	0.536	FSRQ	6.5
KUV 00311-1938	00 33 34.39	-19 21.0 33.70	0.610	BL Lac	6.1
RGB J0812+026	08 12 1.90	+02 37.0 33.00	?	BL Lac	1.3
Non Blazar					
NGC 1068	02 42 40.83	-00 00.0 48.40	0.004	Sey 2	23.6
NGC 3783	11 39 1.78	-37 44.0 18.70	0.010	Sey 1	5.9
NGC 7469	23 03 15.75	+08 52.0 25.90	0.016	Sey 1	12.6
3C 120	04 33 11.10	+05 21.0 15.62	0.033	FRI	8.5
Pictor A	05 19 49.69	-45 46.0 44.50	0.035	FR II	27.9
PG 2209+184	22 11 53.66	+18 41.0 51.40	0.070	Sey 1	9.7
IERS B1345+125	13 47 33.36	+12 17.0 24.24	0.122	Sey 1	10.8
PKS 0558-504	05 59 46.78	-50 26.0 39.30	0.137	NLSI	11.3
1RXS J033311.8-361942	03 33 9.60	-36 19.0 40.00	0.308	Sey 1	16.4

TAB. 10.2: Les AGN observés par H.E.S.S. qui n'ont pas donné lieu à une détection. Pour chaque source sont donnés : sa latitude α_{J2000} et sa longitude δ_{J2000} en coordonnées équatoriales J2000, son redshift z, son type, et le temps d'observation qui lui a été consacré. Les positions, types et redshifts sont issus des bases de données SIMBAD (textthttp ://simbad.u-strasbg.fr/simbad/) et NASA/IPAC (text-thttp ://nedwww.ipac.caltech.edu/).

Bilan

Sur les 54 AGN observés, 16 ont été détectés et sont présentés en détail dans le chapitre 11. Des centaines d'heures d'observation sont cumulées sur ces sources émettrices au TeV, du fait de la politique de suivi des sources – notamment celles qui, comme PKS 2155-304 en 2006, ont présenté une activité exceptionnelle – mais aussi de par la volonté de consacrer une fraction importante du temps d'observation aux sources qui présentent un signal encourageant et dont le suivi se solde généralement par une découverte – comme illustré par les détections récentes de Cen A et de 1ES 0414+009. En conséquence, sur 5 ans et demi, les observations qui n'ont pas mené à une détection ne représentent que $\sim 20\%$ du temps total réservé aux AGN. Loin d'être inutiles, les données récoltées pendant ces observations sans détection permettent de poser des limites supérieures sur le flux des sources. Ces limites ont été calculées et sont présentées dans le chapitre 12.

Chapitre 11

Cartes d'identité des AGN détectés par H.E.S.S.

La population d'AGN détectés par H.E.S.S rassemble à ce jour¹ 17 sources. Il s'agit d'objets de type BL Lac à l'exception de Cen A et M 87, deux FR I – qui sont aussi les objets les plus proches – et de PKS 1510-089, une FSRQ; à noter également IGR J19443+2117, un candidat AGN mais dont la nature n'est pas encore clairement établie. Qui sont ces objets et à quoi ressemblent-ils lorsqu'on les observe avec H.E.S.S. ? Pour répondre à ces questions, la carte d'identité de chacune de ces 17 sources est établie et présente les résultats de l'analyse des données recueillies par H.E.S.S.

Le paragraphe 11.1 présente le type d'informations que l'on trouve dans ces cartes d'identité. Il introduit également les notations qui y sont utilisées et quelques remarques sur les spectres et les courbes de lumière. Les cartes d'identité des AGN détectés par H.E.S.S. sont ensuite présentées, par redshift croissant des sources, des sections 11.2 à 11.18. Enfin, le paragraphe 11.19 dresse le bilan de l'observation de cette population d'AGN en résumant les principales caractéristiques des objets.

11.1 Le contenu des cartes d'identité

11.1.1 Les informations rassemblées

Chaque carte d'identité comprend deux à trois parties principales. La première constitue une brève introduction de l'objet. On y trouve le nom de l'AGN, son type et celui de sa galaxie hôte (si disponible), sa position (en coordonnées à l'époque J2000) et, si ces valeurs sont connues, le redshift de la source et une estimation de la masse du trou noir. Quelques informations sur les observations multi-longueur d'onde sont également données. La seconde partie se concentre sur l'observation aux très hautes énergies (THE) et sur les résultats de l'analyse des données récoltées par H.E.S.S. Elle débute par la découverte de l'émission de l'objet à ces énergies et les raisons qui ont poussé à son observation avec H.E.S.S. Puis, les données et les résultats de leur analyse sont présentés : le signal mesuré et, si ce dernier est suffisant à leur construction, le spectre et la courbe de lumière de la source. Enfin, la carte d'identité des sources qui offrent les résultats les plus riches aux très hautes énergies se termine par une troisième partie. Celle-ci rassemble les points forts des observations avec H.E.S.S. mais aussi avec les autres ACT, le cas échéant.

¹Pour ce chapitre, le "recensement" des AGN détectés par H.E.S.S. a été établie jusqu'au mois d'avril 2010.

11.1.2 Remarques sur l'analyse et la notation

Les données utilisées pour l'analyse

Ce chapitre rassemble les résultats des observations menées par H.E.S.S. depuis début 2004² jusqu'au mois d'avril 2010. Ces observations ont été réalisées en mode Wobble (voir paragraphe 8.4.1). Les analyses sont réalisées suivant la méthode présentée dans le chapitre 8 sur les données qui ont passé la sélection de qualité (voir le paragraphe 7.6). Le nombre d'évènements dans les régions ON et OFF sont déterminés à partir de la méthode de fond multiples réfléchis présentée dans le paragraphe 8.4.2 et la significativité du signal est obtenue à partir de la formule de Li & Ma donnée dans l'équation 8.5 dans le paragraphe 8.5. Les informations sur les données utilisées et le signal mesuré sont rassemblées dans le tableau du paragraphe "Données et détection par H.E.S.S." de chaque carte d'identité. Ce tableau contient :

- T: le temps d'observation après sélection sur la qualité des données,
- Dates : la période dans laquelle les données utilisées pour l'analyse présentée ont été collectées,
- Zen : l'angle zénithal moyen des observations en degrés,
- ON : le nombre d'évènements dans la région autour de la source,
- OFF : le nombre d'évènements dans les régions hors source,
- $-\alpha$: le facteur de normalisation entre les régions ON et OFF,
- Excès : le signal mesuré,
- Sign. : la significativité du signal mesuré en nombre de déviations standard σ ,
- *Config.* : la configuration d'analyse utilisée (voir le paragraphe 8.6 pour la définition des coupures correspondant aux différentes configurations).

Spectres et courbes de lumière

La méthode utilisée pour réaliser les spectres et les courbes de lumière est présentée dans le chapitre 9. Le spectre de chaque source présentant une statistique suffisante est ajusté par une loi de puissance et, pour les sources les plus brillantes, une forme alternative présentant une courbure est également testée. Le tableau présenté dans la section **Spectre** des cartes d'identité rassemble les informations relatives à la construction du spectre, à savoir :

- $-E_s$: l'énergie seuil utilisée pour réaliser le spectre,
- *Excès* : le signal mesuré au delà de E_s ,
- Sign. : la significativité de ce signal en nombre de déviations standard σ ,
- $-\Gamma$: l'indice spectral de la loi de puissance ou, le cas échant, de la loi de puissance avec coupure exponentielle et son erreur statistique (seulement),
- E_c : l'énergie de coupure pour une loi de puissance avec coupure exponentielle (le cas échéant),
- E_{dc} : l'énergie de décorrélation de l'ajustement (pour une loi de puissance),
- $-\phi(E_{dc})$: le flux différentiel à l'énergie de décorrélation (pour une loi de puissance),
- Config. : la configuration d'analyse utilisée.

Sur les figures, comme introduit dans le paragraphe 9.2.3, chaque spectre est représenté par une zone verte symbolisant l'intervalle de confiance à 1σ , construit à partir de la matrice de variance-covariance M_{σ} avec :

$$M_{\sigma} = \left(\begin{array}{cc} \sigma_{\phi} & \sigma_{\phi\Gamma} \\ \sigma_{\Gamma\phi} & \sigma_{\Gamma} \end{array}\right)$$

²Il s'agit de l'époque à laquelle le quatrième télescope du réseau est entré en service.

pour un ajustement par une loi de puissance et avec :

$$M_{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{\phi} & \sigma_{\phi\Gamma} & \sigma_{\phi\beta} \\ \sigma_{\Gamma\phi} & \sigma_{\Gamma} & \sigma_{\Gamma\beta} \\ \sigma_{\beta\phi} & \sigma_{\beta\Gamma} & \sigma_{\beta} \end{pmatrix}$$

pour un ajustement par une loi de puissance avec coupure exponentielle, où $\beta = 1/E_c$ et E_c est l'énergie de coupure. Sur ces mêmes figures, les points et résidus sont donnés à titre indicatif afin d'illustrer la statistique disponible dans chaque intervalle et la compatibilité de l'ajustement avec les données (voir le paragraphe 9.2.3).

La compatibilité des courbes de lumière avec un flux constant est testée pour différentes échelles temporelles. Lorsqu'un flux négatif est mesuré dans une période d'observation (alors représenté en gris sur les graphiques), une limite supérieure à 99.9% est calculée en utilisant la méthode de Feldman & Cousins (1998). Notons que dans ce cas, c'est toujours le flux et non la limite supérieure qui est prise en compte lors de l'ajustement de la courbe de lumière avec une fonction constante.

11.2 Cen A

Type : FRI	Distance :	z=0.0018 (3.4 Mpc)
Galaxie hôte : Elliptique, NGC 5128	Position :	13h25m27.615s -43d01m8s
Masse du trou Noir : $(5.5 \pm 3.0) \times 10^7 M_{\odot}$) (Cappellari et	al. 2009)

Notes : Cen A est l'AGN le plus proche et le plus étudié à toutes les longueurs d'onde (voir Israel (1998) pour une revue). Cette radiogalaxie de type FR I présente des jets qui s'étendent jusqu'aux échelles du kpc et sont une source confirmée d'émission non thermique sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Ils présentent une structure complexe et se terminent par des lobes radio géants ($8^{\circ} \times 4^{\circ}$). L'orientation des jets fait un angle estimé entre 15 et 80 degrés avec notre ligne de visée (Horiuchi et al. 2006). En radio, un élargissement à la base du jet a été observé grâce à des techniques VLBI (Very Long *Base Line Interferometry*) spatiale. Un angle d'ouverture de $\sim 3^{\circ}$ à ~ 0.4 pc du cœur est mesuré et augmente comme on se rapproche des régions centrales pour atteindre $\sim 12^{\circ}$ à $\sim 0.1 \,\mathrm{pc}$ du cœur (Horiuchi et al. 2006). En X le jet interne est résolu (avant le kpc) et présente une structure complexe avec des régions de surdensités brillantes et de l'émission diffuse (Kraft et al. 2002). De l'émission non thermique a été détectée par Chandra dans les régions de choc d'un des lobes radio (Croston et al. 2009). Cette source est également détectée dans la gamme d'énergie s'étendant du MeV au GeV, entre 1991 et 1995, par l'ensemble des instruments à bord du Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO). Son instrument COMPTEL mesure le pic du spectre aux alentours de $0.1 \,\mathrm{MeV}$ (Steinle et al. 1998) et rapporte une variabilité particulièrement prononcée autour de 10 MeV. Le niveau de flux mesuré par EGRET a également été étudié par Sreekumar et al. (1999). Plus récemment, Fermi a détecté non seuleument le noyau central de cet objet mais aussi une émission venant des lobes radio géants (Fermi-LAT Collaboration et al. 2010).

Découverte THE : Cen A est découverte par H.E.S.S. en 2009 (Aharonian et al. 2009b). Un signal de 330γ est détecté à 5σ avec l'analyse standard après plus d'une centaine d'heures d'observation.

Raisons d'observation par H.E.S.S. : Les raisons qui ont poussé à l'observation de Cen A par H.E.S.S. sont multiples. Certains modèles prédisent de l'émission au THE venant cette radiogalaxie dont le jet n'est pas aligné avec notre ligne de visée (voir par exemple Bai & Lee (2001), Stawarz et al. (2003) ou encore Lenain et al. (2008)). Cen A, le plus proche des objets de ce type, est donc une cible de choix. Les observations passées de Cen A portent aussi à croire qu'il s'agit d'un bon candidat pour émettre au THE. En effet, cette source est détectée au dessus de 100 MeV par EGRET (c'est le seul AGN non blazar vu par l'instrument) et, au-dessus de 300 GeV, une indication de signal (4.5σ) a été mesuré par un télescope Cherenkov non imageur (Grindlay et al. 1975) durant un sursaut historique en X dans les années 1970.

Données et détection par H.E.S.S. : Cen A se trouve à la limite de sensibilité de H.E.S.S. La significativité du signal obtenue après plusieurs années d'intégration est similaire que l'on utilise les coupures standard ou loose. En revanche, l'excès obtenu à partir des coupures loose est plus de trois fois supérieur à celui obtenu avec les coupures standard. Les résultats sont rassemblés dans le tableau ci-dessous. L'analyse présentée ici regroupe l'ensemble des données prises sur Cen A jusque février 2010, ce qui correspond, après coupures de sélection sur la qualité des données, à 175 heures, soit près de 60 heures supplémentaires par rapport au papier de découverte (Aharonian et al. 2009b).

Т	Dates	Zen	ON	OFF	α	Exces	Sign.	Config.
[h]		[d]					$[\sigma]$	
175.3	15 Apr. 2004 - 22 Feb. 2010	23.9	8258	118456	0.0652	529	5.77	std
175.3	15 Apr. 2004 - 22 Feb. 2010	23.9	89594	691653	0.1270	1772	5.61	loose

Spectre :

E_s	Exces	Sign.	Γ	$E_{\rm dc}$	$\phi(E_{ m dc})$	Config.
[TeV]	$(>E_s)$	$[\sigma]$		$[\mathrm{TeV}]$	$[10^{-12} \mathrm{cm}^{-2} \mathrm{s}^{-1} \mathrm{TeV}^{-1}]$	
0.20	734	4.04	2.50 ± 0.36	0.54	1.01 ± 0.22	loose

Comme montré précédemment, les coupures loose fournissent ici une statistique plus importante que celle obtenue à partir des coupures standard, notamment du fait d'une coupure en charge plus faible. L'analyse spectrale présentée ci-contre a donc été obtenue dans ces conditions. Les résultats sont compatibles avec ceux obtenus avec les coupures standard et avec ceux publiés.

$$M_{\sigma} = \begin{pmatrix} 4.3 \times 10^{-5} & -1.7 \times 10^{-3} \\ -1.7 \times 10^{-3} & 1.3 \times 10^{-1} \end{pmatrix}$$

Courbe de lumière :

Les flux intégrés au delà de 200 GeV moyennés à l'échelle du mois sont présentés sur la courbe de lumière cicontre. L'ajustement de cette dernière par un flux constant conduit à une probabilité de $\chi^2 P(\chi^2) = 0.44$ pour un $\chi^2/dof = 17.1/17$. Aucune variabilité du flux au delà de 200 GeV n'est mesurée. Étant donné le niveau de flux, pour être mesurable par H.E.S.S., une variation d'un facteur 20 à l'échelle de la nuit est nécessaire.





Commentaires : La proximité de Cen A devrait permettre de tester une possible extension mais aussi déterminer si l'émission observée par H.E.S.S provient des zones proches du noyau et/ou des jets. Connaître la région responsable de l'émission au THE et la comparer à ce qui est vu aux autres longueurs d'onde constituerait une contrainte très forte pour les modèles d'émission. Dans cette optique, une partie importante du temps d'observation dédié aux AGN est aujourd'hui consacrée à cette source.

11.3 M87

Type : FRI	Distance :	z=0.004360 (16 Mpc)
Galaxie hôte : Elliptique M 87	Position :	12h30m49.423s +12d23m28s
		(au centre de l'amas de la vierge)
Masse du trou Noir : $3.2\pm0.9\times10^9M_{\odot}$	(Macchetto et al.	. 1997)

Notes : M 87 est une radiogalaxie de type FR I. Son jet (détecté), qui s'étend jusqu'à 2 kpc, est résolu en radio, en optique et dans la gamme des rayons X (Marshall et al. 2002). Cette source est parfois qualifiée de blazar mal aligné du fait de l'orientation de son jet par rapport à notre de visée qui fait un angle estimé entre 15 et 25 degré (Acciari et al. 2009c). M 87 fait partie de la dizaine de radiogalaxies détectées par *Fermi* (Abdo et al. 2010c).

Découverte THE : En 2003, HEGRA (Aharonian et al. 2003a) reporte une indication de signal au delà de 750 GeV (> 4σ). En 2006, H.E.S.S. confirme cette source comme émettrice au THE (Aharonian et al. 2006e) et surprend notamment un sursaut d'activité pendant lequel une variabilité de l'ordre du jour est mesurée. C'est le premier AGN détecté au THE qui ne soit pas un BL Lac.

Raisons d'observation H.E.S.S. : Il s'agissait de confirmer la détection du signal mesuré par HEGRA et d'approfondir l'étude de cette source, la première radiogalaxie découverte aux très hautes énergies.

Données et détection H.E.S.S. : Les données des années 2003 à 2006 sont présentées dans le papier découverte. Ici, les observations de 2003 ne sont pas inclues (car il s'agit d'observations menées lorsque le réseau était encore incomplet) mais celles de 2008 et 2009 sont ajoutées. L'excès mesuré avec ce lot de données est plus de deux fois supérieure à celui publié, pour une significativité comparable.

Т	Dates	Zen	ON	OFF	α	Exces	Sign.	Config.
[h]		[d]					$[\sigma]$	
72.9	4 Feb. 2004 - 12 Feb. 2010	40.3	3999	39562	0.0851	632	10.13	std

Spectre :

E_s	Exces	Sign.	Г	$E_{\rm dc}$	$\phi(E_{\rm dc})$	Config.
$[\mathrm{TeV}]$	$(>E_s)$	$[\sigma]$		$[\mathrm{TeV}]$	$[10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}]$	
0.30	504	11.54	2.18 ± 0.12	1.17	0.41 ± 0.04	std

Le spectre de M 87 est l'un des plus dur mesuré pour un AGN dans la gamme des THE. Les formes spectrales des années 2004 et 2005 ont été trouvée statistiquement compatible (cf. papier découverte). Tous les runs d'observations disponibles ont été répartis en fonction de leur niveau de flux selon $\Phi(> 300 \,\mathrm{GeV}) \ge \mathrm{ou} < \mathrm{a} \ 2 \times 10^{-12} \,\mathrm{cm}^{-2} \mathrm{s}^{-1}$, de manière à isoler du reste des observations les données correspondant à la forte activité de 2005. Deux spectres ont été construits à partir de ces deux échantillons mais aucune variabilité spectrale n'a été mesurée.



$$M_{\sigma} = \left(\begin{array}{cc} 2.64 \times 10^{-5} & 1.33 \times 10^{-4} \\ 1.33 \times 10^{-4} & 1.43 \times 10^{-2} \end{array}\right)$$

Courbe de lumière :

La première courbe de lumière représente les flux intégrés au delà de 300GeV moyennés à l'échelle du mois; celle-ci est clairement variable. La seconde est construite à l'échelle de la nuit pour les deux mois d'observations de l'année 2005. Durant cette période, la source présente une variabilité à l'échelle du jour, c'est la variabilité la plus rapide observée pour cette source même aux autres longueurs d'onde. Si l'on se place dans le cadre de l'hypothèse de causalité et que l'on considère un facteur Doppler peu important - étant donné la nature de l'objet c'est tout à fait envisageable - la variabilité à l'échelle du jour permet de poser des contraintes fortes sur la taille de la zone d'émission qui serait de l'ordre de grandeur de celle du rayon de Schwarzschild du trou noir (Aharonian et al. 2006e).


Commentaires : La variabilité rapide de M 87 a été confirmée par les observations de MAGIC (Albert et al. 2008) et de VERITAS (The VERITAS Collaboration et al. 2010) en 2008. Étant donné la résolution angulaire de H.E.S.S., cette source apparaît comme ponctuelle. Cependant, la région responsable de l'émission aux THE peut être recherchée en se basant sur les observations X, qui sont capables de résoudre les surdensités au sein du jet, et en faisant l'hypothèse qu'une corrélation entre l'émission X et TeV est signe d'une région d'émission commune. Des campagnes multi-longueurs d'onde et multi-ACT ont été organisées mettant notamment en évidence une relation entre l'augmentation de l'activité radio et les sursauts d'activité de la source aux THE (Acciari et al. 2009c), une telle association semble également présente dans l'émission de PKS 2155-304.

11.4 Mkn 421

Type : BL LacDistance : z=0.03Galaxie hôte : Elliptique géantePosition : 11h04m27.314s + 38d12m8sMasse du trou Noir : $\sim (1.6 \pm 0.2) \times 10^8 \, M_{\odot}$ (Woo et al. 2005)

Notes : Mkn 421 est la BL Lac la plus brillante en X et en UV. Son spectre s'étend de la radio aux très hautes énergie et son émission est également mesurée aux énergies du MeV et du GeV grâce aux observations de EGRET et de *Fermi*.

Découverte THE : Mkn 421 est la seconde source détectée aux THE (la première extragalactique), c'est aussi l'une des plus brillantes. C'est Whipple qui découvre son émission à ces énergies en 1992 (Punch et al. 1992) – il n'a depuis cessé de l'observer (voir par exemple Grube (2007)). Cet objet a ensuite été détecté par de nombreux ACT : HEGRA (Petry et al. 1996), CAT (Piron et al. 2001), H.E.S.S. (Aharonian et al. 2005e), MAGIC (Albert et al. 2007a) et VERITAS (Acciari et al. 2009d) ; mais aussi par les autres types de détecteurs au sol : CELESTE (Smith et al. 2006), STACEE (Boone et al. 2002), TACTIC (Yadav et al. 2008), MILAGRO (Atkins et al. 2004), Tibet III (Amenomori et al. 2003) et ARGO-YBJ (Aielli et al. 2010).

Stratégie d'observation H.E.S.S. : Étant donné sa déclinaison, la source n'est visible par H.E.S.S. qu'à grand angle zénithal $(60^\circ - 65^\circ)$. Les observations sont privilégiées pendant les états hauts de la sources, repérés par les ACT situé au nord ou aux autres longueurs d'onde. Les observations de H.E.S.S. permettent de couvrir l'émission à plus haute énergie (> 1 TeV) de Mkn 421 et sont donc complémentaires à celles réalisées par d'autres ACT situés à des latitudes privilégiées étant donnée la position de cette source.

Données et détection H.E.S.S. : Depuis la dernière publication (sursaut de 2004) la source a été observée en 2006, 2007, 2008 et 2010 pour un total de 22.4 h après coupures sur la qualité des données, soit un peu moins de 10h supplémentaires. Toutes les données sont présentées ici. L'angle zénithal moyen d'observation est de 62° ce qui implique une énergie seuil supérieure à 1TeV.

Т	Dates	Zen	ON	OFF	α	Exces	Sign.	Config.
[h]		[d]					$[\sigma]$	
22.4	25 Jan. 2004 - 20 Feb. 2010	62.2	6706	12257	0.0915	5585	103.73	std

Spectre :

E_s	Exces	Sign.	Г	E_c	Config.
[TeV]	$(>E_s)$	$[\sigma]$		[TeV]	
1.2	4813	100	2.45 ± 0.10	4.56 ± 0.5	std

Pour représenter la forme spectrale de Mkn 421, une loi de puissance avec coupure exponentielle est privilégiée par rapport à une loi de puissance simple avec une significativité de 10σ . L'énergie de coupure est située aux alentours de 4.5 TeV, ce qui est compatible avec les mesures précédentes de H.E.S.S. mais aussi celle de HEGRA et Whipple (voir Aharonian et al. (2005e) et les références que l'on y trouve) Cette courbure pourrait être intrinsèque à la source par opposition à un effet due à l'absorption par l'EBL. En effet, la coupure se situé à une énergie inférieure à celle mesurée par HEGRA dans le spectre de Mkn 501 (Aharonian et al. 1999b), une source située à une distance similaire et qui subit donc le même niveau d'absorption.



$$M_{\sigma} = \begin{pmatrix} 4.64 \times 10^{-1} & 5.57 \times 10^{-2} & -1.15 \times 10^{-2} \\ 5.57 \times 10^{-2} & 8.66 \times 10^{-3} & -2.12 \times 10^{-3} \\ -1.15 \times 10^{-2} & -2.12 \times 10^{-3} & 5.94 \times 10^{-4} \end{pmatrix}$$

La première courbe de lumière représente le flux intégré au delà de 1.5 TeV moyenné par mois. Les deux suivantes couvrent respectivement les mois d'avril 2004 et février 2010, durant lesquels la source présente une activité plus importante, et représente le flux pour chaque run d'observation. Comme l'énergie seuil pour la période d'avril 2004 est plus basse que l'énergie moyenne de l'ensemble des données, le flux intégré est calculé au delà de 1.2 TeV pour cette période d'observation. Durant ces deux périodes d'activité, la variabilité de Mkn 421 est mesuré d'une nuit à l'autre, et jusqu'à des temps d'une quinzaine de minute pour la nuit de plus forte activité correspondant au MJD 53113 (Aharonian et al. 2005e).



Commentaires : Durant le sursaut de 2004 une variabilité du spectre, avec un durcissement lorsque le flux augmente, a été observé par H.E.S.S. Une telle corrélation a également été observée par Whipple (Krennrich et al. 2002) et MAGIC (Albert et al. 2007a) durant des sursauts d'activité de la source, mais aussi à long terme (Grube 2007).

La relation entre les variations des flux aux THE et en X a été observée, à long terme (Grube 2007) mais aussi à court terme (Albert et al. 2007a; Aharonian et al. 2005e; Fossati et al. 2008), avec la mesure des corrélations linéaires, mais aussi quadratiques.

11.5 PKS 0548-322

Type : BL LacDistance : z=0.069Galaxie hôte : Elliptique géantePosition : 05h50m40.60s -32d16m8sMasse du trou Noir : $\sim 1.7^{+0.5}_{-0.4} \times 10^8 M_{\odot}$ (Woo et al. 2005)

Notes : PKS 0548-322 est découverte pour la première fois en X par le satellite HEAO (Mushotzky et al. 1978) et a depuis été très étudié à cette longueur d'onde – voir la revue de Perri et al. (2007). La position du pic synchrotron dans le domaine des X – mesurée entre 1 et 5 keV (Urry et al. 1986) – a valu à la source d'être qualifiée de HBL par Padovani & Giommi (1995). Cette source a également été détectée en X dur par *Swift*-BAT (Tueller et al. 2008). EGRET n'a pas détecté cette source (Hartman et al. 1999), *Fermi* non plus, tout du moins durant ses 11 premiers mois de vol (Abdo et al. 2010b).

Découverte THE : L'émission aux THE de PKS 0548-322 est découverte par H. E. S. S. collaboration : F. Aharonian et al. (2010) après une soixantaine d'heures d'observation.

Raisons d'observation H.E.S.S. : Son flux important en radio et en X, une caractéristique partagée par les autres BLLac vus aux THE (Costamante & Ghisellini 2002), en font une source prometteuse, un avis que partage également Stecker et al. (1996) qui prédit l'émission aux THE de plusieurs BLLac en se basant des modèles simples d'émission.

Données et détection H.E.S.S. : C'est une source faible pour laquelle le signal dépasse à peine une significativité de 4σ avec l'analyse qui utilise les coupures standard. En utilisant les coupures hard, adaptées aux sources faibles avec un spectre dur, le signal ressort davantage avec 5.41σ . Les données présentées ici contiennent une dizaine d'heures d'observation supplémentaires – après coupure sur la qualité – par rapport au papier de découverte. Les résultats présentés dans ce papier ont été obtenus avec une méthode d'analyse basée sur la reconstruction à 3D des cascades (Lemoine-Goumard et al. 2006) dont les coupures permettent d'obtenir un excès comparable à celui obtenu avec les coupures standard et mesuré avec une significativité de l'ordre de celle obtenue avec les coupures hard.

Т	Dates	Zen	ON	OFF	α	Exces	Sign.	Config.
[h]		[d]					$[\sigma]$	
52.9	28 Dec. 2003 - 7 Nov. 2008	13.7	3022	30963	0.0909	207	3.69	std
47.7	28 Dec. 2003 - 7 Nov. 2008	13.7	357	3116	0.0836	96	5.41	hard

Spectre :

ĺ	E_s	Exces	Sign.	Γ	$E_{\rm dc}$	$\phi(E_{ m dc})$	Config.
	$[\mathrm{TeV}]$	$(>E_s)$	$[\sigma]$		$[\mathrm{TeV}]$	$[10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}]$	
	0.30	193	6.31	2.63 ± 0.28	0.66	0.88 ± 0.14	std

Si le signal ressort davantage avec les coupures hard les statistiques ne sont pas suffisantes pour dériver un spectre qui est par conséquent réalisé à partir des données analysées en utilisant les coupures standards.



$$M_{\sigma} = \begin{pmatrix} 3.42 \times 10^{-5} & -9.93 \times 10^{-4} \\ -9.93 \times 10^{-4} & 8.09 \times 10^{-2} \end{pmatrix}$$

Energy (TeV)

Pour chaque période d'observation, le flux intégré au delà de 300 GeV est représenté. L'ajustement de cette courbe de lumière par un flux constant conduit à une probabilité de $\chi^2 P(\chi^2) = 0.6$ pour un $\chi^2/dof = 8.2/10.$ Aucune variabilité n'a donc pu être mesurée.



11.6 PKS 2005-489

Type : BL LacDistance : z=0.071Galaxie hôte : ElliptiquePosition : 20h09m25.391s -48d49m8sMasse du trou Noir : $(3.2 - 4.5) \times 10^8 M_{\odot}$ ((Wu et al. 2002))

Notes : Cette source est découverte en radio 1975 et classée BL Lac en 1986 (Wall et al. 1975, 1986). Elle est classée comme HBL par Sambruna et al. (1995) sur la base du rapport entre ses flux radio et X, et car le pic synchrotron de son spectre se trouve dans l'UV. Son émission X est fortement variable et un durcissement de l'indice spectral associé à une augmentation du flux a été observé à maintes reprises par différents instruments – un bref historique est présenté dans H.E.S.S. Collaboration et al. (2010e). De l'émission a également été détectée dans la gamme des X dur par le satellite *Swift* (Massaro et al. 2008). Si elle a été marginalement détectée par EGRET (Lin et al. 1996; Lamb & Macomb 1997), l'émission aux hautes énergies estde cet AGN confirmée par *Fermi* qui l'observe dès ses trois premiers mois de vol (Abdo et al. 2009b).

Découverte THE : PKS 2005-489 est découverte par H.E.S.S. à la suite d'observation réalisées entre 2003 et 2004 (Aharonian et al. 2005d).

Raisons d'observation H.E.S.S. : Cette source est un bon candidat aux THE du fait de ses flux importants en radio et en X (Costamante & Ghisellini 2002). Elle est également considérée comme prometteuse par Stecker et al. (1996).

Données et détection H.E.S.S. :

Depuis sa détection, cette source a été observée chaque année avec notamment l'organisation de campagnes multi-longueurs d'onde qui ont permis de construire la première SED simultanée. Les résultats des observations menées entre 2004 et 2007 sont présentés dans H.E.S.S. Collaboration et al. (2010e). Depuis, la source a été observée en 2008 et 2009. L'ensemble des observations sont présentées ici, soit une quarantaine d'heures supplémentaires (après sélection sur la qualité des données), un excès presque doublé et une significativité accrue de près de 10σ par rapport à la publication précédante.

Т	Dates	Zen	ON	OFF	α	Exces	Sign.	Config.
[h]		[d]					$[\sigma]$	
134.4	15 Jun. 2004 - 18 Jul. 2009	33.5	8233	67114	0.0913	2103	24.31	std

Spectre :

E_s	Exces	Sign.	Γ	$E_{\rm dc}$	$\phi(E_{ m dc})$	Config.
$[\mathrm{TeV}]$	$(>E_s)$	$[\sigma]$		$[\mathrm{TeV}]$	$[10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}]$	
0.30	1282	22.22	3.38 ± 0.12	0.57	4.45 ± 0.22	std

Le spectre obtenu avec l'ensemble des données est compatible avec celui précédemment publié. Aucune variabilité spectrale n'a été mise en évidence (H.E.S.S. Collaboration et al. 2010e).



$$M_{\sigma} = \begin{pmatrix} 3.15 \times 10^{-5} & -5.74 \times 10^{-4} \\ -5.74 \times 10^{-4} & 1.55 \times 10^{-2} \end{pmatrix}$$

La courbe de lumière présentée ci-contre représente le flux intégré au-dessus de 300 GeV moyenné pour chaque période d'observation. L'étude de la variabilité entre 2004 et 2007 est présentée dans H.E.S.S. Collaboration et al. (2010e), elle ne révèle que des variations marginales du flux quel que soit l'échelle de temps considérée. La courbe de lumière à l'échelle de la nuit est représentée pour le mois de juin 2008 sur la seconde figure. Son ajustement par un flux constant mène à une probabilité de $\chi^2 P(\chi^2) = 6 \times$ 10^{-3} pour un $\chi^2/dof = 31/10$. C'est l'indication de variabilité la plus importante mesuré pour cette source.



11.7 RGB J0152+017

Type : BLLac	Distance : $z=0.080$
Galaxie hôte : Elliptique	Position : 01h52m39.78s +01d47m8s

Notes : Cette source est découverte en radio par le télescope NRAO Green Bank (Becker et al. 1991). Elle est classée comme une BL Lac par Laurent-Muehleisen et al. (1998) sur des critères spectroscopiques issus du ROSAT All-Sky Survey (RASS), puis comme IBL (Laurent-Muehleisen et al. 1999). Elle est détectée en X (Brinkmann et al. 1997). RGB J0152+017 ne fait pas parti des sources détectées par *Fermi* après ses 11 premiers mois d'observation.

Découverte TeV : H.E.S.S. découvre l'émission de cette source à partir des observations menée au mois de novembre 2007 (Aharonian et al. 2008d).

Raisons d'observation H.E.S.S. : Cette source est choisie comme candidat aux THE sur la base de ses flux importants en X et en radio.

Données et détection H.E.S.S. : L'analyse présentée ici rassemble toutes les observations dédiées à RGB J0152+019, les observations de 2007 notamment celles qui ont suivie la détection mais aussi celles de 2008 et 2009 qui ont eu lieu dans le cadre du suivi régulier de la source. Durant la première période d'observation (novembre 2007), un excès de 168 γ est mesuré avec une significativité de 6.6 σ en 15h d'observation après sélection sur la qualité des données (*asq*). Ce signal a diminué : la source n'est que marginalement détectée durant les 19h d'observation (*asq*) de décembre 2007 (96 γ mesuré avec une significativité de 3.5 σ). En 2008 (7h *asq*) et 2009 (9h *asq*) la source n'est plus visible, le signal mesuré a une significativité $< 2\sigma$.

Т	Dates	Zen	ON	OFF	α	Exces	Sign.	Config.
[h]		[d]					$[\sigma]$	
50.6	30 Oct. 2007 - 13 Nov. 2009	27.2	1993	18748	0.0909	289	6.50	std
50.6	30 Oct. 2007 - 13 Nov. 2009	27.2	15030	71091	0.2000	812	6.15	loose

Spectre :

E_s	Exces	Sign.	Г	$E_{\rm dc}$	$\phi(E_{ m dc})$	Config.
[TeV]	$(>E_s)$	$[\sigma]$		$[\mathrm{TeV}]$	$[10^{-12} \mathrm{cm}^{-2} \mathrm{s}^{-1} \mathrm{TeV}^{-1}]$	
0.20	475	5.35	3.00 ± 0.55	0.42	3.92 ± 0.76	loose

Pour réaliser le spectre, les coupures loose, qui permettent d'atteindre un seuil en énergie plus bas et donc un excès plus important, sont préférées, afin d'obtenir une meilleur détermination des paramètres. Ces derniers sont compatibles avec ceux dérivés en utilisant les coupures standards et avec ceux obtenus à partir de la première période d'observation (Aharonian et al. 2008d).



L'ajustement d'une constante sur cette courbe de lumière a une probabilité de $\chi^2 P(\chi^2) =$ 6.5×10^{-3} avec un $\chi^2/dof =$ 18/6. C'est la première indication de variabilité du flux au delà de 300GeV pour cette source.



Commentaires : La SED mesurée à partir des observations contemporaines à celles de H.E.S.S., en radio, optique et X a permis de classer cette source comme HBL (Aharonian et al. 2008d).

11.8 PKS 2155-304

Type : BLLac	Distance : $z=0.116$
Galaxie hôte : Elliptique géante	Position : 21h58m52.065s -30d13m8s

Notes : Dans l'hémisphère sud, PKS 2155-304 est le blazar le plus brillant, en X, en UV (Marshall et al. 1995) mais aussi aux très hautes énergies ; c'est également le plus étudié à toutes les longueurs d'onde. Il a été découvert pour la première fois en rayon X par le satellite HEAO (Griffiths et al. 1979) puis régulièrement détecté par ROSAT (Brinkmann et al. 1994), Beppo SAX (Chiappetti & Torroni 1997), RXTE (Vestrand & Sreekumar 1999) et Chandra (Nicastro et al. 2002). En radio, cette source est compacte et présente un spectre plat. Son émission est variable et les corrélations entre les différentes longueurs d'onde ont été extensivement étudiées (Urry et al. 1997). PKS 2155-305 est émetteur aux hautes énergie et il a été détecté par EGRET entre 30 MeV et 10 GeV (Vestrand et al. 1995). Plus récemment, le satellite *Fermi* a, dès ces premiers jours d'observations, détectée PKS 2155-304 qui est d'ailleurs facilement identifiable sur ses cartes du ciel. Cette source a été l'objet de la première campagne multi-longueur d'onde effectué par *Fermi* en août 2008 en partenariat avec H.E.S.S., ATOM, RXTE, *Swift*; c'est aussi la première campagne qui couvre simultanément ces quatre gammes de longueur d'onde. Elle mènera notamment à la construction du premier spectre quasi contigu du MeV jusqu'au TeV qui couvre le pic à haute énergie de la source (Aharonian et al. 2009c).

Découverte TeV : Le télescope Durham Mark IV (Chadwick et al. 1999) découvre l'émission aux THE de cette source après une quarantaine d'heures d'observation menant à un signal de plus de 700γ mesuré avec une significativité de 6.8σ .

Stratégie d'observation H.E.S.S. : Connue pour être émettrice aux THE, cette source fait naturellement partie des objets sélectionnés pour l'observation par H.E.S.S. C'est le premier objet détecté par l'instrument avant même l'installation complète du réseau (Aharonian et al. 2005c). Quelque soit l'état de flux de cette source variable, elle est toujours détectable par H.E.S.S. en moins d'une heure d'observation (H.E.S.S. Collaboration et al. 2010a). Le suivi de cette source est réalisé pour tenter de surprendre un état haut mais aussi pour accumuler des données afin d'étudier les corrélations à long terme avec les autres longueurs d'onde et d'améliorer la caractérisation de son émission lorsque le niveau de flux est faible.

Données et détection H.E.S.S. : Cet objet est l'un des plus brillants détectés par H.E.S.S. La statistique disponible a permis de caractériser l'état de flux bas moyen de la source (H.E.S.S. Collaboration et al. 2010a). C'est la première fois qu'un état quiescent a pu être caractérisé pour un AGN aux très hautes énergies. Des sursauts d'activité ont été observés en provenance de cette source (Aharonian et al. 2007g, 2009a). Durant le sursaut le plus exceptionnel, le flux moyen (> 200 GeV, sur toute la nuit) était sept fois supérieur à celui du Crabe et un signal de 11771γ a été mesuré avec une significativité de 168σ en une heure et demi d'observation (Aharonian et al. 2007g).

Т	Dates	Zen	ON	OFF	α	Exces	Sign.	Config.
[h]		[d]					$[\sigma]$	
230.3	14 Jul. 2004 - 31 Jul. 2009	20.4	68636	132930	0.0909	56552	325.09	std

Spectre : Les caractéristiques spectrales de cette source évoluent avec le niveau de flux. En ajustant une loi de puissance sur des spectres de la source construits pour différents niveaux de flux, il a été montré que l'évolution de l'indice spectral en fonction de ces niveaux de flux présente un comportement complexe qui diffère selon que la source est dans un état bas ou dans un état de sursaut d'activité (H.E.S.S. Collaboration et al. 2010a). Ici, nous cherchons à caractériser les spectres globaux de ces états de flux en utilisant l'ensemble des données H.E.S.S. disponibles. Les spectres sont construits en utilisant une analyse basée sur les coupures loose, adaptées à l'étude de sources molles et brillantes comme c'est le cas pour PKS 2155-304.

-État bas : Le spectre de l'état bas de PKS 2155-304 est construit sur l'ensemble des données à l'exception des runs où le niveau de flux au delà de 200 GeV dépasse 2×10^{-12} cm⁻² s⁻¹ (qui correspondent à l'état haut de juillet 2006). Les données prises durant l'été 2004 ne sont pas inclues car durant cette période d'observation la qualité de l'atmosphère, polluée par des feux de brousses, est mal connue. Ce spectre est bien représenté par une loi de puissance dont les paramètres sont présentés dans le tableau ci-dessous. Malgré la statistique disponible, une courbure n'est pas mesurée de manière significative dans ce lot de données. Ces résultats sont compatibles avec ceux précédemment dérivés pour l'état bas de la source : entre 2005 et 2007 d'une part (H.E.S.S. Collaboration et al. 2010a) et durant l'été 2008 d'autre part (Aharonian et al. 2009c).

E_s	Exces	Sign.	Г	$E_{\rm dc}$	$\phi(E_{ m dc})$	Config.
[TeV]	$(>E_s)$	$[\sigma]$		$[\mathrm{TeV}]$	$[10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}]$	
0.20	24204	113.89	3.44 ± 0.02	0.33	123.00 ± 1.26	loose



-État haut :

E_s	Exces	Sign.	Γ	E_c	Config.
[TeV]	$(>E_s)$	$[\sigma]$		[TeV]	
0.20	26976	254.83	2.94 ± 0.04	1.71 ± 0.18	loose

Le spectre de l'état haut est construit en sélectionnant les données prises durant les deux nuits de l'été 2006, MJD 53944 et MJD 53946, alors que la source présentait un fort sursaut d'activité. Une loi de puissance avec coupure exponentielle reproduit le spectre et est préférée à une loi de puissance simple avec une significativité de 13σ . Le flux différentiel à 1 TeV ϕ_0 , l'indice spectral γ et l'énergie de courbure E_c sont présentés sur le spectre ci-contre. Des résultats compatibles sont obtenus en utilisant une analyse avec des coupures standard.



$$M_{\sigma} = \begin{pmatrix} 1.13 \times 10^{-2} & -1.38 \times 10^{-3} & 2.60 \times 10^{-4} \\ -1.38 \times 10^{-3} & 1.37 \times 10^{-3} & -2.08 \times 10^{-3} \\ 2.60 \times 10^{-4} & -2.08 \times 10^{-3} & 3.59 \times 10^{-3} \end{pmatrix}$$

Nous cherchons à nous assurer que cette courbure n'est pas due à d'éventuels effets systématiques de la reconstruction spectrale. Afin de limiter un potentiel effet dû à une variation très forte de l'énergie seuil, seuls les runs dont l'énergie seuil est inférieure à la valeur moyenne de ces deux nuits (220 GeV) participent à l'exercice. Ce dernier consiste à tester la dureté du spectre sur des tranches en énergie contiguës : entre 200 et 700 GeV d'une part et entre 700 GeV et 5 TeV d'autre part. Ces deux spectres, présentés ci-dessous, sont ajustés par des lois de puissance dont les indices respectifs de 3.23 ± 0.02 et 3.63 ± 0.06 ne sont pas statistiquement compatibles, comme illustré sur les contours de confiance ci-dessous. Cela renforce l'indication de courbure obtenue sur le spectre global de PKS 2155-304 durant un état haut.



Spectre entre 200 et $700 \,\mathrm{GeV}$:



Spectre entre $700 \,\mathrm{GeV}$ et $5 \,\mathrm{TeV}$:







Courbe de lumière : La première courbe de lumière est construite sur l'ensemble des données prises par H.E.S.S. depuis 2004 en moyennant les flux intégrés au dessus de 200 GeV à l'échelle du mois. Le flux mesuré à $\sim 5 \times 10^{-10}$ cm⁻²s⁻¹ correspond au mois de juillet 2006 durant lequel la source a présenté deux sursauts d'activité exceptionnels. Le seconde courbe de lumière se concentre sur ce mois d'observation et présente les flux moyennés nuit par nuit. PKS 2155-304 est une source dont la variabilité est mesurée sur différentes échelles temporelles. Elle est variable à l'échelle du mois et de la nuit pour chaque année d'observation.

H.E.S.S. Collaboration et al. (2010a) a montré, à partir des données collectée entre 2005 et 2007 que le flux de PKS 2155-304 est caractérisé par un état de flux haut et un état de flux bas dont les variabilités ont été étudiées en détails. Une variabilité au sein de l'état bas de la source est fortement suggérée par ces études. En ce qui concerne l'état haut, une dépendance de la variabilité avec le niveau de flux a été clairement mise en évidence et des temps de doublement du flux jusqu'à deux minutes ont été mesurés durant le premier sursaut de 2006 (MJD 53944) – voir aussi (Aharonian et al. 2007g).



Commentaires : PKS 2155-304 a permis, de par son activité exceptionnelle, de réaliser les études aux très hautes énergies parmi les plus fines. La variabilité de la source a été étudiée suivant différentes méthodes. Tout d'abord, si l'on considère la variabilité rapide observée durant le premier sursaut d'activité de juillet 2006 à travers des arguments de causalité, la taille de la région émettrice serait inférieure au rayon de Schwarzschild du trou noir, en supposant la masse de ce dernier $\sim 10^9 M_{\odot}$ (Aharonian et al. 2007g). D'autre part, l'étude de la PDS (*Power Density Spectrum*) des mêmes données montre que cette dernière est compatible avec du bruit rouge. La variabilité à court mais aussi à long terme a également été étudiée au moyen de fonctions de structure et a montré que des processus multiplicatifs pourraient être à l'origine de la variabilité (H.E.S.S. Collaboration et al. 2010a).

D'autre part, la variabilité à courte échelle temporelle permet de tester certaines théories de physique fondamentale. La dépendance en énergie de la vitesse de la lumière, prédite dans certains modèles de gravité quantique, serait en effet mesurable à partir du flux de photon provenant de sources situées à des distances cosmologiques. Des décalages dans les temps d'arrivée des photons de différentes énergies qui seraient dus à cet effet n'ont pas été mesurés dans les données de H.E.S.S. correspondant au premier sursaut de 2006 de PKS 2155-304. Cela a cependant permis de poser des limites sur l'invariance de Lorentz. (Aharonian et al. 2008e).

Les observations multi-longueur d'onde qui ont eu lieu durant la période de forte activité de juillet 2006, des corrélations quadratiques mais aussi cubique ont été mesuré entre les flux THE et X. Ces observations ont également mis en évidence une association entre les flux radio et THE (Aharonian et al. 2009a). Le comportement multi-longueur d'onde à long terme est présenté dans H.E.S.S. Collaboration et al. (2010c).

Lorsque l'on considère la variabilité spectrale et les corrélations avec les autres longueurs d'onde, cette source semble présenter deux comportements différents selon qu'elle est en état de sursaut ou proche de son état quiescent. Un durcissement du spectre comme le flux augmente est observé lorsque la source est dans un état de flux haut (Aharonian et al. 2009a) tandis que le spectre semble s'amollir comme le flux augmente lorsque la source est dans un état bas (H.E.S.S. Collaboration et al. 2010a). Des corrélations entre la variation du flux aux très hautes énergies et en X ont été observées lors de la campagne multi-longueur d'onde qui a couvert le second sursaut de juillet 2006 (Aharonian et al. 2009a). Durant campagne multi-longueur d'onde de l'été 2008 la source était dans un état bas. Aucune corrélation entre les X et les très hautes énergies n'a été observée, en revanche, et pour la première fois, une indication de corrélation entre les flux optique et $> 200 \,\mathrm{GeV}$ semble avoir été observée (Aharonian et al. 2009c).

11.9 1ES 0229+200

Type : BL LacDistance : z=0.140Galaxie hôte : ElliptiquePosition : 02h32m48.60s + 20d17m8sMasse du trou Noir : $(4.8^{+1.6}_{-1.2}) \times 10^8 \, M_{\odot}$ (Woo et al. 2005)

Notes : Cette source est découverte lors du Einstein Slew Survey (Elvis et al. 1992). Elle est classée HBL sur la base du rapport élevé entre ses flux X et radio (Giommi et al. 1995). *Fermi* n'a pas détecté cette source mais la limite supérieure dérivée à partir de ses observations a été utilisée pour contraindre la valeur du champ magnétique intergalactique (Tavecchio et al. 2010a).

Découverte TeV : H.E.S.S. découvre l'émission aux THE à partir des données collectées en 2005 et 2006 (Aharonian et al. 2007b).

Raisons d'observation H.E.S.S. : Comme la plupart de BL Lacs découverts par H.E.S.S 1ES 0229+200 est sélectionné pour l'observation en prenant en compte son flux important en X et en radio et car il est considéré comme une source prometteur aux THE (Stecker et al. 1996).

Données et détection H.E.S.S. :

Depuis 2006, la source a été observée en 2007 et en 2008, le temps d'observation après sélection sur la qualité des données se trouve ainsi doublé depuis la dernière publication, pour un excès une fois est demi plus grand mesuré avec une significativité comparable. Du fait de sa position, les observations de la source sont réalisées à grands angles zénithaux ($\sim 45^{\circ}$), avec pour effet une énergie seuil de l'ordre de $450 \,\mathrm{GeV}$.

Т	Dates	Zen	ON	OFF	α	Exces	Sign.	Config.
[h]		[d]					$[\sigma]$	
90.7	11 Sep. 2004 - 15 Nov. 2009	45.4	3018	28987	0.0909	383	6.96	std

Spectre :

E_s	Exces	Sign.	Γ	$E_{\rm dc}$	$\phi(E_{ m dc})$	Config.
[TeV]	$(>E_s)$	$[\sigma]$		$[\mathrm{TeV}]$	$[10^{-12} \mathrm{cm}^{-2} \mathrm{s}^{-1} \mathrm{TeV}^{-1}]$	
0.55	308	7.57	2.59 ± 0.23	1.24	0.22 ± 0.03	std

C'est un spectre étonnamment dur si l'on considère l'absorption due à l'EBL dont l'effet attendu devrait être assez important étant donnée la distance à laquelle se trouve la source, et les énergies couvertes par le spectre. Les résultats obtenues sont compatibles avec ceux publiés.

$$M_{\sigma} = \left(\begin{array}{cc} 3.74 \times 10^{-5} & 4.39 \times 10^{-4} \\ 4.39 \times 10^{-4} & 5.22 \times 10^{-2} \end{array}\right)$$



L'ajustement d'un flux constant sur la courbe de lumière à l'échelle du mois présentée cicontre a une probabilité de $\chi^2 P(\chi^2) = 0.4$ $(\chi^2/dof = 11.2/11)$. Aucune variabilité n'est mesurée.



Commentaires : Quelque soit le modèle d'EBL choisi, le spectre de 1ES 0229+200 mesuré par H.E.S.S. place le pic IC au delà de quelques TeV, l'une des positions les plus hautes parmi celles de tous les blazars. Le spectre étonnamment dur de 1ES 0229+200 associé à son redshift relativement élevé permet de poser des contraintes fortes sur la densité d'EBL dans la gamme de l'infrarouge moyen. En supposant un indice spectral intrinsèque ≥ 1.5 , la limite supérieure dérivée à partir des observations H.E.S.S. (Aharonian et al. 2007b) est proche (~ facteur deux) de la limite inférieure établie à partir du compte des galaxies par Spitzer (Fazio et al. 2004). Krennrich et al. (2008) ont estimé le spectre intrinsèque de 1ES 0229+200 à partir de la nouvelle limite supérieure sur la densité d'EBL, son indice spectral avant absorption serait de $\leq 1.28 \pm 0.2$.

11.10 1RXS J101015.9-311909

Position : 10h10m15.9s -31d19m09s

Type : BLLac

Distance : z=0.143

Découverte TeV : H.E.S.S., après 60 heures d'observations.

Raisons d'observation H.E.S.S. : Cette source a été choisie parmi l'échantillon Giommi et al. (2005) établie sur la base du rapport entre les flux X et radio des sources de manière à sélectionner les objets de type HBL. Comme de nombreux BL Lac détectées aux THE, elle présente un flux X et radio élevés.

Données et détection H.E.S.S. : Parmi les objets sélectionnées sur des critères de flux X et radio, les sources brillantes ont été observées et détectées. Il reste les objets plus faibles, qui présentent un signal encourageant et auquel une partie importante du temps d'observation a été consacré. 1RXS J101015.9-31190 est à la limite de détection de H.E.S.S.

Т	Dates	Zen	ON	OFF	α	Exces	Sign.	Config.
[h]		[d]					$[\sigma]$	
55.6	21 Dec. 2006 - 17 Apr. 2010	12.5	2689	26623	0.0909	269	5.13	std

Spectre :

E_s	Exces	Sign.	Г	$E_{\rm dc}$	$\phi(E_{\rm dc})$	Config.
$[\mathrm{TeV}]$	$(>E_s)$	$[\sigma]$		$[\mathrm{TeV}]$	$[10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}]$	
0.30	86	3.47	4.41 ± 1.16	0.38	3.21 ± 0.85	std

La faible statistique, associé à un spectre très mou rend la caractérisation spectrale de cette source difficile.

$$M_{\sigma} = \begin{pmatrix} 4.93 \times 10^{-3} & -1.67 \times 10^{-2} \\ -1.67 \times 10^{-2} & 1.34 \end{pmatrix}$$



L'ajustement de la courbe de lumière, construite à l'échelle du mois, par un flux constante conduit à une probabilité de χ^2 $P(\chi^2) = 0.5 (\chi^2/dof =$ 7.6/8); aucune variabilité n'est mesurée pour cette source.



11.11 H 2356-309

Type : BL LacDistance : z=0.165Galaxie hôte : ElliptiquePosition : 23h59m07.91s -30d37m8sMasse du trou Noir : $(1.12 - 1.17) \times 10^8 M_{\odot}$ (Wu et al. 2002)

Notes : Cette source est découverte dans le domaine des rayons X par le satellite UHURU (Forman et al. 1978). Ses caractéristiques optiques permettent de la classer parmi les HBL (Schwartz et al. 1989). D'après les observations de Beppo-SAX le pic synchrotron serait aux alentours de 1.8 keV (Costamante et al. 2001) et l'objet est vu jusque 50 keV; ce qui le qualifie comme un blazar synchrotron extrême. H 2356-309 fait partie des sources détectées par *Fermi* après ses 11 premiers mois d'observation (Abdo et al. 2010b).

Découverte TeV : H.E.S.S. détecte cette source en 2004 à partir des 40h d'observations disponible après coupure de sélection sur la qualité des données (Aharonian et al. 2006c).

Raisons d'observation H.E.S.S. : H 2356-309 fait partie des sources jugées prometteuses par Costamante & Ghisellini (2002) sur la base de leurs flux importants en X et en radio.

Données et détection H.E.S.S. : Depuis la détection cette source, qui fait face à peu de compétition de la part d'autres objets durant ses périodes de visibilité avec H.E.S.S., a été observée chaque année. Les résultats obtenus sur l'ensemble des données collectées entre 2004 et 2007 sont rassemblés dans HESS Collaboration et al. (2010). L'analyse présentée ici prend de plus en compte les observations de 2008 et 2009, soit une trentaine d'heures de temps utile supplémentaire par rapport à la dernière publication.

Т	Dates	Zen	ON	OFF	α	Exces	Sign.	Config.
[h]		[d]					$[\sigma]$	
146.7	16 Jun. 2004 - 9 Nov. 2009	18.6	10058	96825	0.0909	1256	12.50	std
147.1	16 Jun. 2004 - 9 Nov. 2009	18.6	92962	450387	0.2000	2885	8.72	loose

Spectre :

E_s	Exces	Sign.	Γ	$E_{\rm dc}$	$\phi(E_{ m dc})$	Config.
[TeV]	$(>E_s)$	$[\sigma]$		$[\mathrm{TeV}]$	$[10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}]$	
0.20	1763	9.42	3.12 ± 0.22	0.35	7.72 ± 0.73	loose

Pour cette source, une grande partie de l'excès est mesuré à des énergies $< 300 \,\mathrm{GeV}$. Afin de baisser le seuil en énergie et ainsi augmenter la statistique disponible, les résultats de l'analyse basée sur les coupures loose sont utilisés pour construire le spectre. Les paramètres ainsi dérivés sont compatibles avec ceux obtenus en utilisant les coupures standard et avec ceux précédemment publiés.

$$M_{\sigma} = \begin{pmatrix} 5.47 \times 10^{-5} & -1.48 \times 10^{-3} \\ -1.48 \times 10^{-3} & 4.70 \times 10^{-2} \end{pmatrix}$$



La courbe de lumière mois par mois est présentée ci-contre. Des indications de variabilité d'une année à l'autre, à l'échelle du mois mais aussi de la semaine sont présentes dans les données collectées entre 2004 et 2007 (HESS Collaboration et al. 2010). De telles indications ne sont pas mesurables dans les données correspondant aux observations de 2008 et 2009.



Commentaires : Étant donné la distance de la source et la dureté du spectre mesuré, les observations de H 2356-309 par H.E.S.S. ont permis de poser une limite supérieure très contraignante sur le fond diffus extragalactique dans la gamme de longueur d'onde de l'optique à l'infrarouge proche dont la mesure directe est particulièrement difficile (Aharonian et al. 2006d).

11.12 1ES1101-232

Type : BLLac	Distance : $z=0.186$
Galaxie hôte : Elliptique	Position : 11h03m37.57s -23d29m8s

Notes : La galaxie hôte de cet AGN est l'une des plus brillantes résolues en optique (Abraham et al. 1991). Cette source présente un flux optique variable à l'échelle du mois et des sursauts à l'échelle du jour ont été mesurés (Romero et al. 1999). Les observations VLBA ne révèle pas de jet à la collimation importante au delà de quelques kpc ((Laurent-Muehleisen et al. 1993)). Si cette source n'a pas été détectée par EGRET son émission aux hautes énergies est mesurée par *Fermi* après ses 11 premiers mois d'observation (Abdo et al. 2010b).

Découverte TeV : 1ES 1101-232 est découverte pas H.E.S.S. sur des observations effectuées en 2004 et 2005. (Aharonian et al. 2007e).

Raisons d'observation H.E.S.S. : Elle fait partie des sources jugées prometteuses quant à leur émission aux très hautes énergie, notamment du fait de ses caractéristiques en X et en radio semblables à celles des BL Lac déjà connus aux THE ((Costamante & Ghisellini 2002), (Stecker et al. 1996)).

Données et détection H.E.S.S. : L'analyse présentée ici comprend 20 h supplémentaires par rapport à la première détection.

Т	Dates	Zen	ON	OFF	α	Exces	Sign.	Config.
[h]		[d]					$[\sigma]$	
69.9	24 Feb. 2004 - 17 Jan. 2008	22.1	5704	67677	0.0720	832	11.19	std

Spectre :

E_s	Exces	Sign.	Г	$E_{\rm dc}$	$\phi(E_{ m dc})$	Config.
$[\mathrm{TeV}]$	$(>E_s)$	$[\sigma]$		$[\mathrm{TeV}]$	$[10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}]$	
0.30	462	11.00	3.16 ± 0.23	0.51	3.30 ± 0.33	std

Le spectre mesuré est relativement dur si l'on considère la distance de la source. Les résultats obtenues sont similaires à ceux publiés.

$$M_{\sigma} = \begin{pmatrix} 5.30 \times 10^{-5} & -1.43 \times 10^{-3} \\ -1.43 \times 10^{-3} & 5.41 \times 10^{-2} \end{pmatrix}$$



Le flux intégré au-dessus de 300 GeV moyenné pour chaque période d'observation est représenté sur la courbe de lumière ci-contre. Aucune variabilité n'est mesurée.



Commentaires : La mesure du spectre dur de cet AGN assez lointain a permis de poser une limite supérieure très contraignante sur le fond diffus extragalactique (Aharonian et al. 2006d).

11.13 1ES 0347-121

Type : BLLacDistance : z=0.188Galaxie hôte : ElliptiquePosition : 03h49m23.20s -11d59m8sMasse du trou Noir : $(1.0^{+0.3}_{-0.2}) \times 10^8 \, M_{\odot}$ ((Woo et al. 2005))

Notes : Cette source est découverte par le Einstein Slew survey (Elvis et al. 1992).

Découverte TeV : L'émission aux très hautes énergies de 1ES 0347-121 a été découverte par H.E.S.S. au cours des observations de 2006 (Aharonian et al. 2007a).

Raisons d'observation H.E.S.S. : Cette source est sélectionnée sur la base de ses flux importants en X et en radio, et d'une estimation de flux prometteur aux THE (Stecker et al. 1996).

Données et détection H.E.S.S. : L'ensemble des observations disponibles est présenté ici, soit un nombre d'heures après sélection sur la qualité des données deux fois supérieur à celui présenté dans la dernière publication.

Т	Dates	Zen	ON	OFF	α	Exces	Sign.	Config.
[h]		[d]					$[\sigma]$	
47.5	20 Nov. 2005 - 14 Dec. 2009	18.3	2331	19774	0.0975	403	8.46	std

Spectre :

E_s	Exces	Sign.	Г	$E_{\rm dc}$	$\phi(E_{ m dc})$	Config.
[TeV]	$(>E_s)$	$[\sigma]$		[TeV]	$[10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}]$	
0.30	243	8.77	3.12 ± 0.34	0.52	2.32 ± 0.29	std

Le spectre est dur étant donné la distance de la source. Les résultats obtenus sont similaires à ceux publiés.

$$M_{\sigma} = \begin{pmatrix} 5.91 \times 10^{-5} & -2.31 \times 10^{-3} \\ -2.31 \times 10^{-3} & 1.18 \times 10^{-1} \end{pmatrix}$$



Energy (TeV)



Commentaires : La mesure du spectre de cette source a permis de contraindre la densité de l'EBL entre $\sim 0.75 - 3.5 \mu m$ (Aharonian et al. 2007a).

11.14 PKS0447-439

Type : BLLac

Distance : z= 0.205 **Position** : 04h49m24.7s -43d50m09s

Notes : Perlman et al. (1998) identifient PKS 0447-489 comme un BL Lac brillant en X, observé dans cette gamme de longueur d'onde par ROSAT (Perlman et al. 1998). Notons cependant que des observations en EUV (*Extreme Ultra Violet*) associent cet AGN à un objet de type Sey 1 situé à un redshift de 0.107. À plus haute énergie, c'est l'une des sources extragalactiques les plus brillantes observée par *Fermi* et ce, dès ses premiers mois d'observation (Abdo et al. 2009b).

Découverte TeV : Cette source est découverte par H.E.S.S. à l'automne 2009 ((Raue et al. 2009)).

Raisons d'observation H.E.S.S. : Elle est sélectionnée pour l'observation sur la base de l'extrapolation prometteuse du spectre mesuré par Fermi au delà de l'énergie seuil de H.E.S.S. – énergie seuil attendue pour cet objet étant donnée sa déclinaison. Elle est aussi considérée comme prometteuse d'après les critères de Tavecchio et al. (2010b) qui ont remarqué que les objets émetteurs aux THE découverts par *Fermi* présentent : un flux important au delà de 100 MeV ($F_{100 \text{ MeV}} > 3 \times 10^{-8} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) et un spectre dur dans la bande en énergie couverte par *Fermi* (indice spectral différentiel $\Gamma < 2$), ou bien, un spectre dur dans la bande en énergie couverte par *Fermi* et un flux important en X ($\nu F\nu$ à $1 \text{ keV} > 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). C'est sans surprise que cette source présente aussi un flux important en radio et en X comme toutes les BL Lac détectées par H.E.S.S.

Données et détection H.E.S.S. : PKS 0447-489 est la première source sélectionnée par H.E.S.S. sur la base des observations de *Fermi*. Sa détection renforce le caractère prometteur de l'utilisation des données Fermi pour estimer l'émission des objets aux THE.

Т	Dates	Zen	ON	OFF	α	Exces	Sign.	Config.
[h]		[d]					$[\sigma]$	
15.7	9 Nov. 2009 - 19 Dec. 2009	23.1	599	4935	0.0909	150	6.43	std
15.7	9 Nov. 2009 - 19 Dec. 2009	23.1	5527	25451	0.2000	437	5.50	loose

Spectre :

L'utilisation des coupures standard n'offre pas suffisamment de statistique pour la construction du spectre. En utilisant les coupures loose, un spectre peut être construit sur une gamme en énergie très restreinte entre 200 et ~ 500 GeV. L'indice spectrale de la loi de puissance ajustée sur les données est très mal déterminé, avec des erreurs statistiques ~ 1, mais les valeurs obtenues ($\Gamma > 4.5$) indiquent que le spectre de cet AGN lointain est parmi les plus mous mesurés.

11.15 1ES0414+009

Type : BLLac Galaxie hôteElliptique **Distance :** z= 0.287 **Position :** 04h16m52.41s +01d05m8s

Découverte TeV : Après plus de 100 heures d'observation, 1ES 0414+009 est finalement détectée par H.E.S.S. (Hofmann et al. 2009). Un excès de 200γ est mesuré à plus de 5σ en utilisant une analyse récemment développée et plus performante que celle basée sur les paramètres de Hillas (de Naurois & Rolland 2009), pour un flux qui représente environ 0.5% du Crabe. *Fermi* annonce la détection de cette source aux très hautes énergies à la même occasion. Il s'agit de l'un des AGN les plus lointains connu pour émettre aux THE.

Raisons d'observation H.E.S.S. : Cette source est sélectionnée sur la base de ses flux importants en X et en radio (Costamante & Ghisellini 2002).

Données et détection H.E.S.S. : 1ES 0414+009 est à la limite de détection de H.E.S.S. En utilisant l'analyse standard, un signal de 221γ à $\sim 4\sigma$ est mesuré. Les analyses plus avancées, adaptées aux sources à faible flux, sont nécessaires pour établir une détection ferme de cette source (de Naurois & Rolland 2009; Ohm & et al. 2010; Fiasson et al. 2010; Becherini & et al.).

Т	Dates	Zen	ON	OFF	α	Exces	Sign.	Config.
[h]		[d]					$[\sigma]$	
73.6	3 Oct. 2005 - 23 Nov. 2009	26.4	2975	30293	0.0909	221	3.98	std
73.6	3 Oct. 2005 - 23 Nov. 2009	26.4	24446	120326	0.2000	381	2.23	loose

11.16 PG1553+113

Type :	BLLac	Distance	:	z < 0.48 - 0.69
		Position	:	15h55m43.044s + 11d11m8s

Galaxie hôte : N'est pas résolue par le télescope Hubble

Notes : PG 1553+113 est découverte en UV durant le Palomar Green Survey. Sa variabilité et son absence de raies en optique lui valent d'être qualifié de BL Lac. Elle est observée en X, notamment par BeppoSAX. Son redshift est incertain ; aucune ligne n'est observée malgré les dix observations qui lui ont été consacrées notamment avec le VLT (Aharonian et al. 2008b). La limite supérieure la plus contraignante donnée ci-dessus est établie à partie des données de H.E.S.S et de MAGIC (Mazin & Goebel 2007). La comparaison du spectre mesuré par Fermi à celui mesuré par H.E.S.S. permet de dériver une limite inférieure sur le redshift, en se basant sur des considérations liées à l'absorption par l'EBL des photons qui contribuent au spectre mesuré par H.E.S.S. (Abdo et al. 2009a).

Découverte TeV : H.E.S.S. (Aharonian et al. 2006b)

Raisons d'observation H.E.S.S. : Cette source est considérée comme prometteuse aux THE sur la base de ses flux importants en X et en radio ((Costamante & Ghisellini 2002)

Données et détection H.E.S.S. : PG 1553-439 n'a pas été ré-observé depuis sa détection basée sur les données de 2005 et 2006, du fait notamment de la pression pour observer les sources galactiques qui sont visibles par H.E.S.S. dans les même pérodes d'observation. Pour un état de flux identique à celui mesuré par H.E.S.S., il faudrait d'autre part une centaine d'heures supplémentaires pour améliorer le signal. En cas de sursaut d'activité, qui pourrait être repéré par *Fermi*, cette source serait bien entendu ré-observée.

Т	Dates	Zen	ON	OFF	α	Exces	Sign.	Config.
[h]		[d]					$[\sigma]$	
27.4	1 May. 2005 - 26 Jul. 2006	36.7	1401	13102	0.0909	210	5.65	std

Spectre :

E_s	Exces	Sign.	Γ	$E_{\rm dc}$	$\phi(E_{ m dc})$	Config.
$[\mathrm{TeV}]$	$(>E_s)$	$[\sigma]$		$[\mathrm{TeV}]$	$[10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}]$	
0.21	322	4.55	4.73 ± 0.97	0.31	18.50 ± 4.23	loose

Le spectre est construit en utilisant les données analysées avec des coupures loose davantage adaptées au spectre très mou de la source. Les résultats obtenus sont compatibles avec ceux publiés.



L'ajustement par un flux constant de la courbe de lumière par période d'observation donne une probabilité de $\chi^2 P(\chi^2) = 0.3 \ (\chi^2/dof = 3.7/3)$, aucune variabilité n'est observée.



11.17 PKS 1510-089

Type : FSRQ

Distance : z= 0.360 **Position** : 15h12m50.533s -09d05.0m59.83s

Notes : Le jet de cet objet montre des vitesses superluminiques très élevées ($\sim 45c$, Jorstad et al. (2005)). Une campagne multi-longueur d'onde (radio, optique, X) a permis de suivre ses périodes d'activité avec à la clef une étude de la polarisation optique et de la structure du jet (Marscher et al. 2010). Des sursauts d'activité ont été observés par Fermi (Fermi-LAT Collaboration 2010) qui détecte la source dès ses premiers mois de vol (Abdo et al. 2009b).

Découverte TeV : PKS 1510-089 a été découverte par H.E.S.S. suite à des observations déclenchées par un sursaut d'activité exceptionnelle de l'optique jusqu'au GeV. Il s'agit du premier AGN de type FSRQ détecté par H.E.S.S.

Raisons d'observation H.E.S.S. : L'état haut de la source est détecté par AGILE pendant plusieurs jours : le 11 mars (D'Ammando et al. 2009), le 13 mars (Pucella et al. 2009) et le 19 mars (Vercellone et al. 2009). *Fermi* confirme cet état de flux imporant. L'activité de la source est exceptionnelle aussi en X (observations de Swift/BAT, Krimm et al. (2009)) et en optique c'est le sursaut le plus brillant jamais enregistré pour cette source (GLAST-AGILE Support Program (GASP) of the Whole Earth Blazar Telescope (WEBT), Larionov et al. (2009)). C'est dans ces circonstances que H.E.S.S. décide d'observer PKS 1510-089.

Données et détection H.E.S.S. : Cette source est à la limite de détection pour l'analyse standard. Un excès de 171γ mesuré avec une significativité de 8.5σ est obtenu avec une analyse récente plus avancée (de Naurois & Rolland 2009), l'ensemble des résultats obtenus sur cet objet avec cet analyse est présenté dans (H.E.S.S. Collaboration et al. 2010d).

Т	Dates	Zen	ON	OFF	α	Exces	Sign.	Config.
[h]		[d]					$[\sigma]$	
12.4	20 Mar. 2009 - 29 Apr. 2009	21.3	393	4079	0.0930	14	0.66	std
11.9	20 Mar. 2009 - 29 Apr. 2009	21.4	23	309	0.0814	-2	-0.42	hard
11.9	20 Mar. 2009 - 29 Apr. 2009	21.2	3386	14719	0.2107	285	4.57	loose

11.18 IGR J19443+2117

Type : AGN?

Distance : z= inconnue Position : 19h43m56.20s +21d18.0m22.95s proche du plan galactique (gal. lat. :-1.3°)

Notes : IGR J19443+2117 est découverte comme une source X dur par INTEGRAL (Malizia et al. 2007). Sa nature n'est pas connue et a été discutée dans (Landi et al. 2009) à partir des informations multilongueur d'onde à disposition. Ses caractéristiques spectrales en X observées par Chandra (Tomsick et al. 2009) et Swift (Landi et al. 2009) et sa détection en optique (ROSAT) et en radio (assez brillante : 107 mJy à 1.4GHz et spectre plat) suggèrent qu'il s'agit d'un AGN, mais un spectre optique est nécessaire pour confirmer cette classification. Dans le cas d'une confirmation de sa nature d'AGN, son le rapport important entre ses flux X et radio ($\alpha_{XR} = 0.63$) la ferait appartenir à la catégorie des HBL.

Découverte TeV : H.E.S.S.

Raisons d'observation H.E.S.S. : La plupart des observations ont été réalisées lors du balayage du plan galactique. Un excès a été détecté à une position compatible avec celle la source IN-TEGRAL IGR J19443+2117 et des observations dédiées ont été réalisées pour confirmer le signal et accumuler des informations nécessaires à son identification. A posteriori on remarque que dans le plan flux radio-flux X cette source se trouve dans la zone où se situent les AGN détectés au TeV.

Données et détection H.E.S.S. :

Т	Dates	Zen	ON	OFF	α	Exces	Sign.	Config.
[h]		[d]					$[\sigma]$	
34.8	1 Jul. 2006 - 19 Aug. 2009	48.5	1026	18559	0.0465	164	5.28	std

Spectre :

E_s	Exces	Sign.	Γ	$E_{\rm dc}$	$\phi(E_{ m dc})$	Config.
$[\mathrm{TeV}]$	$(>E_s)$	$[\sigma]$		$[\mathrm{TeV}]$	$[10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}]$	
0.65	118	5.83	2.89 ± 0.57	1.05	0.68 ± 0.13	std





Commentaires : Si la nature AGN de cette source est confirmée, il s'agirait de la première découverte fortuire d'une source extragalactique aux THE. Ce qui serait prometteur pour l'avenir avec CTA.

11.19 Bilan sur la population d'AGN détectés par H.E.S.S.

L'ensemble des données collectées entre la fin décembre 2003 et le mois d'avril 2010 a été analysé à partir de la méthode basée sur les paramètres de Hillas. Les résultats récapitulés ici fournissent une vision homogène de la population d'AGN détecté par H.E.S.S. Au delà de cette analyse, les résultats les plus marquants obtenus à partir de l'observation de ces objets avec H.E.S.S. ont déjà été présentés dans le contexte plus général du chapitre 3 mais aussi dans les cartes d'identité. Ils ne sont donc que brièvement repris ici.

Pour les 17 sources détectées par H.E.S.S. jusqu'au mois d'avril 2010, les observations réalisées, les signaux détectés et la variabilité la plus rapide mesurée, sont rassemblés dans le tableau 11.1. La plupart de ces sources (15/17) est détectée à plus de 5σ en utilisant l'analyse basée sur les paramètres de Hillas. Ce niveau de détection est atteind en utilisant les coupures standard, à l'exception du cas de PKS 0548-322 qui requière l'utilisation des coupures hard pour atteindre une telle significativité. Par ailleurs, 1ES 0414+009 et PKS 1510-089 ne sont pas détectées à plus de 5σ avec cette analyse mais ces objets sont clairement détectés lorsque l'analyse est réalisée avec des méthodes plus récentes, adaptées aux sources faibles (de Naurois & Rolland 2009; Ohm & et al. 2010; Fiasson et al. 2010; Becherini & et al.).

Les spectres différentiels en énergie des sources sont, en règle générale, bien représentés par une loi de puissance, avec des indices spectraux compris entre 2.24 et 4.13. Une coubure dans la partie à plus haute énergie a été mesurée pour Mkn 421 et durant l'état haut de PKS 2155-304. Les spectres les plus durs observés pour les sources les plus lointaines ont permis de poser des limites supérieures très

AGN	Т	Zen	ON	OFF	α	Excès	Sign.	Var.
	[h]	[d]					$[\sigma]$	
Cen A*	175.3	23.9	8258	118456	0.06	529	5.8	-
M 87*	72.9	40.3	3999	39562	0.08	632	10.1	jour
Mkn 421*	22.4	62.2	6706	12257	0.09	5585	103.7	~ 15 min.
PKS 0548-322*	47.7	13.7	357	3116	0.08	96	5.4	-
PKS 2005-489*	134.4	33.5	8233	67114	0.09	2103	24.3	mois
RGB J0152+017*	50.6	27.2	1993	18748	0.09	289	6.5	mois
PKS 2155-304*	230.3	20.4	68636	132930	0.09	56552	325.1	2 min
1ES 0229+200*	90.7	45.4	3018	28987	0.09	383	7.0	-
1RXS J101015.9-311909*	55.6	12.5	2689	26623	0.09	269	5.1	-
H 2356-309*	146.7	18.6	10058	96825	0.09	1256	12.5	semaine
1ES 1101-232*	69.9	22.1	5704	67677	0.07	832	11.2	-
1ES 0347-121*	47.5	18.3	2331	19774	0.10	403	8.5	-
1ES 0414+009	73.6	26.4	2975	30293	0.09	221	4.0	-
PKS 1510-089	11.9	21.2	3386	14719	0.21	285	4.6	-
PKS 0447-439	15.7	23.1	599	4935	0.09	150	6.4	-
PG 1553+113*	27.4	36.7	1401	13102	0.09	210	5.6	-
IGR J19443+2117*	34.8	48.5	1026	18559	0.05	164	5.3	-

TAB. 11.1: Récapitulatif des tableaux présentant les données et le signal mesuré des 17 AGN détectés par H.E.S.S. jusqu'au mois d'avril 2010. Le contenu du tableau est présenté dans le paragraphe 11.1.2, à l'exception de la dernière colonne qui représente ici la variabilié la plus rapide mesurée par H.E.S.S. Les sources indexées par le symbole * sont celles pour lesquelles la statistique disponible au delà de l'énergie seuil de confiance est suffisante pour construire un spectre.

AGN	Z	Excès	Sign.	Г	$E_{\rm dc}$	$\phi(\text{Edc})$	Config.
		$(>E_s)$	$[\sigma]$		$[\mathrm{TeV}]$	$[10^{-12} \mathrm{cm}^{-2} \mathrm{s}^{-1} \mathrm{TeV}^{-1}]$	
Cen A	0.0018	830	4.5	2.29 ± 0.34	0.67	0.65 ± 0.12	loose
M 87	0.0044	901	6.5	2.07 ± 0.17	1.16	0.44 ± 0.06	loose
PKS 0548-322	0.0690	197	6.3	2.92 ± 0.38	0.52	1.49 ± 0.27	std
PKS 2005-489	0.0710	3021	15.7	3.01 ± 0.13	0.47	7.60 ± 0.45	loose
RGB J0152+017	0.0800	511	5.7	3.02 ± 0.49	0.42	4.33 ± 0.76	loose
PKS 2155-304	0.1160	40874	158.3	3.40 ± 0.02	0.36	113 ± 0.01	loose
H 2356-309	0.1651	1567	8.8	2.93 ± 0.25	0.35	8.5 ± 0.6	loose
1ES 1101-232	0.1860	483	10.8	2.92 ± 0.19	0.52	2.90 ± 0.29	std

TAB. 11.2: Résultats de l'ajustement par une loi de puissance des spectres entre 220 GeV et 5 TeV, pour les sources dont le spectre couvre cette gamme en énergie.

contraignantes sur la densité d'EBL, dans la gamme de l'infrarouge moyen pour le cas de 1ES 0229+200, et dans le gamme de l'optique à l'infrarouge proche – où la mesure directe est particulièrement difficile du fait notamment du bruit de fond que constitue la lumière zodiacale – pour les cas de H 2356-309 et 1ES 1101-232 dont les spectres couvrent des énergies plus basses que celui de 1ES 0229+200.

Pour étudier l'éventuelle corrélation entre les indices spectraux et la distance des sources, des spectres ont été dérivés sur une gamme en énergie commune afin d'éviter des différences qui seraient dues à la dépendance en énergie de l'absorption par le fond diffus extragalactique. Déterminer cette gamme en énergie commune demande la prise en compte de deux effets : la variation de l'énergie d'une source à l'autre, notamment en fonction de l'angle zénithal d'observation, et la diminution de l'excès avec l'énergie. Un bon compromis, qui consiste à utiliser une énergie seuil qui convienne à un maximum de source et au delà de laquelle la statistique est suffisante à la construction des spectres, est trouvée avec la gamme en énergie de 220 GeV à 5 TeV dans laquelle il a été possible de déterminer l'indice spectral de huit sources. PKS 2155-304 participe à l'étude ; le spectre est déterminé à partir de l'ensemble des données à l'exception de celles correspondant aux sursauts d'activités de juillet 2006 durant lequel le comportement de la source est particulier. Les résultats sont présentés dans le tableau 11.2. La figure 11.1 représente les indices spectraux déterminés sur la gamme en énergie commune en fonction du redshift des sources.

Les différents indices spectraux obtenus ne sont pas compatibles avec une valeur constante $(\chi^2/dof = 89/7 \text{ correspondant})$ à une probabilité de $\chi^2 P(chi^2) = 10^{-16}$). Étant donné le nombre assez limité de sources participant à l'étude, il est difficile de revendiquer une corrélation entre la dureté des spectres et la distance, même s'il semble que les sources les plus proches soient aussi les plus dures. Quoi qu'il est soit, une telle corrélation n'est pas forcément attendue. En effet, le spectre des sources sur une gamme en énergie donnée avant absorption peut être différent d'une source à l'autre : si les spectres intrinsèques varient ou bien, en faisant l'hypothèse d'un spectre intrinsèque similaire pour l'ensemble des AGN et présentant une courbure, si l'amplification Doppler (qui décale les spectres vers les hautes énergies) est différente d'une source à l'autre, alors sur une gamme en énergie donnée les spectres apparaissent naturellement différents.

Le suivi des sources a permis de mettre en évidence la variabilité à long terme de près d'un tiers des AGN détectés. De la variabilité rapide de l'ordre du jour a également été observée pour certaines sources (M 87 notamment) et même de quelques minutes pour Mkn 421 et PKS 2155-304 durant des sursauts d'activités. L'origine de la variabilité de PKS 2155-304 pourrait être due à des processus de type multiplicatif, c'est du moins ce qui est suggéré par le caractère lognormal de sa variabilité. L'étude de



FIG. 11.1: Indice spectral déterminé entre 220 GeV et 5 TeV en fonction du redshift, pour les sources du tableau 11.2.

la variabilité rapide de PKS 2155-304 durant son sursaut d'activité le plus exceptionnel a d'autre part permis de mettre une limite contraignante sur la violation de l'invariance de Lorentz.

De la variabilité spectrale a été mesurée lors de l'état haut de ces deux dernières sources avec une corrélation entre le durcissement du spectre et l'augmentation du flux. Le comportement de PKS 2155-304 est cependant plus complexe et semble différent selon que la source se trouve dans un état de flux haut ou bas.

L'organisation de campagnes multilongueur d'onde avec H.E.S.S. a permis d'étudier le comportement de ces objets et notamment de chercher des corrélations entre les différentes gammes en énergie. Durant les états hauts de Mkn 421 et PKS 2155-304, des corrélations ont été mesurées entre les flux en X et aux THE, ce qui est attendu si la même population produit les deux émissions. La campagne multilongueur d'onde consacrée à PKS 2155-304 et associant H.E.S.S., *Fermi*, RXTE, *Swift* et ATOM, a permis d'observer la source dans un état bas. Durant ces observations, et contrairement à ce qui a été mesuré pendant l'état haut de la source, aucune corrélation entre les X et les THE n'a été mesurée, en revanche, et pour la première fois pour un AGN, une indication de corrélation entre l'émission en optique et aux THE semble présente et peut être interprétée comme une variation dans la densité de photons cibles pour la production de γ par processus Compton inverse. Ce comportement nécessite cependant confirmation, en considérant notamment d'autres périodes d'observation simultanées entre l'optique et les THE durant un état bas de la source.
Chapitre 12

Limites supérieures sur le flux des AGN non détecté

Il y a un nombre encore faible d'émetteurs au TeV connus, mais les limites supérieures sur le flux des sources constituent également une information utile pour contraindre les modèles d'émission. L'analyse des AGN observés par H.E.S.S. pour lesquels aucun signal n'a été mis en évidence est présentée dans ce chapitre. Il s'agit d'une mise à jour de la dernière publication sur les limites supérieures (Aharonian et al. 2008c).

12.1 Présentation des données

L'analyse présentée ici rassemble les 36 AGN observés mais non détectés par H.E.S.S. – et dont le temps d'observation après sélection sur la qualité des données est supérieur à 1h. Pour l'ensemble des sources ce temps s'élève à près de 410h. Les observations ont été faites en mode décalé (Wobble mode) entre janvier 2004 et avril 2010.

Comme pour les sources détectées présentées dans le chapitre 11, les données sont analysées suivant la méthode présentée dans le chapitre 8 en appliquant les coupures standard (voir 8.6). Les nombres d'évènements dans les régions ON et OFF sont déterminés à partir de la méthode des fonds réfléchis multiples (voir paragraphe 8.4.2). La significativité du signal est obtenue à partir de la formule de Li et Ma (voir paragraphe 8.5).

12.2 Calculer une limite supérieure sur le flux

La limite supérieure sur le flux intégré est calculée à partir de la limite supérieure sur les nombres de ON et OFF mesurés. Celle-ci est déterminée à partir de la méthode de Feldman & Cousins (1998) qui est basée sur la construction de la ceinture de confiance de Neyman et adaptée pour le cas des variables poissoniennes avec du fond ou des variables gaussiennes bornées. Cette méthode consiste à construire une ceinture de confiance à partir d'une procédure unique, que la mesure donne lieu à un intervalle de confiance ou à une limite supérieure. Cela permet d'éviter le mécanisme de "flipflopping" qui entraîne la sous estimation des erreurs. Avant de préciser davantage la méthode utilisée par Feldman et Cousins, rappelons la définition d'une ceinture de confiance et celle des intervalles de confiance qu'elle permet de construire.

La ceinture de confiance est définie dans le plan (μ, x) , où μ représente le paramètre dont on cherche à déterminer la valeur vraie μ_0 (inconnue) à travers la mesure x_0 de l'observable x. On suppose connue la distribution de probabilité de l'observable x associée à μ . Pour chaque valeur de μ on définit un intervalle



FIG. 12.1: Illustration de la construction d'une ceinture de confiance. Pour chaque valeur vraie μ , la ligne horizontale représente l'intervalle dans lequel x à une probabilité α d'être mesuré. L'intervalle de confiance sur la valeur de μ associé à une mesure x donnée est lu sur les bord de la ceinture de confiance, comme indiqué par la ligne pointillée verticale. Figure extraite de Feldman & Cousins (1998).

d'acceptance $[x_1, x_2]$ tel que la probabilité pour que la mesure de x appartienne à cet intervalle soit égale au niveau de confiance désiré α ($P(x \in [x_1, x_2] | \mu) = \alpha$). La construction de la ceinture de confiance consiste à déterminer cet intervalle pour chaque valeur de μ . Pour une mesure x_0 donnée, l'intervalle de confiance associé, $[\mu_a, \mu_b]$, est lu sur les bords de la ceinture de confiance définis par l'interception de la ceinture par la ligne verticale passant par x_0 (voir figure 12.1). Supposons μ_0 connue et $[x_1, x_2]$ l'intervalle d'acceptance qui lui est associé. Par construction, les intervalles de confiance associés aux mesures comprises entre x_1 et x_2 contiennent tous μ_0 , autrement dit quel que soit $\mu_0, \mu_0 \in [\mu_a(x), \mu_b(x)]$ si et seulement si $x \in [x_1(\mu_0), x_2(\mu_0)]$. Par conséquent, la probabilité de mesurer une valeur de xcomprise entre x_1 et x_2 , notée $P(x \in [x_1(\mu_0), x_2(\mu_0)]) = \alpha$, est égale à la probabilité d'obtenir, à partir de la mesure, un intervalle contenant μ_0 , c'est-à-dire $P(\mu_0 \in [\mu_a(x), \mu_b(x)]) = \alpha$. Notons que $\mu_a(x)$ et $\mu_b(x)$ sont des variables aléatoires qui dépendent de l'expérience et que donc l'intervalle $[\mu_a(x), \mu_b(x)]$ varie d'une expérience à l'autre. En un mot, si l'on réalise une mesure x_0 de l'observable associée au paramètre μ (pour lequel la valeur vraie est inconnue), l'intervalle de confiance construit à partir de x_0 a une probabilité α d'être l'un de ceux qui contiennent la valeur vraie de μ .

La détermination des intervalles de confiance "à la Neyman" laisse libre le choix des bornes des intervalles d'acceptance. Pour permettre la transition vers les faibles valeurs de x sans sous estimer le recouvrement des intervalles et tout en restant dans le domaine des valeurs physiques – par exemple ≥ 0 si le paramètre μ correspond à un comptage de nombre de particules – Feldman et Cousins utilisent le rapport de vraisemblance R(x) pour ordonner les valeurs de x contenues dans l'intervalle d'acceptance. R(x) est défini comme égal à $P(x|\mu)/P(x/\mu_m)$, où μ_m est la valeur qui maximise la probabilité $P(x|\mu)$ tout en restant dans les limites physiques. Les intervalles d'acceptance $[x_1, x_2]$ sont alors construits de manière à satisfaire $\int_{x_1}^{x_2} P(x|\mu) dx = \alpha$ et $R(x_1) = R(x_2)$. Si la borne inférieure de l'intervalle de confiance est égale à zéro alors la valeur mesurée est associée à une limite supérieure.

Pour chaque source, l'intervalle de confiance à 3σ associé à la mesure de l'excès de γ est calculé à l'aide de la méthode décrite ci-dessus. La borne supérieure de cette intervalle, notée S^{\max} , est utilisée

pour calculer la limite supérieure sur le flux différentiel ϕ_0^{\max} à l'énergie de référence E_0 , tel que :

$$\phi_0^{\max} = \frac{S^{\max}}{\sum_i T_i \int_{E_{s_i}}^{\infty} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} I(E) dE}$$

Dans cette équation l'indice *i* est relatif aux différents runs utilisés lors de l'analyse de la source ; T_i et E_s représentent le temps et l'énergie seuil associés au run *i* (voir le paragraphe 9.1.3 pour la détermination de l'énergie seuil) ; I(E) représente la réponse de l'instrument (c'est-à-dire l'effet combiné de la surface de collecte effective et de la résolution en énergie ; voir les paragraphes 9.1.1 et 9.1.2) ; finalement, Γ est l'indice spectral supposé. Le flux intégré est ensuite calculé au delà de l'énergie seuil moyenne des observations E_s , suivant :

$$\Phi^{\max} = \int_{E_s}^{\infty} \phi_0^{\max} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} dE$$

Pour calculer le flux intégré, on fait l'hypothèse d'un spectre différentiel en énergie en forme de loi de puissance avec un indice de 3, correspondant à ce qui est couramment observé pour les AGN détectés au TeV. Notons cependant que le choix de l'indice spectral n'a pas beaucoup d'influence sur la valeur limite du flux.

12.3 Résultats

Pour chaque source, les résultats obtenus en appliquant la méthode d'analyse présentée dans le chapitre 8 sont rassemblés dans le tableau 12.1 qui donne en particulier l'excès attribué aux γ et sa significativité. Comme on peut le voir sur la figure 12.2, la distribution des significativités pour les différentes sources présente une légère déviation par rapport à une distribution gaussienne centrée en zéro et de largeur 1 σ . Cela pourrait être une indication qu'une partie des objets observés présente un signal au TeV même si ce dernier n'est pas détectable par H.E.S.S. Notons à ce titre que l'une des entrées du dernier intervalle de la figure 12.2 est due à Mkn 501, une source connue pour émettre au TeV mais dont le signal est détecté ici avec une significativité de 3σ – cette source située dans l'hémisphère Nord est observée à de grands angles zénithaux ce qui rend sa détection plus difficile.

L'énergie seuil et la limite supérieure sur le flux intégré au-dessus de cette énergie sont présentés dans le tableau 12.2. Le flux intégré est également exprimé relativement au flux associé à l'émission de la nébuleuse du Crabe, estimée au-dessus de la même énergie seuil, à partir du spectre mesuré par H.E.S.S. (voir Aharonian et al. (2006a)). Les valeurs présentées ne sont pas corrigées de l'absorption due à l'EBL.

12.3.1 Les sources connues pour émettre au TeV

Mkn 501

Cette source est connue pour être émettrice au TeV. Elle a été détectée par Whipple (voir Catanese et al. (1997)), HEGRA (voir Bradbury et al. (1997)), CAT (voir Djannati-Ataï et al. (1999)) et MAGIC (voir Albert et al. (2007d)). Un signal marginal de 48γ est détecté à 3σ par H.E.S.S. en quatre heures d'observation. En utilisant l'indice spectral $\Gamma = 2.6$ mesuré par HEGRA¹, au delà de 1.5 TeV le flux détecté au-dessus de l'énergie seuil de H.E.S.S. est F(> 1.65TeV) = $1.57 \pm 0.54_{stat} \pm 0.3_{sys} 10^{-12}$ cm⁻²s⁻¹. Cette valeur est comparable à l'état bas de la source mesuré par HEGRA en 1996.

¹On utilise le spectre mesuré par HEGRA car malgré sa latitude favorable à l'observation de Mkn 501, cet instrument fait partie la génération précédente d'ACT et son seuil en énergie est similaire à celui de H.E.S.S. pour des objets vus à grands angles zénithaux.

AGN	Туре	z	Т	$Z_{\rm obs.}$	ON	OFF	α	γ	S
			[h]	[d]				,	$[\sigma]$
NGC 1068	Sey 2	0.004	18.4	25.9	815	7950	0.098	38	1.3
NGC 3783	Sey 1	0.010	2.6	24.8	191	2130	0.091	-2	-0.2
NGC 7469	Sey 1	0.016	10.0	33.5	433	5110	0.092	-35	-1.6
3C 120	FRI	0.033	5.2	32.0	257	2990	0.091	-14	-0.9
Mkn 501	BL Lac	0.034	4.1	63.7	267	2400	0.091	48	3.0
Pictor A	FR II	0.035	20.6	28.2	1080	11900	0.091	-1	-0.0
PKS 0521-365	BL Lac	0.055	7.4	21.1	362	3770	0.096	2	0.4
PKS 2316-423	BL Lac	0.055	8.6	20.4	599	6420	0.091	15	0.6
PG 2209+184	Sey 1	0.070	8.8	42.4	218	2430	0.091	-3	-0.2
III Zw2	HFSRQ	0.090	12.7	37.0	373	4080	0.091	1	0.1
SHBL J001355.9-185406	BL Lac	0.094	24.4	13.7	943	9820	0.093	28	0.9
IERS B1345+125	Sey 1	0.122	8.2	36.6	186	3050	0.059	6	0.5
1ES 0145+138	BL Lac	0.125	5.7	39.8	231	2830	0.091	-26	-1.6
PKS 0558-504	NLSI	0.137	8.8	28.4	433	4940	0.091	-16	-0.8
RGB J1117+202	BL Lac	0.139	4.3	51.5	177	1990	0.096	-14	-1.0
RGB J0109+182	BL Lac	0.145	2.7	41.9	65	754	0.091	-3	-0.4
1ES 0323+022	BL Lac	0.147	11.5	27.2	581	5810	0.091	52	2.1
3C 273	FSRQ	0.158	22.2	30.6	1170	12300	0.091	57	1.6
1ES 1440+122	BL Lac	0.163	13.3	36.5	476	4610	0.091	57	2.6
1ES 1218+304	BL Lac	0.182	2.3	55.7	72	807	0.091	-1	-0.2
PKS 0048-097	BL Lac	0.200	12.4	21.8	341	10600	0.031	11	-0.5
1ES 0647+250	BL Lac	0.203	1.4	50.3	22	288	0.091	-4	-0.8
1ES 2343-151	BL Lac	0.224	13.1	16.4	833	8640	0.100	-27	-0.9
RBS 1888	BL Lac	0.226	7.8	14.0	483	5410	0.091	-8	-0.4
3EG J0215+1123	BL Lac	0.250	7.9	42.5	210	5030	0.039	11	0.6
BWE 0210+1159	FSRQ	0.252	7.9	43.1	210	3970	0.055	-8	-1.0
PKS 0301-243	BL Lac	0.260	7.2	8.9	277	2720	0.097	13	0.8
HS 2250+1926	FSRQ	0.284	20.3	43.8	599	7530	0.082	-17	-1.3
SHBL J032541.0-164618	BL Lac	0.291	14.7	9.7	702	7490	0.091	21	0.8
EXO 0556.4-3838	BL Lac	0.302	10.2	19.6	495	5120	0.091	29	1.3
1ES 0507-040	BL Lac	0.304	8.7	22.1	348	3470	0.091	32	1.7
1RXS J033311.8-361942	Sey 1	0.308	22.4	20.6	856	22100	0.037	30	-0.2
Q J22548-2725	BL Lac	0.333	1.7	14.5	130	1640	0.091	-19	-1.6
SHBL J213135.4-091523	BL Lac	0.449	25.9	15.6	1150	12400	0.091	28	0.8
3C 279	FSRQ	0.536	5.9	25.8	255	2880	0.080	25	1.7
KUV 00311-1938	BL Lac	0.610	5.2	8.5	150	1670	0.091	-1	-0.1

TAB. 12.1: AGN observés mais non détectés par H.E.S.S. Sont donnés : leur nom, leur type et leur redshift z tels que l'on peut les trouver dans SIMBAD (http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/) ou NASA/IPAC (http://nedwww.ipac.caltech.edu/), le temps T après sélection sur la qualité des données, l'angle zénithal moyen correspondant aux observations la source, le nombre d'évènements dans la zone ON et dans les zones OFF, le facteur de normalisation α entre les régions ON et OFF, l'excès γ et la significativité S avec laquelle ce dernier est mesuré.

AGN	E_s	ON	OFF	α	γ	S	$I(>E_s)$	Crabe
	[GeV]	$> E_s$	$> E_s$		$> E_s$	$[\sigma]$	$[10^{-12} \mathrm{cm}^{-2} \mathrm{s}^{-1}]$	%
NGC 1068°, <i>H</i>	267	409	3848	0.098	33	1.6	< 1.59	< 0.87
NGC 3783°, <i>H</i>	286	61	778	0.091	-9	-1.1	< 1.71	< 1.06
NGC 7469°, H	281	236	2692	0.092	-10	-0.7	< 0.96	< 0.57
3C 120°, <i>H</i> -	271	128	1560	0.091	-13	-1.1	< 1.09	< 0.61
Pictor $A^{\circ,H}$	296	514	5667	0.091	-1	-0.0	< 0.96	< 0.63
PKS 0521-365°, <i>H</i>	275	181	1751	0.094	16	1.2	< 2.60	< 1.50
PKS 2316-423°, <i>H</i>	249	250	2586	0.091	14	0.9	< 2.45	< 1.20
PG 2209+184	434	135	1493	0.091	-0	-0.1	< 0.90	< 1.09
III Zw $2^{\circ,H}$	356	223	2322	0.091	11	0.8	< 1.17	< 1.03
SHBL J001355.9-185406	275	447	4279	0.093	48	2.3	< 1.56	< 0.90
IERS B1345+125	417	83	1381	0.059	1	0.2	< 1.02	< 1.16
1ES 0145+138°, H	327	129	1611	0.091	-17	-1.4	< 0.83	< 0.63
PKS 0558-504 $^{\circ,H}$	291	221	2410	0.091	1	0.1	< 1.66	< 1.05
RGB J1117+202°, $H-,V$	539	135	1462	0.096	-5	-0.4	< 1.16	< 2.01
RGB J0109+182	456	45	479	0.091	1	0.2	< 1.80	< 2.37
1ES 0323+022* $^{\circ,H,M}$	267	254	2762	0.091	2	0.2	< 1.33	< 0.73
3C 273°, <i>H</i> , <i>V</i>	295	601	6126	0.091	44	1.8	< 1.36	< 0.88
1ES 1440+122°, H,V	347	277	2461	0.091	53	3.3	< 2.06	< 1.73
1ES 1218+304*	917	39	471	0.091	-3	-0.6	< 1.38	< 5.68
PKS 0048-097	323	155	4241	0.033	14	1.2	< 1.55	< 1.16
1ES 0647+250°, V	672	14	205	0.091	-4	-1.1	< 1.00	< 2.47
1ES 2343-151°, <i>H</i>	242	338	3463	0.100	-7	-0.4	< 1.19	< 0.56
RBS $1888^{\circ,H}$	230	194	2134	0.091	0	0.0	< 1.77	< 0.76
3EG J0215+1123	466	127	2958	0.040	8	0.8	< 1.29	< 1.75
BWE 0210+1159°, <i>H</i>	443	116	2391	0.057	-19	-1.7	< 0.44	< 0.55
PKS 0301-243	290	119	1075	0.097	14	1.3	< 2.28	< 1.44
HS 2250+1926°, <i>H</i>	453	386	4685	0.084	-7	-0.4	< 0.56	< 0.73
SHBL J032541.0-164618	248	295	3082	0.091	14	0.8	< 1.58	< 0.77
EXO 0556.4-3838°, <i>H</i>	276	212	2278	0.091	4	0.3	< 1.56	< 0.90
1ES 0507-040	273	151	1587	0.091	6	0.5	< 1.61	< 0.92
1RXS J033311.8-361942	408	273	7353	0.039	-14	-0.8	< 0.37	< 0.40
Q J22548-2725°, <i>H</i> -	217	47	644	0.091	-11	-1.5	< 2.03	< 0.80
SHBL J213135.4-091523	262	500	5225	0.091	25	1.1	< 1.22	< 0.65
3C 279*°, <i>H</i>	284	116	1457	0.079	0	0.1	< 1.66	< 1.01
KUV 00311-1938	329	57	536	0.091	8	1.1	< 2.20	< 1.70

TAB. 12.2: Limites supérieures à 99% sur le flux des sources observées par H.E.S.S. dont le signal est détecté avec une significativité inférieure à 3σ . Les sources détectées au TeV par d'autres ACT sont indexées par le symbole * tandis que les sources dont la limite supérieure a été calculée précédemment sont suivies du symbole ° et de l'initiale de l'ACT ayant effectué la mesure (H.E.S.S., MAGIC ou VERI-TAS). Pour les limites supérieures obtenues par H.E.S.S., le signe – après le ^H indique les sources pour lesquels le temps d'observation depuis la publication de la limite supérieure n'a pas augmenté.



FIG. 12.2: Distribution des significativités obtenue pour les AGN observés mais non détectés par H.E.S.S. La courbe en trait plein représente une distribution gaussienne centrée en zéro, de largeur 1 et normalisée au nombre total de sources.

1ES 1218+304

La source 1ES 1218+304 a été détectée par MAGIC (voir Albert et al. (2006a)) et VERITAS (voir Acciari et al. (2010b)). Cette source est située au nord et H.E.S.S. la voit à des angles zénithaux supérieurs à 50°, avec pour conséquence un seuil en énergie élevé. La limite supérieure mesurée par H.E.S.S. sur cette source est respectivement 2.4 et 1.5 fois supérieure aux flux extrapolés (au delà de l'énergie seuil de H.E.S.S.) à partir des mesures de MAGIC et VERITAS. La limite de H.E.S.S. est donc compatible avec le niveau de flux mesuré par ces instruments.

3C 279

3C 279 est un FSRQ observé par MAGIC durant plusieurs années. En 2006 MAGIC détecte cette source sur une seule des nuits d'observation avec un signal de 166γ à 5.1σ (après correction des essais sur les différentes nuits d'observation, mais sans prendre en compte les observations des années précédentes et suivantes). Le spectre de cette source est mesuré avec une grande incertitude et l'indice spectral trouvé est $\Gamma = 4.1 \pm 0.7 \pm 0.2$ (MAGIC Collaboration et al. 2008).

La limite supérieure sur le flux intégré au delà de l'énergie seuil de H.E.S.S. pour cette source (~ 300 GeV) est de $1.66 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ si l'on suppose un indice spectral de 3 et de $1.85 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ pour un indice spectral de 4. Pour comparer cette limite supérieure au flux mesuré par MAGIC ce dernier est extrapolé au delà de l'énergie seuil de H.E.S.S. La valeur trouvée est 12 fois plus importante que la limite supérieure mesurée par H.E.S.S. si l'on utilise $\Gamma = 4$ pour faire l'extrapolation (38 fois plus grande si l'on utilise $\Gamma = 3$). La détection de MAGIC aurait donc eu lieu durant un sursaut d'activité exceptionnelle de la source. Il serait intéressant de connaître les limites supérieures dérivées à partir des observations MAGIC n'ayant pas donné lieu à une détection.

AGN	z	Γ^{Fermi}	$F_{0.1-100 \mathrm{MeV}}^{\mathrm{Fermi}}$	$E_s^{\mathrm{H.E.S.S.}}$	$F_{>E_s}^{\text{Extra}}$	$F_{>E_s}^{\mathrm{UL}}$
			$10^{-9} [\mathrm{cm}^{-2} \mathrm{s}^{-1}]$	$[\mathrm{TeV}]$	$[10^{-12} \rm cm^{-2} \rm s^{-1}]$	$[10^{-12} \rm cm^{-2} \rm s^{-1}]$
NGC 1068	0.004	2.12	0.86	0.27	$1.15_{-1.73}^{+0.70}$	<1.59
Mkn 501	0.034	1.85	8.35	1.65	$6.63^{+1.50}_{-1.91}$	1.57 ± 0.54
RGB J1117+202	0.139	1.71	2.39	0.54	$4.16^{+1.40}_{-2.02}$	<1.16
RGB J0109+182	0.145	2.00	0.90	0.46	$0.38\substack{+0.22\\-0.52}$	<1.80
1ES 0323+022	0.147	2.14	1.12	0.27	$0.86\substack{+0.38\\-0.64}$	<1.33
3C 273	0.158	2.75	9.55	0.29	$0.20\substack{+0.03\\-0.04}$	<1.36
1ES 1440+122	0.163	1.77	0.76	0.35	$1.99^{+1.28}_{-3.35}$	<2.06
1ES 1218+304	0.182	1.70	3.31	0.92	$1.24_{-0.57}^{+0.40}$	<1.38
1ES 0647+250	0.203	2.04	1.79	0.67	$0.13\substack{+0.06\\-0.09}$	<1.00
3C 279	0.536	2.32	32.39	0.28	$0.73_{-0.06}^{+0.06}$	<1.66
KUV 00311-1938	0.610	1.89	2.79	0.33	$0.13\substack{+0.04 \\ -0.05}$	<2.20

TAB. 12.3: Flux intégrés au delà de l'énergie seuil de H.E.S.S. dérivés à partir de l'extrapolation des spectres mesurés par Fermi en tenant compte de l'absorption par l'EBL ($F_{>E_s}^{\text{Extra}}$). Les limites supérieures mesurées par H.E.S.S. sont présentées dans la dernière colonne ($F_{>E_s}^{\text{UL}}$). Pour Mkn 501, le flux estimé au delà de l'énergie seuil est présentée et non la limite supérieure (voir le paragraphe 12.3.1).

12.3.2 Discussion des limites supérieures H.E.S.S. des sources détectées par Fermi

Certaines des sources observées mais non détectés par H.E.S.S. ont été détectées par *Fermi*. Leur flux à l'énergie de pivot et leur indice spectral présents dans le catalogue des sources ponctuelles *Fermi* (Abdo et al. 2010e) sont utilisés pour extrapoler le spectre mesuré par *Fermi* au delà de l'énergie seuil de H.E.S.S. L'absorption par l'EBL est prise en compte en utilisant le modèle de Franceschini et al. (2008). Les résultats sont présentés dans le tableau 12.3.

La compatibilité entre les flux obtenus par extrapolation de ceux mesurés par *Fermi* et les limites supérieures mesurées par H.E.S.S. renforce l'idée que ces extrapolations peuvent être utilisées pour orienter le choix des sources à observer au TeV. En revanche, RGB J111+202 et Mkn 501 sont les seules sources de l'échantillon pour laquelle la limite supérieure H.E.S.S. ou le flux estimé (respectivement) sont inférieure à la valeur extrapolée à partir du spectre mesuré par *Fermi*. Elles illustrent les limites de validité de cette extrapolation qui ne tient pas compte de la courbure intrinsèque qui peut être présente dans les spectres, notamment attendue si l'on se trouve près du pic IC. D'autre part, les données de H.E.S.S. et de *Fermi* utilisées pour réaliser ces comparaisons ne sont pas contemporaines, la variabilité des sources peut donc aussi entraîner des différences entre les flux estimés par extrapolation et les limites supérieures mesurées. Cinquième partie

Étude phénoménologique de la population de BL Lac détectés aux hautes et très hautes énergies dans le cadre du schéma d'unification des AGN.

Introduction

Selon le schéma d'unification, les différences observationnelles entre les FR I et les BL Lac seraient dues à un effet d'orientation de leur jet par rapport à notre ligne de visée. Mais c'est sur la base des observations en optique et en radio que la classification en termes de BL Lac ou de FR I est effectuée ; il semble donc pertinent de tester leur association en utilisant les informations relatives à la composante à haute énergie de leur émission. En particulier, cette association est potentiellement mise à mal par la détection même des BL Lac émetteurs aux très hautes énergies. En effet, des facteurs Doppler importants sont nécessaires pour expliquer leur émission à l'aide de modèles simples et cependant efficaces, ce qui implique une densité importante d'objets appartenant à la population parente.

Dans cette partie, nous cherchons à tester dans quelle mesure les caractéristiques de ces émetteurs extrêmes permettent de considérer la population de FR I comme leur population parente. Pour cela, mais aussi pour déterminer s'il est possible d'expliquer l'émission aux hautes et très hautes énergies dans le cadre du modèle d'unification, nous tentons d'accéder aux caractéristiques intrinsèques des objets en utilisant les populations de BL Lac détectées par les ACT et par *Fermi*.

Nous partons des hypothèses les plus simples : une forme spectrale et un facteur de Lorentz uniques associés à un jet sans ouverture géométrique, pour les confronter aux caractéristiques observationnelles des BL Lac détectés aux hautes et très hautes énergies. Cette première étape, présentée dans le chapitre 13, va permettre d'invalider une partie de ces hypothèses mais aussi d'accéder à certaines des caractéristiques intrinsèques de la population d'objets considérée. Dans une seconde étape, une simulation est mise en place où les hypothèses adoptées et les contraintes obtenues sont appliquées à une population d'AGN parente. L'objectif du chapitre 14 est de tester si celle-ci permet de rendre compte des observations aux HE et THE, mais aussi de contraindre les caractéristiques qui n'ont pu l'être au cours de la première étude, en comparant notamment, les densités de population parente observées aux autres longueurs d'onde à la densité simulée.

Chapitre 13

Contraindre les caractéristiques intrinsèques de la population

Dans le cadre des hypothèses les plus simples du modèle d'unification, les BL Lac partageraient les mêmes caractéristiques intrinsèques, celles de leur population parente, et les différences spectrales observés dans une gamme en énergie donnée seraient dues uniquement à une amplification Doppler différente. Dans ce chapitre, les caractéristiques observationnelles de la population de BL Lac détectés aux hautes et très hautes énergie sont utilisées pour accéder à leurs caractéristiques intrinsèques et par conséquent contraindre celles de la population parent.

Dans une première section (13.1), l'hypothèse d'un spectre intrinsèque unique, l'une des bases de notre approche, est confrontée aux données, ce qui permettra de paramétriser une forme spectrale commune empirique. La question de la position intrinsèque en énergie du pic d'émission de cette forme spectrale est traitée de la section 13.2 où une relation intrinsèque entre cette énergie et la luminosité intrinsèque des objets est mise en évidence et caractérisée. Puis, c'est aux distributions des luminosités intrinsèques et à celles des facteurs Doppler que nous accéderons dans la section 13.3. Nous verrons que cette dernière impose une distribution des facteurs de Lorentz caractérisée à son tour dans la section 13.4. Enfin, nous dresserons le bilan de cette étude dans la section 13.5.

13.1 Une forme spectrale empirique unique

Dans le cadre du modèle d'unification, les BL Lac et leur population parente partagent les mêmes caractéristiques intrinsèques. Cela implique en particulier, pour ces deux populations, d'avoir une forme spectrale relativement stable d'un objet à l'autre. Dans cette section, nous testons la validité de cette hypothèse en cherchant une forme spectrale empirique qui puisse rendre compte de l'émission aux hautes et très hautes énergies. Comme cette forme spectrale commune sera utilisée par la suite dans les simulations pour permettre d'évaluer simultanément les flux intégrés mesurables par *Fermi* et les ACT, et seulement pour cela, une bonne estimation de ces deux grandeurs est le critère choisi pour optimiser les paramètres qui la décrivent. La variabilité des sources n'étant pas prise en compte dans notre étude, des mesures de flux relatives à leur état moyen sont confrontées aux flux prédits en utilisant la forme spectrale paramétrée.

13.1.1 Paramétrisation et notations

La forme spectrale commune doit permettre de rendre compte de la gamme d'indices spectraux mesurés par *Fermi* et par les ACT. Une étude préliminaire, basée sur la comparaison des indices spectraux mesurés aux hautes et très hautes énergies (α_{HE} et α_{THE} respectivement, de part et d'autre du pic d'émission) pour des BL Lac détectés dans ces deux bandes en énergies, a montré qu'une forme parabolique ne semble pas privilégiée pour représenter l'émission du pic à haute énergie de ces objets¹. En revanche, les différences des indices spectraux α_{HE} et α_{THE} sont compatibles d'une source à l'autre, aux incertitudes près, ce qui laisse penser qu'une loi de puissance brisée avec une transition courbe pourrait assez bien représenter la composante à haute énergie des sources. Le choix a donc été fait de paramétriser le spectre différentiel photon $\phi(E, \alpha_0, \Delta \alpha_0, m)$ par la forme suivante :

$$\phi(E,\alpha_0,\Delta\alpha_0,m) = (b+3)\phi(E_p)\frac{(E/E_p)^{-\alpha_0}}{b+2m(E/E_p)^{-\frac{\Delta\alpha_0}{2}} + (E/E_p)^{-\Delta\alpha_0}}$$
(13.1)

où les paramètres α_0 , $\Delta \alpha_0$ et m sont à déterminer. α_0 correspond au régime à faible indice photon mesuré par *Fermi* et $\alpha_0 + \Delta \alpha_0$ au régime à grand indice photon. m prendra les valeurs zéro ou un, ce qui permet de jouer sur la courbure. On détermine b de manière à ce que E_p soit l'énergie à laquelle $E^2 \phi(E)$ est maximale, ce qui donne :

$$b = \frac{-\Delta \alpha_0(m+1)}{\alpha_0 - 2} - 2m - 1$$

À partir de la relation 13.1, le flux différentiel en énergie $(F_E(E))$ et le flux différentiel par bande logarithmique en énergie $(EF_E(E) = F_{\ln(E)}(E))$ sont exprimés :

$$F_E(E) = 1.602 \times 10^{-6} \times E \,\phi(E) \qquad [\text{erg cm}^{-2} \,\text{s}^{-1} \,\text{MeV}^{-1}] EF_E(E) = 1.602 \times 10^{-6} \times E^2 \,\phi(E) \qquad [\text{erg cm}^{-2} \,\text{s}^{-1}]$$
(13.2)

Le flux intégral en photons est noté Φ , et la puissance par unité de surface est notée :

$$\mathcal{P} = \int F_E(E) dE \quad [\mathrm{erg}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}]$$

13.1.2 Optimisation des paramètres sur un lot de 23 BLLac

L'optimisation des paramètres de la forme spectrale est réalisée en comparant les flux mesurés entre 100 MeV et 100 GeV par *Fermi* extraits du "Point Source" catalogue (Abdo et al. 2010e) – qui rassemble les mesures effectuées durant les 11 premiers mois d'observation de *Fermi* et donc relatives à l'état moyen des sources – à ceux calculés par l'intégration de la forme spectrale dans la même bande en énergie. Afin d'estimer le flux de cette manière, la forme spectrale nécessite d'être normalisée et "calée" à l'énergie relative au pic d'émission. L'étude est donc réalisée sur 23 BL Lac détectés par *Fermi* dont l'énergie ($E_{p_{\text{SED}}}$) et le flux par bande logarithmique d'énergie ($EF_{E_{\text{SED}}}(E_p)$, en erg cm⁻² s⁻¹) correspondant au pic à haute énergie ont été estimés par l'étude de leur SED (Abdo et al. 2010a). Ces objets, dont les caractéristiques sont présentées dans l'annexe A, font partie d'une étude réalisée sur l'ensemble des blazars brillants détectés par *Fermi* qui montre l'existence une relation linéaire entre l'indice spectral et la position du pic à haute énergie (ν_p^{HE} , en Hz). Notons qu'une telle relation, qui sera utilisée par la suite, peut également être déterminée en considérant uniquement les 23 objets de types BL Lac. La figure 13.1 représente les indices spectraux mesurés par *Fermi* en fonction du logarithme de la position du pic à haute énergie (ν_p^{HE} , en Hz). En ajustant une relation linéaire sur cette distribution on trouve que l'indice spectral que mesurerait *Fermi* Γ_{rel} étant donné ν_p^{HE} peut être estimé suivant :

$$\Gamma_{\rm rel} = -0.16 \times \log(\nu_p^{\rm HE}) + 5.8$$
(13.3)

¹Dans le cas d'une forme parabolique les valeurs de $\Delta \alpha = \alpha_{\rm HE} - \alpha_{\rm THE}$ devraient suivre une relation linéaire en fonction de la différence des énergies auxquelles sont déterminées les deux indices spectraux, ce qui n'est pas observé.



FIG. 13.1: Indice spectral mesuré par Fermi en fonction de l'énergie à laquelle se trouve le pic à haute énergie, déterminée par l'étude de la SED des BL Lac rassemblés dans le tableau de l'annexe A.

TAB. 13.1: Moyenne (Mean) et largeur (RMS) des distributions des logarithmes base dix des rapports entre les flux intégrés Φ ou les puissances par unité de surface \mathcal{P} (entre 100 MeV et 100 GeV) estimés à partir des formes spectrales et ceux mesurés par Fermi. Les énergies auxquelles se trouve le pic à haute énergie et le niveau de flux au pic sont évalués à partir de l'étude des SED des objets présentés dans ??.

α_0	$\Delta \alpha_0$		= 0		m = 1				
		Mean	RMS	Mean	RMS	Mean	RMS	Mean	RMS
1.3	1.3	-0.12	0.27	-0.00	0.24	0.02	0.23	0.10	0.22
1.3	1.5	-0.16	0.28	-0.07	0.27	-0.05	0.25	0.02	0.25
1.3	1.6	-0.18	0.28	-0.10	0.29	-0.08	0.25	-0.01	0.26
1.5	1.3	-0.05	0.24	-0.02	0.27	0.03	0.23	0.06	0.25
1.5	1.5	-0.08	0.25	-0.07	0.30	-0.01	0.23	0.00	0.27
1.5	1.6	-0.10	0.26	-0.10	0.32	-0.03	0.24	-0.02	0.29
1.6	1.3	-0.00	0.24	-0.01	0.29	0.06	0.23	0.05	0.26
1.6	1.5	-0.03	0.25	-0.06	0.32	0.03	0.23	0.00	0.29
1.6	1.6	-0.05	0.26	-0.08	0.34	0.01	0.24	-0.02	0.30
		$rac{\Phi_{ m FormeSpectrale}}{\Phi_{ m mesureFermi}}$		$\frac{\mathcal{P}_{\mathrm{FormeSpectrale}}}{\mathcal{P}_{\mathrm{mesureFermi}}}$		$\frac{\Phi_{\rm FormeSpectrale}}{\Phi_{\rm mesureFermi}}$		$\frac{\mathcal{P}_{\text{Forme Spectrale}}}{\mathcal{P}_{\text{mesure Fermi}}}$	

Dans un premier temps, pour différents jeux de paramètres, les formes spectrales (définies par l'équation 13.1 et illustrées pour un jeu de paramètres sur la figure 13.3) sont calées dans le plan énergie-flux sur les positions du pic à haute énergie $E_{p_{\text{SED}}}$ et les niveaux de flux $EF_{E_{\text{SED}}}(E_p)$ obtenus par l'étude des 23 SED. Les intégrales des formes spectrales ainsi calées sont calculées entre 100 MeV et 100 GeV et fournissent une évaluation des flux intégrés Φ et de la puissance par unité de surface \mathcal{P} . On compare alors ces valeurs, évaluées pour m = 0 et m = 1 et différentes valeurs de α_0 et $\Delta \alpha_0$, à celles du catalogue *Fermi*, et l'on recherche le jeux de paramètres qui minimise les différences. Cette recherche est basée sur les caractéristiques (valeur moyenne et rms) des distributions du logarithme des rapports entre grandeurs évaluées et expérimentales (voir le tableau 13.1).

α_0	$\Delta \alpha_0$		= 0		m :	= 1				
		Mean	RMS	Mean	RMS	Mean	RMS	Mean	RMS	
1.3	1.3	-0.14	0.27	-0.00	0.22	0.00	0.21	0.10	0.20	
1.3	1.5	-0.19	0.29	-0.07	0.26	-0.07	0.24	0.02	0.23	
1.3	1.6	-0.21	0.30	-0.10	0.28	-0.10	0.25	-0.01	0.25	
1.5	1.3	-0.07	0.24	-0.02	0.26	0.01	0.21	0.06	0.23	
1.5	1.5	-0.10	0.26	-0.07	0.29	-0.03	0.23	0.00	0.26	
1.5	1.6	-0.12	0.27	-0.10	0.31	-0.05	0.24	-0.02	0.28	
1.6	1.3	-0.02	0.23	-0.01	0.27	0.04	0.21	0.05	0.25	
1.6	1.5	-0.05	0.26	-0.06	0.31	0.01	0.23	0.00	0.28	
1.6	1.6	-0.06	0.27	-0.08	0.33	-0.00	0.24	-0.02	0.29	
		$\frac{\Phi_{\text{Formes}}}{\Phi_{\text{mesur}}}$	$\frac{e \text{ Spectrale}}{\text{ure Fermi}}$ $\frac{\mathcal{P}_{\text{Form}}}{\mathcal{P}_{\text{mes}}}$		$rac{\mathcal{P}_{ ext{Forme Spectrale}}}{\mathcal{P}_{ ext{mesure Fermi}}}$		$\frac{\Phi_{\rm FormeSpectrale}}{\Phi_{\rm mesureFermi}}$		$\frac{\mathcal{P}_{\text{Forme Spectrale}}}{\mathcal{P}_{\text{mesure Fermi}}}$	

TAB. 13.2: Moyenne (Mean) et largeur (RMS) des distributions des logarithmes base dix des rapports entre les flux intégrés Φ ou les puissances par unité de surface \mathcal{P} (entre 100 MeV et 100 GeV) estimés à partir des formes spectrales et ceux mesurés par Fermi. Les positions du pic sont désormais évaluées à partir de l'indice spectral mesuré par Fermi en utilisant la relation 13.3.

On constate pour différentes combinaisons des paramètres m, α_0 et $\Delta \alpha_0$ que les biais dans la reconstruction des flux intégrés et des puissances par unité de surface sont proches de zéro et les erreurs moyennes sur l'évaluation des flux et puissances sont généralement comprises entre ~ 60% et 100%. Les coefficients de la forme spectrale à utiliser sont choisis de manière à minimiser les erreurs moyennes tout en assurant un biais faible. Sur ces critères, les paramètres m = 1, $\alpha_0 = 1.5$ et $\Delta \alpha_0 = 1.3$ constituent un bon choix.

Dans un second temps, nous remplaçons la valeur de $E_{p_{\text{SED}}}$ par celle déterminée à partir de la relation 13.3 pour s'assurer de la consistance des résultats. Ces derniers sont présentés dans un tableau 13.2. Cette fois encore, le jeu de paramètres ci-dessus mentionné est un bon choix.

On remarque dans les deux cas, que l'on utilise pour caler la forme spectrale l'énergie du pic correspondant à l'étude des SED, $E_{p_{SED}}$, ou l'énergie déduite de l'indice spectral mesuré par *Fermi*, que l'évaluation des flux et puissances par unité de surface n'introduit pas de biais en fonction de l'indice spectral mesuré par *Fermi* (voir la figure 13.2).

On peut également inverser l'approche et évaluer $EF_E(E_p)$ en normalisant la forme intégrale sur le flux intégré mesuré par *Fermi* – estimation dont nous aurons besoin dans le paragraphe 13.1.3 et au chapitre **??**. L'erreur moyenne commise sur $EF_E(E_p)$ est alors naturellement égale à celle commise sur le flux intégré évalué dans le tableau 13.2, et le biais prend la valeur opposée.

13.1.3 Forme spectrale et flux mesurable par les ACT

Déterminer dans quelle mesure la forme spectrale commune choisie permet d'estimer à la fois le flux intégral mesurable par Fermi et celui mesurable par les ACT n'est pas chose facile. En effet, le nombre d'objets détectés sur ces deux gammes en énergie est limité et, qui plus est, ces détections sont le plus souvent réalisées à des périodes et sur des échelles d e temps différentes. Parce que ces objets sont par essence variables, il est nécessaire pour notre test de sélectionner un échantillon de sources qui présentent une certaine continuité spectrale entre les deux bandes en énergie. Nous comparons pour cela, pour chaque objet, le flux différentiel mesuré par Fermi à 10 GeV avec celui mesuré par un ACT à son seuil en énergie (quelques centaines de TeV), et ne retenons l'objet que si ces flux différent d'un



FIG. 13.2: Représentation des rapports entre les flux intégrés Φ ou les puissances par unité de surface \mathcal{P} (entre 100 MeV et 100 GeV) estimés à partir des formes spectrales et ceux mesurés par Fermi. Les paramètres utilisés sont m = 1, $\alpha_0 = 1.5$ et $\Delta \alpha_0 = 1.3$. Les résultats correspondant à l'utilisation de $E_{p_{\text{SED}}}$ sont représentés sur les figures du haut, ceux utilisant E_p évalué à partir de la relation 13.3 sur celles du bas.

facteur inférieur à deux. Cinq sources répondent à ce critère, elles sont présentées dans le tableau 13.3. Pour deux d'entre elles, BZB J0710+5908 et PKS 2155-304, les données utilisées sont celles relatives aux campagnes multi-longueurs d'onde, respectivement entre VERITAS et Fermi, et entre H.E.S.S. et Fermi.

Cette continuité spectrale étant dans une certaine mesure garantie, nous pouvons maintenant examiner la capacité de notre forme spectrale, non pas à passer à la fois par les spectres mesurés par Fermi et les ACT, mais à estimer les flux intégraux respectifs (nous rappelons encore une fois que c'est uniquement à cela que cette forme spectrale commune servira par la suite). Pour cela, pour chacun des cinq objets sélectionnés, la forme spectre est d'abord normalisée pour reproduire le flux intégré mesuré par Fermi entre 100 MeV et 100 GeV, puis l'énergie du pic est déduite de l'indice spectral mesuré par Fermi en utilisant la relation 13.3. Finalement, l'effet de l'absorption par l'EBL est pris en compte selon Franceschini et al. (2008) et l'intégrale de la forme absorbée est calculée au delà de $E_{s ACT}$.

L'évaluation des flux intégrés pour différents paramètres de la forme spectrale est présentées dans le tableau 13.4. En utilisant la forme spectrale jugée meilleure en termes d'erreurs moyennes sur l'évaluation du flux intégré dans la gamme en énergie couverte par *Fermi*, correspondant aux paramètres m = 1, $\alpha_0 = 1.5$ et $\Delta \alpha_0 = 1.3$ (voir le paragraphe 13.1.2), le flux intégré au delà de l'énergie seuil des ACT est évalué avec une erreur d'un facteur deux au maximum. Étant donné la variabilité des sources, le caractère non contemporain de certaines données et la méthode employée pour sélectionner l'échantillon test, cette estimation est jugée satisfaisante. Ce test de compatibilité réalisé sur un échantillon de cinq objets ne constitue pas un test statistique solide mais il nous rassure cependant sur la capacité de la forme spectrale à évaluer les flux mesurables aux très hautes énergies. Pour illustration, les spectres aux très hautes énergies correspondant aux observations sélectionnées sont représentés sur la figure la figure 13.3, corrigés de l'absorption par l'EBL, avec le spectre mesuré par *Fermi* et la forme empirique choisie.

Commentaires

L'hypothèse d'une forme spectrale empirique unique pour rendre compte de l'émission aux HE et aux THE semble acceptable. La forme paramétrée est une loi de puissance brisée avec une transition courbe. Comme cette forme empirique permet une évaluation des flux mesurables aux HE et aux THE, elle peut être utilisée pour sélectionner les sources susceptibles d'être détectées par les ACT parmi les sources détectées par *Fermi* (voir l'annexe B).

BLLac	2	E_{c}	$\Phi(>E_{aACT})$	ACT	Réf.
	~	[TeV]	$\times 10^{-11} [\mathrm{cm}^{-2} \mathrm{s}^{-1}]$		
PKS 2005-489	0.071	0.3	0.44	H.E.S.S	section 11.6
PKS 2155-304	0.116	0.2	5.76	H.E.S.S	Aharonian et al. (2009c)
Mkn 421	0.030	0.5	2.46	HEGRA	Aharonian et al. (1999a)
BZB J0710+5908	0.125	0.3	0.47	VERITAS	Acciari et al. (2010a)
Mkn 501	0.034	0.6	1.17	HEGRA	Aharonian et al. (2001)

TAB. 13.3: Les BLLac détectés par les ACT avec un niveau de flux compatible avec celui mesuré par Fermi durant les 11 premiers mois d'observation.

BLLac	$\frac{\Phi(>E_{\rm sAC})}{\Phi(>E_{\rm sAC})}$		
	m = 0	m = 1	$\alpha_0 \Delta \alpha_0$
PKS 2005-489	2.15	2.07	
PKS 2155-304	1.48	1.39	
Mkn 421	3.85	3.04	1.3 1.3
BZB J0710+5908	7.82	5.24	
Mkn 501	1.00	0.90	
PKS 2005-489	1.39	1.62	
PKS 2155-304	1.02	1.15	
Mkn 421	2.89	2.91	1.3 1.5
BZB J0710+5908	8.04	6.55	
Mkn 501	0.64	0.72	
PKS 2005-489	1.10	1.36	
PKS 2155-304	0.83	1.00	
Mkn 421	2.46	2.67	1.3 1.6
BZB J0710+5908	8.10	6.93	
Mkn 501	0.50	0.61	
PKS 2005-489	1.00	1.26	
PKS 2155-304	0.74	0.91	
Mkn 421	1.66	1.83	1.5 1.3
BZB J0710+5908	2.13	1.84	
Mkn 501	0.41	0.51	
PKS 2005-489	0.62	0.86	
PKS 2155-304	0.49	0.66	
Mkn 421	1.20	1.47	1.5 1.5
BZB J0710+5908	2.16	1.97	
Mkn 501	0.25	0.35	
PKS 2005-489	0.48	0.69	
PKS 2155-304	0.39	0.55	
Mkn 421	1.01	1.29	1.5 1.6
BZB J0710+5908	2.16	2.01	
Mkn 501	0.20	0.28	
PKS 2005-489	0.69	0.94	
PKS 2155-304	0.53	0.70	
Mkn 421	1.09	1.30	1.6 1.3
BZB J0/10+5908	1.07	0.97	
MKN 501	0.27	0.36	
PKS 2005-489	0.42	0.62	
r KS 2155-304 Mire 421	0.35	0.49	
IVIKII 421 DZD 10710 - 5009	0.78	1.02	1.6 1.5
DLD JU/10+3908 Mkn 501	1.08	1.02	
IVINI JUI	0.10	0.24	<u> </u>
r no 2000-489 DKS 2155 201	0.55	0.30	
r NS 2133-304 Mlan 421	0.20	0.41	1 (1 -
IVIKII 421 D7D 10710 - 5000	0.05	0.88	1.6 1.6
DLD JU/10+3908 Mkn 501	0.12	0.10	
IVIKII JUI	0.15	0.19	

Une forme spectrale empirique unique

TAB. 13.4: Rapport entre les flux intégrés au delà de l'énergie seuil E_s estimée à partir de la forme spectrale $\Phi(> E_{sACT})_{Forme Spectrale}$ et les flux mesurés $\Phi(> E_{s ACT})_{mesure ACT}$. La forme spectrale est normalisée sur le flux intégré mesuré par Fermi entre $100 \,\mathrm{MeV}$ et $100 \,\mathrm{GeV}$. E_p est déterminée à partir de l'indice spectral mesuré par Fermi suivant la relation 13.3. Les chiffres en gras sont obtenus pour les coefficients de la forme spectrale jugés meilleurs en termes d'erreurs moyennes sur l'évaluation du flux intégré dans la gamme en énergie *couverte par Fermi :* m = 1, $\alpha_0 = 1.5$ et $\Delta \alpha_0 = 1.3$.



FIG. 13.3: Représentation des flux différentiels par bande logarithmique en énergie $[\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}]$ mesurés par Fermi et les ACT pour les cinq BL Lac rassemblés dans le tableau ??. Les courbes représentent la forme spectrale choisie (m = 1, $\alpha_0 = 1.5$ et $\Delta \alpha_0 = 1.3$). La position du pic est déterminée à partir de l'indice spectral mesuré par Fermi suivant la relation 13.3, en tenant compte de l'erreur sur l'indice spectral (courbes bleu), et tenant compte de l'erreur sur la détermination de E_p (courbe verte). Deux spectres Fermi sont présenté pour PKS 2155-304, celui venant du "Point Source" catalogue et celui mesuré lors des observations de 2008 contemporaine avec celles de H.E.S.S. (Aharonian et al. 2009c).

13.2 Position intrinsèque du pic de la composante spectrale à haute énergie

Nous venons de voir qu'une forme spectrale empirique est acceptable pour rendre compte des flux intégraux des BL Lac aux hautes et très hautes énergies. Le spectre d'émission est alors complètement défini par cette forme si l'on connaît la luminosité L_p et l'énergie E_p du pic d'émission. Comme la forme spectrale n'est pas modifiée par l'amplification Doppler, le spectre intrinsèque est lui aussi défini par cette forme pour une luminosité intrinsèque L_{p_i} et une position intrinsèque E_{p_i} du pic d'émission. Étant donné les relations présentées dans le paragraphe 1.2.3, ces deux valeurs intrinsèques s'expriment en fonction de celles observées suivant :

$$L_{p_i} = \delta^{-p} L_p$$

$$E_{p_i} = \delta^{-1} E_p$$
(13.4)

où δ représente le facteur Doppler.

Les luminosités observées pour les BL Lac au pic d'émission à haute énergie couvrent plusieurs ordres de grandeur et ne peuvent être expliquées par l'effet de l'amplification Doppler sur une luminosité intrinsèque unique ; une distribution des luminosités intrinsèques – à laquelle nous tenterons d'accéder au paragraphe 13.3 – est donc communément supposée pour ces objets. Dans ce paragraphe, l'hypothèse d'une valeur unique de E_{p_i} est testée à partir de la population de BL Lac détectée par *Fermi* présentée dans le paragraphe 13.2.1. Nous verrons que cette hypothèse n'est pas privilégiée et qu'une relation intrinsèque entre la luminosité et la position du pic, comme observée dans la séquence des blazars (voir le paragraphe 2.2), est suggérée par l'étude de la distribution de cette population dans le plan E_p - L_p qui est ensuite utilisée ensuite pour évaluer cette relation.

13.2.1 Les BL Lac détectés par Fermi utilisés pour l'étude

Les BL Lac détectés par *Fermi* utilisés pour cette étude, et pour celles présentées par la suite dans cette partie, ont été extraits du "Point Source" catalogue² (Abdo et al. 2010e). Nous sélectionnons parmi ces objets ceux qui disposent d'une mesure de leur flux intégral (et non pas d'une simple limite supérieure) et appartiennent au "clean sample" – cet échantillon réunit des objets pour lesquels la probabilité d'association avec un AGN est supérieure à 80%, qui ne sont associés qu'à un seul AGN et qui ne présentent pas de problème au niveau de l'analyse. Sur les 254 sources répondant à ces critères, 110 ont un redshift connu avec confiance (Abdo et al. 2010b) et peuvent être utilisées pour cette étude qui demande le calcul de leur luminosité. Le nom des objets, leur position, leur indice spectral, leur flux différentiel à l'énergie de décorrélation³ E_{π} et leur redshift sont présentés dans le tableau de l'annexe C. Les mesures de *Fermi* sont extraites du "Point Source" catalogue, et les redshift utilisés sont ceux donnés dans le catalogue 1LAC (Abdo et al. 2010b). Sont ajoutées dans ce tableau les luminosités et énergies du pic introduites dans le paragraphe 13.2.3.

Les distributions des indices spectraux pour les BL Lac dont le redshift est < 0.5 d'une part, et > 0.5 d'autre part, présentent quelques différences avec notamment des spectres qui sont plus mous en moyenne pour les objets à grand redshift (voir figure 13.4). La distribution des indices spectraux des BL Lac dont le redshift n'est pas connu peut éventuellement être considérée comme correspondant davantage à celle des BL Lac avec $z \ge 0.5$ (voir discussion dans le premier catalogue des AGN *Fermi* à ce sujet, Abdo et al. (2010b)). Cela peut être une indication que la majorité des BL Lac au redshift

²Les objets sélectionnés sont ceux avec source type = bzb.

³Lors de l'ajustement d'une loi de puissance par maximum de vraisemblance, l'énergie de décorrélation est l'énergie à laquelle la corrélation entre les erreurs sur le flux et l'indice spectral est nulle. Par construction, il s'agit donc de l'énergie à laquelle l'erreur sur le flux est minimale.



FIG. 13.4: Distributions des indices des spectres différentiels en énergie des BL Lac mesurés par Fermi, construites pour différentes gammes de redshift z des sources. Valeurs extraites du catalogue des AGN (Abdo et al. 2010b)

inconnu a des redshifts supérieurs à 0.5. Par conséquent, utiliser uniquement les BL Lac pour lesquels le redshift est connu introduit possiblement une sous-représentation des objets à grand redshift parmi les BL Lac détectés par *Fermi*.

13.2.2 L'hypothèse d'une valeur E_{p_i} unique rejetée par la distribution des indices spectraux mesurés par *Fermi*

Les indices mesurés par *Fermi* pour les spectres différentiels en énergie des BL Lac sont compris entre 1.28 et 2.63 (voir la figure 13.5). Si l'on considère la corrélation entre l'indice spectral et la position du pic présentée dans la section 13.1.2, la dispersion des indices spectraux mesurés pour les BL Lac implique des positions de pics à haute énergie distribuées sur sept ordres de grandeur (de quelques MeV



FIG. 13.5: Distribution des indices des spectres différentiels en énergie des BLLac mesurés par Fermi. Valeurs extraites du catalogue des AGN (Abdo et al. 2010b)

à quelques dizaines de TeV).

La position du pic à haute énergie après l'amplification Doppler dépend uniquement de sa position intrinsèque et de la valeur du facteur Doppler, suivant la relation 14.4. Si l'on considère une position E_{p_i} unique, la gamme en énergie couverte par les pics après amplification dépend uniquement des valeurs minimale et maximale du facteur Doppler des objets (δ_{\min} et δ_{\max} respectivement). Pour reproduire la dispersion des positions du pic observée par *Fermi* pour les BL Lac, il faut $\delta_{\max}^{\text{BLLac}}/\delta_{\min}^{\text{BLLac}} \sim 10^7$.

Le facteur Doppler dépend, lui, de l'angle d'orientation entre l'axe du jet et la ligne de visée ainsi que de la valeur du facteur de Lorentz. À l'intérieur du cône de focalisation (voir paragraphe 1.2.3) la valeur du facteur Doppler varie d'un facteur deux. Par conséquent, si l'on considère un facteur de Lorentz unique pour l'ensemble des objets, et si l'on considère les BL Lac comme les objets observés à l'intérieur du cône de focalisation, la valeur du facteur Doppler d'un BLLac à l'autre varie d'un facteur deux tout au plus. Il en est de même pour la position du pic après l'amplification Doppler. Même en considérant les BL Lac comme les objets dont le facteur Doppler est supérieur à un, les sept ordres de grandeur nécessaires pour reproduire la dispersion des positions du pic ne peuvent être atteints sans avoir recours à des valeurs du facteur de Lorentz fantaisistes ($\sim 10^7$). Cela reste vrai si l'on introduit une ouverture géométrique du jet, et a même tendance à s'accentuer si l'on considère les BL Lac comme les objets vus à l'intérieur du cône géométrique. En effet, les BL Lac auront alors tous le même facteur Doppler égal à 2Γ .

Par ailleurs, si l'on considère une distribution des facteurs de Lorentz compris entre Γ_{\min} et Γ_{\max} , les valeurs des facteurs Doppler des BLLac sont alors comprises entre Γ_{\min} et $2\Gamma_{\max}$ pour un jet sans ouverture géométrique et entre $2\Gamma_{\min}$ et $2\Gamma_{\max}$ pour un jet avec une ouverture géométrique. La gamme de facteurs de Lorentz nécessaire pour obtenir $\delta_{\max}^{BLLac}/\delta_{\min}^{BLLac} \sim 10^7$ n'est toujours pas réaliste.

Par conséquent, l'hypothèse d'une position intrinsèque unique pour le pic à haute énergie est fortement défavorisée étant donné la gamme des indices spectraux mesurés par *Fermi*. Rejeter cette hypothèse n'est pas très surprenant si l'on considère la la séquence des blazars, c'est-à-dire l'observation d'une énergie du pic à haute énergie d'autant plus élevée que la luminosité est faible – une relation qui ne peut être expliqué par un effet d'amplification Doppler.

13.2.3 Dispersion des BL Lac dans le plan E_p - L_p

Les observations effectuées avec *Fermi* permettent de placer les objets dans un plan indice spectralluminosité (voir figure 13.6). La luminosité est calculée à partir de la puissance mesurée par *Fermi* entre 100 MeV et 100 GeV, compte tenu de la distance luminique de chaque source (voir figure 13.6). Un déficit à haute luminosité est observé pour les spectres durs et ne peut être dû à un effet de sensibilité de



FIG. 13.6: La luminosité mesurée par Fermi entre 100 MeV et 100 GeV en fonction de l'indice spectral mesuré par Fermi.

l'instrument. Si l'on considère la relation entre l'indice spectral et la position du pic et, dans une première approximation, la luminosité mesurée par *Fermi* comme représentative de la luminosité au pic d'émission, alors, ce déficit indique que L_p est d'autant plus faible que le pic est situé à haute énergie. Cet effet ne peut être dû à l'amplification Doppler et peut être interprété comme la marque d'une anti-corrélation intrinsèque entre les deux valeurs. Une telle relation est, dans une certaine mesure, attendue. En effet, la position du pic synchrotron, et par extension celle du pic à haute énergie, est liée à l'énergie des électrons accélérés dans les jets. La probabilité pour ces électrons de perdre leur énergie par refroidissement est liée à la densité en énergie qui est directement proportionnelle à la luminosité des sources – c'est par ce raisonnement théorique que la séquence des blazars dans sa forme la plus simple est expliquée (Padovani 2007). Il semble donc raisonnable, si l'on introduit une position du pic à haute énergie variable d'un objet à l'autre, de lier cette énergie à la luminosité intrinsèque par une relation permettant de rendre compte de l'anti-corrélation entre la puissance et la position en énergie du pic.

Avant de poursuivre, L_p et E_p sont évaluées pour chaque BL Lac afin de dériver la relation intrinsèque entre ces deux grandeurs et ce, à partir de l'étude de la dispersion des objets dans le plan $\ln(E_p)$ - $\ln(L_p)$.

Détermination de E_p et L_p

La position en énergie du pic est estimée à partir de l'indice spectral mesuré par *Fermi* en utilisant la relation 13.3 (déterminée dans le paragraphe 14.1.1). Cette méthode d'évaluation est testée en comparant les valeurs trouvées suivant la relation 13.3 et celles déterminées à partir de l'étude de la SED de 23 BL Lac présentés dans le papier Abdo et al. (2010a) (voir le tableau dans l'annexe A). La distribution du logarithme (base dix) des rapports entre les positions évaluées et celles obtenues par l'étude de la SED (voir figure 13.7a) a une moyenne de 0.07 et un écart type de 0.65. C'est cet écart qui est utilisé comme erreur sur $\log(E_p)$. À noter que cette méthode n'introduit pas de biais en fonction de l'indice spectral, voir figure **??**.

Pour déterminer L_p (luminosité par bande logarithmique d'énergie) on utilise la forme spectrale choisie pour les simulations (c'est-à-dire m = 1, $\alpha_0 = 1.5$ et $\Delta \alpha_0 = 1.3$, voir paragraphe 13.1). Le flux différentiel à E_p , noté ϕ_p est obtenu par normalisation de la forme spectrale choisie de manière à ce que son intégrale entre 100 MeV et 100 GeV soit égale au flux intégral mesuré par *Fermi* sur cette gamme en énergie. Ce flux permet d'évaluer la luminosité au pic telle que :

$$L_p = 1.602 \times 10^{-6} E_p^2 \times \phi_p \times 4\pi \times d_{\text{lum}}^2 \quad [\text{erg s}^{-1}]$$
(13.5)



FIG. 13.7: Distribution et représentation en fonction de l'indice spectral mesuré par Fermi des logarithmes (en base dix) des rapports entre les positions du pic évaluées à partir de la relation 13.3 et celles obtenues par l'étude des SED.



FIG. 13.8: Les BL Lac détectés par Fermi dans le plan $\log(E_p) - \log(L_p)$.

où E_p est la position du pic en MeV et d_{lum} la distance luminique (voir paragraphe 14.1.3). L'erreur sur $\log(L_p)$ est la même que celle sur $\log(EF_E(E_p))$ évaluée dans le paragraphe 13.1.2.

La distribution des objets *Fermi* dans le plan $\log(E_p) - \log(L_p)$ ainsi obtenue est présentée sur la figure 13.8 ; on remarque que le déficit observé à haute luminosité pour les spectres durs persiste.

Interprétation de la dispersion des objets dans le plan $\log(E_p) - \log(L_p)$

Le déficit observé dans la dispersion des BL Lac dans le plan $\ln(E_p) - \ln(L_p)$ peut être interprété en supposant une relation univoque entre les positions et luminosités intrinsèques des objets telle que :

$$\ln(L_{p_i}) = -t\ln(E_{p_i}) + C \tag{13.6}$$

où C est une constante et t > 0.



FIG. 13.9: Représentation schématique de la dispersion des objets dans le plan $\ln(E_p) - \ln(L_p)$, dans le cadre de la relation 13.6 et d'une distribution des facteurs Doppler indépendante de la luminosité intrinsèque des sources.

Dans le plan $\ln(E_p)$ - $\ln(L_p)$ les objets sont alors intrinsèquement distribués suivant un axe que nous noterons O_Y , d'origine arbitraire et de vecteur directeur \vec{v} dont les coordonnées sont (-1, t). La dispersion des objets dans le plan considéré est alors uniquement due à l'amplification Doppler qui translate les objets suivant un vecteur directeur \vec{u} de coordonnées (1, p) – en effet, en application des équations 13.4, $\ln(Ep) = \ln(\delta) + \log(\delta)$ $\ln(E_{p_i})$ et $\ln(L_p) = p \ln(\delta) + \ln(L_{p_i})$. Cette dispersion est représentée de manière schématique sur la figure ci-contre pour des valeurs du facteur Doppler supérieures à un - se référer à cette figure pour la suite de l'explication. Nous noterons O_X l'axe suivant \vec{u} , d'origine arbitraire. En supposant une distribution des facteurs Doppler bornée et indépendante de la luminosité intrinsèque, un déficit d'objets est attendu à haute luminosité et grand E_p – zone symbolisée par un ovale gris - du fait de la relation intrinsèque entre L_{p_i} et E_{p_i} . Si l'on considère uniquement les BL Lac – les objets pour lesquels le facteur Doppler excède une certaine valeur δ_c , représentés en vert bouteille - alors ce déficit est également observable

aux faibles valeurs de L_p et E_p – zone symbolisée par un ovale vert. Si l'on suppose une distribution des luminosités intrinsèques et une distribution des facteurs Doppler toutes deux décroissantes (ce qui semble raisonnable) un déficit – zone hachurée – dû à un effet de diminution de la statistique apparaît également en bout de distribution.

En étudiant la distribution des BL Lac détectés par *Fermi* dans le plan $\ln(E_p) \cdot \ln(L_p)$ il est possible de contraindre t, c'est-à-dire la relation univoque supposée entre L_{p_i} et E_{p_i} . L'étude de la distribution des objets dans le plan $O_X \cdot O_Y$ est également porteuse d'informations comme nous le verrons dans le paragraphe 13.3.

13.2.4 Évaluation de la relation intrinsèque entre L_p et E_p

Nous allons chercher à déterminer la direction de l'axe O_Y suivant lequel les objets seraient intrinsèquement distribués. Rappelons que cet axe à pour vecteur directeur \vec{v} de coordonnée (-1,t); nous cherchons donc à déterminer t.

Sur la figure 13.12 on a symbolisé en vert la direction suivant laquelle les objets sont translatés sous l'effet de l'amplification Doppler pour p = 3 (jet continu). Les déficits observés sont marqués pour guider l'oeil par les zones ovales. La zone grise se trouve au delà des BL Lac avec les facteurs Doppler les plus élevés, la verte en deçà des BL Lac observés avec les facteurs Doppler les plus faibles. Si ces déficits sont bien ceux illustrés dans le paragraphe 13.2.3, ils marquent la direction de l'axe O_Y et permettent d'évaluer t. Pour que le déficit à basse luminosité (symbolisé en vert) soit utilisable à ces fins, il faut s'assurer qu'il n'est pas dû à une coupure en sensibilité de l'instrument. C'est ce que nous tâcherons de démontrer dans un premier temps, avant de nous intéresser au déficit à haute luminosité (symbolisé en gris). Ce dernier ne peut être dû à un effet de sensibilité, mais il pourrait être le résultat



FIG. 13.10: Copie de la figure 13.8 avec en supplément l'illustration des déficits et de la direction suivant laquelle les objets sont translatés sous l'effet de l'amplification Doppler.

de l'absence, dans ce plan, des BL Lac détectés pour lesquels les redshifts sont inconnus. Nous verrons, en inférant la position de ces objets dans le plan, que ce déficit n'est très probablement pas dû à ce biais de sélection. Pour réaliser ces deux études il est nécessaire de considérer la distribution des BL Lac dans le plan $\ln(E_p) - \ln(L_p)$ en fonction de leur redshift et, pour le cas du déficit à basse luminosité, comparativement à la limite en sensibilité de l'instrument.

Le déficit à basse luminosité : un effet de sensibilité ?

Il s'agit ici de déterminer dans quelle mesure les bords de la distribution des objets dans le plan $\ln(E_p) - \ln(L_p)$ sont dus à la limite en sensibilité de l'instrument. En ce qui concerne l'évaluation de t, le bord à basse E_p et basse L_p est celui à considérer.

Supposons tout d'abord (comme nous l'avons fait dans le paragraphe 13.2.3) une distribution intrinsèque de luminosités et une distribution de facteurs Doppler des BL Lac décroissantes. Si l'on considère une distribution spatialement homogène d'AGN (BLLac et FR I), les objets à bas redshift sont naturellement les moins nombreux et sont donc concentrés à basse luminosité et bas facteurs Doppler, là où se trouve la majorité de la population. Par conséquent, si *Fermi* détecte des objets à bas redshift et si ces objets se situent clairement au delà de la limite en sensibilité associée à leur redshift, ils vont, pour des raisons statistiques, se situer préférentiellement à basse luminosité et bas facteur Doppler. La valeur critique du facteur Doppler qui signe un objet comme BL Lac est la même quel que soit le redshift considéré. À bas E_p et L_p , ces BL Lac à bas redshift marqueraient alors cette limite et signeraient un déficit réel de BL Lac – tout redshift confondu – dans cette région du plan.

Regardons maintenant la figure 13.11 sur laquelle les BL Lac détectés par *Fermi* sont représentés avec un code couleur par tranche en redshift. Les luminosités les plus basses correspondent aux sources à bas redshift, tandis que les sources plus lointaines ne sont visibles que pour des luminosités plus élevées, comme attendu. La sensibilité de *Fermi* est représentée pour différents redshifts en calculant la luminosité seuil à E_p ($L_{p_{sens}}$) suivant l'équation 13.5 et d'après la méthode présentée dans le paragraphe 13.2.3 (le flux seuil de *Fermi*, qui dépend de l'indice spectral, est obtenu à partir de la relation présentée sur la figure 9 du premier catalogue d'AGN détectés par Fermi (Abdo et al. 2010b)).

Considérons les courbes de sensibilité correspondant à des redshifts de 0.03 et 0.06, représentées en rose et noir sur la figure 13.11. Dans la zone située entre ces courbes de sensibilité, les objets pour lesquels 0.03 < z < 0.06 sont progressivement détectables par *Fermi*, en ce sens où les courbes de sensibilité pour ces redshifts se trouvent dans cette zone. Par conséquent l'absence de BL Lac pour une valeur donnée z_1 (avec $z_1 < 0.06$) dans la zone comprise entre les courbes de sensibilité relatives à z_1 et 0.06 n'est pas un effet lié à la limite en sensibilité de l'instrument. Il s'agit donc d'un effet soit statistique



FIG. 13.11: Distribution des BL Lac vus par Fermi (autre représentation de la figure 13.8) représentée en rose pour les objets avec z < 0.06, en noir pour 0.06 < z < 0.12, en bleu foncé pour 0.12 < z < 0.2, en bleu ciel pour 0.2 < z < 0.5, vert pour 0.5 < z < 1. et en jaune pour z > 1.. Les limites en sensibilité sont représentées pour z = 0.03, z = 0.06, z = 0.12, z = 0.2, z = 0.5 et z = 1.

- il peut y avoir de BL Lac dans cette zone mais leur probabilité de présence est faible, soit intrinsèque – il n'y a pas de BL Lac dans cette zone.

La présence en bordure de distribution des BL Lac à bas redshift pour lesquels $L_p/L_{p_{sens}} > 5$ (voir le tableau C de l'annexe C), associée à une absence de BL Lac dans une zone où *Fermi* est capable de les détecter, est une indication forte que le déficit à bas $E_p - L_p$ observé sur la distribution de BL Lac détectés par *Fermi* marque la limite à bas facteur Doppler de la population de BL Lac. Pour nous conforter dans cette interprétation, les six FR I détectées par *Fermi* (présentées dans le tableau 13.5) sont représentés en rouge dans le plan $\ln(E_p) - \ln(L_p)$ sur la figure 13.12. La présence des deux FR I qui ont pour redshift 0.25 et 0.029 (représentés par de gros points rouges sur la figure 13.12) entre les courbes de sensibilité relatives à z = 0.03 (la courbe de sensibilité pour z = 0.025 est représentée en rouge, elle est très voisine de celle relative à z = 0.03) et z = 0.06 est la preuve que *Fermi* est capable de voir des objets dans cette zone (pourvu que leur redshift soit assez petit). On en conclut que l'absence de BL Lac à bas redshift dans cette zone n'est pas un effet lié à la sensibilité de *Fermi*. D'autre part, la présence des FR I dans la zone attendue (c'est-à-dire celle où les valeurs du facteur Doppler sont inférieures à celles des BL Lac, voir 13.2.3) est une indication forte que la limite marquée par le facteur Doppler δ_c des BL Lac se trouve dans cette région. Il semble donc légitime d'utiliser ce déficit à basse luminosité et basse E_p pour évaluer t.

L'information apportée par la présence des FR I est également utilisée. En effet, la limite à δ_c (droite parallèle à O_Y , donc suivant le vecteur directeur de coordonnées (-1,t)) sépare la zone couverte par



FIG. 13.12: Copie de la figure 13.11 où sont ajoutées en rouge les six FRI détectées par Fermi et la relation intrinsèque entre L_p et E_p pour t. Les points rouges plus gros représente NGC 1218 et NGC 6251 dont le redshift est proche de 0.03.

FR I	z	Γ	$\Delta\Gamma$	E_{π}	$\phi(E_{\pi})$	$\Delta\phi(E_{\pi})$	$\log(E_p)$	$\log(L_p)$	$\log(L_{p_{\text{sens}}})$
				GeV	$\times 1$	0^{-13}			
Cen A	0.002	2.71	0.06	0.44	648.46	33.79	-0.90	43.28	42.28
M 87	0.004	2.33	0.12	0.86	25.26	3.23	1.48	41.38	40.98
NGC 1275	0.018	2.13	0.02	0.73	375.51	10.77	2.68	43.43	41.96
NGC 6251	0.025	2.50	0.12	0.66	50.30	6.17	0.41	43.76	43.36
NGC 1218	0.029	1.86	0.21	3.10	0.66	0.20	4.36	42.69	42.56
PKS 0625-35	0.055	1.86	0.18	2.67	1.28	0.32	4.38	43.44	43.14

TAB. 13.5: FRI détectés par Fermi utilisés pour l'étude. Les données sont extraites du "Point Source" catalogue (Abdo et al. 2010e) et du 1LAC (Abdo et al. 2010b). Γ : indice spectral mesuré par Fermi ; E_{π} : énergie de décorrélation du spectre mesuré par Fermi ; $\phi(E_{\pi})$: flux différentiel à l'énergie de décorrélation (en $[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{MeV}^{-1}]$); E_p : énergie du pic à haute énergie déterminée à partir de Γ en utilisant la relation 13.3, elle est exprimée en MeV; L_p : luminosité à E_p , voir le paragraphe 13.2.3, $L_{p_{\text{sens}}}$ luminosité au pic nécessaire pour que la source soit détectable par Fermi (voir le paragraphe 13.2.4).

les FR I de celle couverte par les BL Lac : le choix de t doit donc permettre de séparer les deux types d'objets.

Les valeurs de t qui permettent de rendre compte du déficit et de la distribution des deux populations sont comprises entre 0.2 et 0.5, compte tenu des barres d'erreur sur la position des objets dans le plan. Utiliser une limite marquée par un δ_c est une approximation alors les valeurs de t sont déterminés en acceptant d'avoir quelques FR I au delà leur zone supposée. Notons que t = 0.2 n'est pas compatible avec le déficit observé à haute luminosité, qui semble difficile à expliquer pour des valeurs de t < 0.4.

En l'absence d'objets à bas redshift pour marquer une bordure physique, le déficit observé à basses luminosités et hautes E_p ne marque pas l'absence de BL Lac dans cette région du plan. Les BL Lac à bas redshift y sont statistiquement moins présents – c'est une zone où les facteurs Doppler sont plus grands, donc statistiquement plus difficiles à atteindre – et où les objets à plus grand redshift sont coupés par la sensibilité de *Fermi* – comme on peut le voir sur la figure 13.11 les courbes de sensibilité rejoignent la distribution des BL Lac aux redshifts correspondants.

Nous allons maintenant voir dans quelle mesure ces valeurs de t sont compatibles avec la position supposée des objets au redshift non connu.



FIG. 13.13: Copie de la figure 13.11 avec deux lignes verticales marquant la région que devraient peupler les BL Lac au redshift inconnu vu par Fermi.

Le déficit à haute luminosité : absence des objets à grand redshift ?

Nous avons vu dans le paragraphe 13.2.1 que les BL Lac dont le redshift n'est pas connu sont potentiellement situés dans leur majorité à des redshifts supérieurs à 0.5. Il est possible de se faire une idée de la zone qu'occuperaient ces objets dans le plan $\ln(E_p) - \ln(L_p)$. En effet, 80% des BL Lac au redshift non connu ont un indice spectral compris entre 1.8 et 2.4, et donc des pics à haute énergie situés entre 10 et 100 MeV (si l'on utilise la relation 13.3) et se situeraient entre les deux lignes roses sur la figure 13.13 (copie de la figure 13.11). Il n'est pas possible de connaître la position exacte de ces objets, mais leur position supposée dans le plan ne remet pas en cause, a priori, l'évaluation de t précédemment discutée, puisque le déficit à haute E_p et haute L_p est conservé.

Commentaires

Nous estimons que la valeur de t est compris entre 0.5 et 0.4. Une méthode basée sur la détermination de t par minimisation de la variance de la distribution suivant l'axe O_X (où chaque valeur de X est pondérée selon la méthode présentée dans le paragraphe 13.3.2) a été explorée. Testée sur des simulations, si elle permet de retrouver t à partir de l'ensemble des BL Lac simulés, elle s'avère cependant inefficace sur l'échantillon statistiquement réduit des BL Lac simulés comme détectables par *Fermi*.

13.3 Accéder à la distribution des luminosités intrinsèques et des facteurs Doppler

Dans le plan $\ln(E_p)$ - $\ln(L_p)$, si on fait l'hypothèse d'une relation univoque entre L_{p_i} et E_{p_i} les objets sont intrinsèquement distribués suivant l'axe que nous avons noté O_Y (de vecteur directeur \vec{v}). L'action de l'amplification Doppler les translate alors suivant une direction parallèle à l'axe noté O_X (de vecteur directeur \vec{u}). L'étude de la distribution des objets dans le plan O_X - O_Y est porteuse d'informations. En effet, dans le cadre de cette hypothèse, la distribution suivant O_X donne accès à la distribution des facteurs Doppler (voir 13.3.1), et celle suivant O_Y donne accès à la distribution intrinsèque des luminosités (voir 13.3.1). Voyons tout d'abord comment déterminer les coordonnées de chaque objet dans le plan O_X - O_Y .

13.3.1 Définitions des variables X et Y et interprétation de leur distribution

La variable X représente la projection sur O_X suivant \vec{v} des points du plan $\ln(E_p) - \ln(L_p)$, et Y représente leur projection sur O_Y suivant \vec{u} . Pour obtenir la distribution des objets suivant X et Y il faut

déterminer leurs coordonnées dans le repère (\vec{u}, \vec{v}) . Ainsi définies, les variables X et Y sont :

$$X = \frac{t\ln(E_p) + \ln(L_p)}{t+p}$$
(13.7)

$$Y = \frac{-p\ln(E_p) + \ln(L_p)}{t+p}$$
(13.8)

De la variable X à la distribution des facteurs Doppler

La variable X est une fonction du facteur Doppler. En définissant

$$X_i = \frac{1}{t+p} \ln(E_{p_i}^t L_{p_i})$$

on peut montrer que :

$$X = \ln(\delta) + X_i \tag{13.9}$$

On peut donc exprimer la distribution dN/dX des objets suivant O_X , telle que :

$$\frac{dN}{dX} = \frac{dN}{d\delta}\frac{d\delta}{dX} = \frac{dN}{d\ln\delta}$$

Ainsi, la distribution suivant O_X donne directement accès à la distribution des facteurs Doppler.

En examinant la forme de cette distribution, l'hypothèse associant un jet sans ouverture géométrique à un facteur de Lorentz unique pour l'ensemble de la population peut être testée. Dans ce cadre, le facteur Doppler est égale à $[\Gamma(1 - \beta\mu)]^{-1}$, où μ représente le cosinus de l'angle θ entre l'axe du jet et la ligne de visée et $\beta = \sqrt{1 - \Gamma^{-2}}$; sa distribution $dN/d\delta$ est facilement obtenue :

$$\frac{dN}{d\delta} = \frac{dN}{d\mu} \frac{d\mu}{d\delta} \propto \frac{1}{\beta\Gamma\delta^2}$$

où $dN/d\mu$ est une constante puisque les jets sont orientés de manière aléatoire.

On en déduit :

$$\frac{dN}{dX} \propto \frac{1}{\beta\Gamma\delta} \propto \frac{e^{X_0}}{\beta\Gamma} e^{-X}$$

Par conséquent, si la forme de la distribution observée suivant O_X s'avérait différer d'une forme en e^{-X} , l'hypothèse d'un jet sans ouverture géométrique associé à un facteur de Lorentz unique serait alors invalidée.

De la variable Y à la distribution des luminosités intrinsèques

Étant donné la relation linéaire univoque supposée entre E_{p_i} et L_{p_i} (voir l'équation 13.6), la variable Y peut être exprimée en fonction de L_{p_i} uniquement :

$$Y = \frac{1}{t+p} \times \ln\left(\frac{L_p}{E_p^p}\right) = \frac{1}{t+p} \times \ln\left(\frac{\delta^p L_{p_i}}{\delta^p E_{p_i}^p}\right)$$

Puisque $E_{p_i} \propto L_{p_i}^{-1/t}$, par conséquent :

$$Y \propto \frac{1}{t} \times \ln L_{p_i} + C'$$

où C' est une constante qui dépend de p et t. La distribution suivant O_Y offre par conséquent un accès direct à la distribution des luminosités intrinsèques :

$$\frac{dN}{dY} = \frac{dN}{d\ln(L_{p_i})} \times \frac{d\ln(L_{p_i})}{dY} \propto \frac{dN}{d\ln(L_{p_i})}$$

En supposant une distribution des luminosités intrinsèques en loi de puissance d'indice α_L on a :

$$\frac{dN}{d\ln(L_{p_i})} \propto L_{p_i}^{-\alpha_L+1} \propto e^{(-\alpha_L+1)\ln(L_{p_i})}$$

On s'attend donc à une distribution suivant O_Y de forme exponentielle :

$$\frac{dN}{dY} \propto e^{-k_Y Y}$$

où k_Y est relié à α_L par :

$$\alpha_L = \frac{k_Y}{t} + 1 \tag{13.10}$$

La mesure de k_Y permet donc de déduire α_L et donc de caractériser la distribution des luminosités intrinsèques.

13.3.2 Méthodologie pour construire les distributions suivant X et Y

C'est à partir de la distribution des BL Lac *Fermi* dans le plan $E_p - L_p$ (présenté sur la figure 13.8) que les grandeurs X et Y pour chaque objet sont déterminées. Pour se prémunir d'un biais possible dû à une potentielle sous représentation des objets dont le redshift est supérieur 0.5 (présentée dans le paragraphe 13.2.1), seuls les objets pour lesquels $z \le 0.5$ seront utilisés pour construire les distributions suivant X et Y.

La méthodologie pour construire les distributions suivant X et Y des BL Lac détectés par *Fermi* comprend deux aspects. Le premier est directement lié à la sensibilité de l'instrument et consiste à construire des distributions volumiques de manière à prendre en compte l'horizon de *Fermi*. Le second consiste à construire chaque distribution avec l'ensemble des objets de manière à gagner en statistique. Il est lié à l'espace exploré dans le plan $\ln(E_p)$ - $\ln(L_p)$ – et par extension à celui exploré dans le plan O_X - O_Y – par les BL Lac détectés par *Fermi* et demande la compréhension de l'effet de la sensibilité de *Fermi* sur les bords de la distribution des objets dans ce plan.

Construire une distribution volumique à partir des objets Fermi

Les distributions suivant X et Y offrent un accès direct aux distributions des facteurs Doppler et des luminosités intrinsèques. Ces distributions sont relatives à la distribution des BL Lac dans leur ensemble, par opposition aux distributions mesurées par *Fermi*. Il faut donc, pour les construire, corriger du fait que *Fermi* ne voit qu'une partie de ces objets, les sources les moins lumineuses n'étant vues que si elles sont proches. Cet effet d'horizon est pris en compte en construisant des distributions volumiques de la manière suivante : pour une luminosité donnée – c'est-à-dire pour chaque objet détecté – il existe un redshift au delà duquel *Fermi*, étant donné sa sensibilité, n'est plus capable de voir une source. Ce redshift, converti en distance comobile, permet de définir un volume maximal dans lequel *Fermi* est capable de détecter tous les objets à cette luminosité. La distance comobile relative à la luminosité de chaque objet est définie telle que :

$$d_{\max} = \sqrt{\frac{L}{\mathcal{P}_{\text{seuil}} \times 4\pi}} \times \frac{1}{1+z}$$

où $\mathcal{P}_{\text{seuil}}$ est la puissance par unité de surface seuil de *Fermi*. Les distributions sont construites en comptant les objets en $1/v_{\text{max}}$ (avec $v_{\text{max}} = (4/3) \times \pi d_{\text{max}}^3$), ce qui est une manière de corriger de l'effet d'horizon *Fermi* et donne accès aux distributions relatives à l'ensemble de la population de BL Lac.

Cette méthode, puisqu'elle utilise le flux seuil de *Fermi* pour calculer d_{max} , permet également de corriger les distributions de l'effet dû à la dépendance en indice spectral de ce seuil. En effet, le flux seuil diminue lorsque les spectres deviennent plus durs (voir figure 14.1), *Fermi* voit donc moins d'objets aux spectres mous. Comme le volume maximal utilisé pour construire les distributions volumiques est inversement proportionnel au flux seuil de *Fermi*, les objets dont le spectre est mou conduisent à un v_{max} plus petit et contribuent davantage que les objets aux spectres durs dans la distribution volumique.

Construire une distribution avec l'ensemble des objets

La position dans le plan X - Y des BL Lac détectés par *Fermi* pour lesquels z < 0.5 est représentée sur la figure 13.14. Les valeurs de X et Y sont déterminées pour p = 3 et t = 0.45.



FIG. 13.14: Distribution des BL Lac détectés par Fermi pour lesquels z < 0.5. X et Y sont déterminés pour p = 3 et t = 0.45. Les objets représentés par des croix bleues (Y < 19) ne sont pas utilisés pour construire les distributions suivant X et Y. $Y_{med} = 22.3$ et $X_{med} = 30.8$ marquent la séparation des objets utilisé pour construire les deux distributions suivant X et Y respectivement.

Comme nous l'avons vu précédemment, la distribution suivant l'axe O_Y représente la distribution intrinsèque des luminosités et la distribution suivant l'axe O_X la distribution des facteurs Doppler. Dans le cadre de nos hypothèses, quel que soit l'intervalle en Y que l'on considère, les objets, sous l'action de l'amplification Doppler, se distribuent suivant l'axe O_X de la même manière – puisque l'on considère l'amplification Doppler indépendante de E_{p_i} et de L_{p_i} . Par conséquent :

- quel que soit l'intervalle en Y considéré, la distribution des objets suivant X est la même, celle défini par l'amplification Doppler.
- quel que soit l'intervalle en X considéré (donc la valeur du facteur Doppler), la distribution des objets suivant Y est la même, c'est la distribution intrinsèque suivant Y.

Ces différentes distributions peuvent donc être sommées pour obtenir des distributions suivant X et suivant Y avec davantage de statistique. Dans la limite de la statistique disponible, nous allons essayer de quantifier la stabilité des distributions suivant X et Y attendue dans le cadre de nos hypothèses. En définissant deux intervalles suivant Y de manière à répartir équitablement les objets, deux distributions suivant X sont construites à partir des objets contenus dans chacun de ces deux intervalles. De la même manière deux distributions suivant Y sont construites. Les démarcations entre les intervalles sont représentées sur la figure 13.14.

La sommation de l'ensemble des objets pour construire une distribution est donc la sommation de différentes tranches du plan $O_X - O_Y$ dans lesquelles les objets sont identiquement distribués. Si l'une de ces distributions est tronquée – par un effet de sensibilité de l'instrument conjugué à un effet statistique, comme c'est le cas à basse luminosité et hautes E_p (voir le paragraphe 13.2.4) – elle biaise la distribution globale obtenue. Pour s'affranchir de cet effet les objets pour lesquels Y < 19, qui appartiennent à des intervalles en Y tronqués par cet effet, se sont pas utilisés pour construire les distributions (voir la figure 13.14).

D'autre part, les distributions sont construites de manière à réaliser les ajustements sur un maximum d'intervalles contenant un nombre d'entrées gaussien (≥ 8 , on acceptera les intervalles contenant sept entrées si c'est la seule manière de réaliser un ajustement sur un minimum de trois intervalles), et à exclure un minimum d'objets du fait de leur contribution à des intervalles "non gaussiens". Ne pas utiliser les intervalles "non gaussiens" pour réaliser l'ajustement permet de se prémunir des fluctuations statistiques et d'assimiler les erreurs sur les résultats de l'ajustement à une déviation standard (σ) d'une distribution normale.

13.3.3 Résultats

Nous tentons ici l'ajustement des distributions volumiques suivant X et Y par une fonction exponentielle. Nous adoptons les notations suivantes :

$$\frac{dN}{dXdV} \propto e^{-k_X X}$$
$$\frac{dN}{dYdV} \propto e^{-k_Y Y}$$

Les distributions en nombre d'objets sont présentées pour le nombre d'entrées contribuant dans chaque intervalle.

13.3.3.1 Distributions globales suivant X et Y

Les distributions suivant Y et X construites à partir de l'ensemble des objets sélectionnés (voir le paragraphe 13.3.2) sont présentées dans sur les figures 13.15 et 13.16. Les résultats des ajustements d'une forme exponentielle sur les distributions sont présentés dans le tableau 13.6. La valeur obtenue pour k_X est 2.8, celle pour k_Y vaut 0.34 avec des erreurs estimées à 0.43 et 0.17 respectivement.

Stabilité des distributions

Dans le cadre de nos hypothèses, les objets de part en d'autre de X_{mid} (voir figure 13.14) ont la même distribution suivant Y et ceux de part et d'autre de Y_{mid} ont la même distribution suivant X.

Distributions	k	Δk	χ^2/dof	$P(\chi^2)$
dN/(dXdV)	2.80	0.43	3.2/4	0.51
dN/(dYdV)	0.34	0.17	1.4/2	0.49

TAB. 13.6: Résultats de l'ajustement d'une forme exponentielle sur les distributions volumiques suivant X et Y.



FIG. 13.15: Distributions suivant Y en nombre d'objets et en volumique, obtenues à partir de l'ensemble des BL Lac sélectionnés (voir le paragraphe 13.3.2).



FIG. 13.16: Distributions suivant X en nombre d'objets et en volumique, obtenues à partir de l'ensemble des BLLac sélectionnés (voir le paragraphe 13.3.2).

Les distributions suivant Y obtenues à partir des objets pour lesquels X est inférieur ou supérieur à X_{mid} seront indexées par 1 et 2. Nous procédons de façon similaire pour les distributions suivant X. Elles sont présentés sur les figures 13.17 et 13.18. Le résultat de l'ajustement d'une fonction exponentielle sur ces distributions est présenté dans les tableaux 13.7 et 13.8

Les valeurs obtenues pour k_{X_1} et k_{X_2} sont compatibles entre elles étant donné les erreurs sur leur détermination. k_{Y_1} et k_{Y_2} sont compatibles à 1σ . Au vu de ces résultats l'hypothèse de distributions identiques suivant Y pour les objets appartenant aux différents intervalles X, et inversement, ne peut être exclue.
dN/(dXdV)	k_X	Δk_X	χ^2/dof	$P(\chi^2)$
distribution 1	3.1	1.00	1.6/1	0.21
distribution 2	3.6	0.36	2.3/1	0.13

TAB. 13.7: Résultats de l'ajustement d'une forme exponentielle sur les distributions volumiques suivant X, obtenues à partir des objets pour lesquels $Y < Y_{mid}$ (distribution 1) et $Y \ge Y_{mid}$ (distribution 2).

dN/(dYdV)	k_Y	Δk_Y	χ^2/dof	$P(\chi^2)$
distribution 1	0.22	0.14	0.23/1	0.63
distribution 2	0.46	0.19	1.4/1	0.23

TAB. 13.8: Résultats de l'ajustement d'une forme exponentielle sur les distributions volumiques suivant Y, obtenues à partir des objets pour lesquels $X < X_{mid}$ (distribution 1) et $X \ge X_{mid}$ (distribution 2).



FIG. 13.17: Distributions suivant X, en nombre d'objets et en volumique, obtenues à partir des lots d'objets séparés par Y_{mid} .

Discussion

Dans la limite des statistiques disponibles, la stabilité des distributions suivant X et Y n'a pu être infirmée. D'autre part, les distributions suivant X et Y sont compatibles avec une forme exponentielle. Ces deux éléments suggèrent que la distribution dN/(dXdYdV) en représentation logarithme est plane. Par définition, les variables t et k_Y sont donc dégénérées et la valeur de k_X est indépendante de t. Pour vérifier le caractère observationnel de la propriété sur les valeurs de k_X , ces dernières ont été déterminées



FIG. 13.18: Distributions suivant Y, en nombre d'objets et en volumique, obtenues à partir des lots d'objets séparés par X_{mid} .

t	k_X	Δk
0.35	2.90	0.34
0.45	2.80	0.43
0.55	2.65	0.38

TAB. 13.9: Résultats de l'ajustement d'une forme exponentielle sur les distributions volumiques suivant Y obtenues à partir des objets pour lesquelles $X < X_{mid}$ (distribution 1) et $X \ge X_{mid}$ (distribution 2).

pour des valeurs de t comprises entre 0.35 et 0.55, rassemblées dans le tableau 13.9. Elles sont toutes compatibles à moins de 1σ . Le même travail a été effectué sur k_Y : étant donné l'incertitude avec laquelle ces valeurs sont déterminées, elles sont toutes compatibles les unes par rapport aux autres.

Comme il a été testé, étant donné leur contribution peu importante aux distributions volumique, la non prise en compte des objets détectés pour lesquels les redshifts sont supérieurs à 0.5 n'influence pas les résultats présentés ci dessus.

Conclusion

Les valeurs de k_X , k_Y et t sont désormais, sinon connues, tout du moins fortement contraintes. Le couple $k_Y - t$ donne accès à la pente de la distribution des luminosités intrinsèques (voir équation 13.10) et t permet de contraindre la relation entre la luminosité intrinsèque et la position intrinsèque du pic.

Étant donné $k_X \neq 1$, la distribution suivant X ne suit pas la loi présentée dans le paragraphe 13.3.1, ce qui, dans le cadre de la relation univoque supposée entre $E_{p_i}etL_{p_i}$, exclut l'hypothèse d'un jet sans



FIG. 13.19: Distribution du logarithme du facteur Doppler dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique associée à une valeur unique pour le facteur de Lorentz. Cette distribution est équivalente à la distribution de la variable X telle qu'elle est définie dans le paragraphe 13.3.1. Elle a été obtenue à partir de la simulation (présentée dans le chapitre 14) d'une population d'objets orientés aléatoirement par rapport à la ligne de visée.

ouverture géométrique combiné à un facteur de Lorentz unique. Si l'hypothèse d'un jet sans ouverture géométrique est conservé, cela signifie que les facteurs de Lorentz sont différents d'un objet à l'autre. Si l'on choisit de considérer un jet avec une ouverture géométrique, le facteur Doppler se calcule suivant :

$$\delta = \frac{1}{\Gamma[1 - \beta \cos(\theta - \theta_{\rm jet})]} \tag{13.11}$$

où θ représente l'angle entre l'axe du jet et la ligne de visée et θ_{jet} l'angle d'ouverture du jet. La distribution des facteurs Doppler attendue (et donc celle de la variable X) présente alors un pic à 2 Γ (voir la figure 13.19) où se concentrent tous les objets vus dans le cône d'ouverture du jet, c'est-à-dire les BL Lac, puisque l'on considère que le jet de ces objets est orienté dans notre direction. Un tel pic n'est pas observé dans la distribution des X obtenue précédemment à partir des BL Lac détectés par *Fermi*, ce qui permet d'exclure l'hypothèse d'un facteur de Lorentz unique dans le cas d'un jet ouvert géométriquement. **Par conséquent, que l'on considère un jet avec ou sans ouverture géométrique, la mesure de** $k_X \neq 1$ **et la forme de** $dN/d \ln(\delta)$ **impliquent que les objets de la population parente associée aux BL Lac ont des valeurs de facteur de Lorentz différentes.** Dans le paragraphe 13.4 la forme cette distribution est contrainte à partir de la distribution des facteurs Doppler déterminée déterminée ici. Nous supposerons cette distribution indépendante de L_{p_i} étant donnée que l'évolution de la distribution des facteurs Doppler n'a pû être établie étant donné les incertitudes sur la détermination de k_X .

Les résultats obtenus à partir de la distribution suivant X, et par extension ceux que l'on va établir à partir de la distribution des facteurs Doppler dans la section suivante, sont à considérer dans l'hypothèse d'une relation intrinsèque univoque entre E_{p_i} et L_{p_i} . Cependant, une dispersion intrinsèque des objets suivant l'axe O_X ne peut être exclue, elle est même plus réaliste. Dans le cas extrême d'une dispersion très large, la distribution suivant O_X mesurée peut, de manière alternative à ce qui a été fait ici, être interprétée comme la distribution intrinsèque des objets suivant l'axe O_X . Pour une largeur intermédiaire, une combinaison de l'effet dû à cette dispersion intrinsèque et de l'effet dû à l'amplification Doppler introduirait un changement de pente dans la distribution mesurée suivant O_X , dominée par l'effet de l'amplification pour les petites valeurs de X et dominée par la forme de la distribution intrinsèque pour les grandes valeurs. La présence d'une telle tendance n'est cependant pas mesurable à l'aide de la population des BL Lac détectés par *Fermi* étant donné la statistique actuellement à disposition.



FIG. 13.20: Distribution du logarithme du facteur Doppler dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique associée à une distribution des facteurs de Lorentz en $dN/d\Gamma \propto \gamma^{-3.8}$ pour une population d'objets orientés de manière aléatoire par rapport à la ligne de visée est aléatoire. Cette distribution a été obtenue à partir de la simulation (présentée dans le chapitre 14).

13.4 De la distribution des facteurs Doppler à celle des facteurs de Lorentz

Dans le cadre d'une relation univoque entre E_{p_i} et L_{p_i} , et que l'on considère un jet avec ou sans ouverture géométrique, l'interprétation de la distribution des BL Lac mesurés par *Fermi* dans le plan $\ln(E_p) - \ln(L_p)$ impose une distribution des facteurs de Lorentz. Cette distribution peut être contrainte à partir de la distribution des facteurs Doppler des BL Lac obtenue dans le paragraphe 13.3.

Détaillons tout d'abord le lien entre k_X et la pente de la distribution des facteurs Doppler. Étant donné la définition de $X = \ln(\delta) + X_0$ et la forme trouvée pour la distribution suivant X :

$$\frac{dN}{dX} \propto e^{-k_X X} \propto e^{-k_X \ln(\delta)} = \delta^{-k_X}$$

et en considérant également la relation :

$$\frac{dN}{dX} = \frac{dN}{d\ln\delta} = \delta \frac{dN}{d\delta}$$

on en déduit

$$\frac{dN}{d\delta} = \delta^{-k_X - 1} = \delta^{-\alpha_\delta}$$

où :

La distribution des facteurs Doppler obtenue à partir de données *Fermi* est relative à la population de BL Lac. Pour lier la distribution des facteurs Doppler des BL Lac à la distribution des facteurs de Lorentz de l'ensemble de la population parente associée aux BL Lac, il faut revenir sur la notion de BL Lac.

 $\alpha_{\delta} = k_X + 1$

13.4.1 Cas d'un jet avec une ouverture géométrique

Dans le cas d'une ouverture géométrique du jet associée à une distribution des facteurs de Lorentz, la distribution des facteurs Doppler présente un pic à $2\Gamma_{\min}$ puis suit la distribution des facteurs de Lorentz (voir la figure 13.20) Un tel pic n'est pas observé dans la distribution des facteurs Doppler (la distribution



FIG. 13.21: Distribution du logarithme du facteur Doppler dans le cas d'un jet sans ouverture géométrique et pour une distribution des facteurs de Lorentz en $dN/d\Gamma \propto \gamma^{-1.8}$ pour une population d'objets orientés de manière aléatoire par rapport à la ligne de visée est aléatoire. Cette distribution a été obtenue à partir de la simulation (présentée dans le chapitre 14).

suivant X) obtenue à partir des BL Lac observés par *Fermi*. Par conséquent, si l'on suppose que ces objets sont ceux dont le facteur Doppler est le plus important la distribution observée se situerait au delà du pic. Les BL Lac serait alors les objets vus à l'intérieur du cône géométrique et leur facteurs Doppler peuvent être définis tel que :

$$\delta_{\rm BLLac} = 2\Gamma$$

où Γ est le facteur de Lorentz. La distribution des facteurs Doppler des BL Lac offre donc un accès direct à la distribution des facteurs de Lorentz. Par conséquent :

 $\frac{dN}{d\Gamma} \propto e^{-\alpha_{\Gamma}}$ $\alpha_{\Gamma} = k_X + 1$

avec

13.4.2 Cas d'un jet sans ouverture géométrique

L'interprétation de la distribution des facteurs Doppler dans le cas d'un jet sans ouverture géométrique, présentée sur la figure 13.21, n'est pas aussi immédiate. Il est nécessaire de trouver l'expression de la distribution des facteurs Doppler dans le cas d'une distribution des facteurs de Lorentz. Le nombre d'objets avec un facteur Doppler égal à δ_0 s'exprime tel que :

$$\frac{dN}{d\delta}\Big|_{\delta_0} = \int \int \frac{d^2N}{d\mu d\Gamma} \, d\mu \, d\Gamma \operatorname{Dirac}[\delta_0, \delta(\mu, \Gamma)]$$

où Γ est le facteur de Lorentz, et $\mu = \cos(\theta)$ où θ est l'angle entre l'axe du jet et la ligne de visée $dN/d\mu$ est une constante puisque l'orientation des jets est aléatoire. Étant donné l'expression du facteur Doppler $\delta(\mu, \Gamma) = [\Gamma(1 - \beta\mu)]^{-1}$ il vient :

$$\int d\mu \text{Dirac}[\delta_0, \delta(\mu, \Gamma)] = \frac{1}{\delta_0^2 \beta \Gamma}$$

Pour une valeur de facteur de Lorentz unique, on retrouve l'expression de la distribution des facteurs Doppler associée, amenée au paragraphe 13.3). D'autre part :

$$\mu = \frac{\Gamma - 1/\delta_0}{\sqrt{\Gamma^2 - 1}}$$



FIG. 13.22: Représentation des courbes d'iso-Doppler. La ligne verte verticale indice Γ_c pour $\delta = 10$.

donne les courbes d'iso-Doppler, représentées pour différentes valeurs de δ_0 sur la figure 13.22. Pour les valeurs de facteur Doppler supérieures à un, seuls les valeurs $\Gamma > \Gamma_c$ contribuent, avec Γ_c tel que :

$$\frac{\Gamma_{\rm c} - 1/\delta_0}{\sqrt{\Gamma_{\rm c}^2 - 1}} = 1$$

c'est-à-dire :

$$\Gamma_{\rm c} = \frac{\delta_0^2 + 1}{2\delta_0}$$

Cela conduit à l'apparition d'une discontinuité dans la distribution des facteurs Doppler. Cette discontinuité n'est pas observée dans la distribution des facteurs Doppler obtenus à partir des BL Lac détectés par *Fermi*. Par conséquent, la distribution observée se situe au delà de cette discontinuité, c'est-à-dire à grand facteur Doppler, ce qui permet de faire l'approximation :

$$\Gamma_{\rm c} = \frac{\delta_0}{2}$$

À noter que si Γ_{\min} , la borne inférieure de la distribution des facteurs Doppler, est > 1, la position de la discontinuité dans la distribution des facteurs Doppler est fixée par Γ_{\min} .

En supposant une distribution des facteurs de Lorentz de la forme :

$$\frac{dN}{d\Gamma} \propto \Gamma^{-\alpha_{\Gamma}}$$

il vient

$$\frac{dN}{d\delta}\Big|_{\delta_0} \propto \int_{\Gamma_1}^{\Gamma_2} d\Gamma \frac{\Gamma^{-(\alpha_{\Gamma}+1)}}{\delta_0^2 \beta}$$

Les bornes de l'intégrale doivent couvrir les facteurs de Lorentz qui contribuent à la valeur de δ_0 . Notons Γ_c la plus petite valeur du facteur de Lorentz qui permette d'atteindre la valeur δ_0 .

Nous cherchons l'expression de la distribution des facteurs Doppler qui puisse représenter celle que nous avons mesurée (par l'intermédiaire de la variable X) pour les BL Lac. Pour les grand facteurs Doppler supposés des BL Lac il est possible de faire l'approximation que $\beta \sim 1$ ($\beta^2 = 1 - 1/\Gamma^2$) on obtient :

$$\frac{dN}{d\delta}\Big|_{\delta_0} \propto \frac{1}{\delta_0^2} \int_{\delta_0/2}^{\Gamma_m ax} d\Gamma \, \Gamma^{-(\alpha_{\Gamma}+1)}$$
$$\frac{dN}{d\delta}\Big|_{\delta_0} \propto \delta_0^{-(\alpha_{\Gamma}+2)}$$

Cette expression de la distribution des facteurs Doppler est valide au delà de la discontinuité. Il s'agit donc de l'expression de la distribution des facteurs Doppler pour les BL Lac (les objets avec les valeurs de facteur Doppler les plus grandes). Elle implique :

$$\alpha_{\delta_{\mathrm{BLLac}}} = \alpha_{\Gamma} + 2$$

D'autre part :

$$\alpha_{\delta_{\mathrm{BLLac}}} = k_X + 1$$

Il est donc possible de contraindre la distribution des facteurs de Lorentz :

$$\alpha_{\Gamma} = k_X - 1$$

Conclusion

La distribution de facteur Doppler obtenue à partir de l'étude réalisée avec les BL Lac détectés par *Fermi* permet de contraindre la forme de la distribution des facteurs de Lorentz de la population parente suivant :

$$dN/d\Gamma \propto \Gamma^{-\alpha_{\Gamma}}$$

où, étant donné la valeur mesuré pour k_X , $\alpha_{\Gamma} = 1.8 \pm 0.43$ dans le cas d'un jet sans ouverture géométrique ou bien $\alpha_{\Gamma} = 3.8 \pm 0.43$ dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique.

13.5 Bilan

En considérant les observations des BL Lac aux hautes et très hautes énergies, il a été possible de paramétrer une forme spectrale empirique qui permette de rendre compte simultanément des flux observés dans ces deux gammes d'énergies. Puis, en se concentrant sur la population détectée par *Fermi* – les BL Lac détectés par les ACT étant encore trop peu nombreux pour permettre ce type d'étude statistique – différentes informations sur les caractéristiques intrinsèques de la population parente de ces objets ont pu être déterminées. Tout d'abord, une distribution de la position intrinsèque du pic à haute énergie est très fortement suggérée par la gamme des indices spectraux mesurés par *Fermi*. La dispersion des BL Lac, dans le plan E_p - L_p suggère une anti-corrélation entre cette position en énergie et la luminosité intrinsèque des objets. En faisant l'hypothèse simple d'une relation intrinsèque univoque entre ces deux grandeurs, cette relation a été évaluée. Dans ce cadre, il a alors été possible d'accéder à la distribution des luminosités intrinsèques de la population parente associée aux BL Lac. La détermination de la distribution des facteurs Doppler des BL Lac a quant à elle permis de poser des contraintes fortes sur les facteurs de Lorentz de la population. Une distribution de ces valeurs est imposée et sa forme a pu être évaluée.

Les résultats en ce qui concerne la relation intrinsèque entre E_{p_i} et L_{p_i} sont aussi suggérés par l'observation de la séquence des blazars mais ils sont ici obtenus à partir d'une nouvelle méthode. De même, la méthode mise en place pour accéder aux distributions des luminosités intrinsèques et à celle du facteur de Lorentz des objets est différente de celles précédemment utilisées – voir par exemple Urry & Padovani (1995) qui estiment la distribution des luminosités intrinsèques à partir de la distribution des luminosités observées pour une population de BL Lac et Liu & Zhang (2007) qui détermine la distribution des facteurs de Lorentz (supposée là aussi indépendante de la luminosité intrinsèque) en utilisant une évaluation du facteur Doppler obtenue à partir de la mesure des vitesses apparentes. Notons que ces derniers auteurs estiment ainsi la distribution des facteurs de Lorentz de la population parente des FSRQ et non pas celle des BL Lac.

L'étude réalisée pour contraindre les distributions des luminosités intrinsèques et des facteurs Doppler peut être reprise en faisant l'hypothèse d'un jet discret, c'est-à-dire p = 4. Elle peut être appliquée à la population de FSRQ observés par *Fermi* si une forme spectrale empirique peut être déterminée pour ces objets. Le nombre d'objets détectés par *Fermi* grandissant, la statistique disponible pour ce type d'étude va s'améliorer, permettant d'affiner les résultats obtenus et de tester, par exemple, l'évolution des caractéristiques intrinsèques en fonction du redshift des sources ou d'améliorer la détermination des distributions intrinsèques auxquelles la méthode donne accès.

Chapitre 14

Simulation de la population parente des BL Lac détectés aux hautes et très hautes énergies

Le chapitre précédent a permis, en faisant des hypothèses simples dans le cadre du modèle d'unification, de contraindre certaines caractéristiques intrinsèques de la population parente des BL Lac. Ici, ces hypothèses et ces caractéristiques sont appliquées à une population d'AGN simulés afin de déterminer si cette dernière permet de rendre compte des caractéristiques observationnelles des populations de BL Lac détectées aux HE et aux THE. D'autre part, à travers ces simulations, nous allons chercher à contraindre les caractéristiques intrinsèques qui n'ont pu être déterminées à partir de l'étude directe de la population de BL Lac détectée par Fermi. Pour ce faire, nous allons nous appuyer sur la densité des galaxies elliptiques – les hôtes habituels des BL Lac –, la densité de la population des FR I, considérée comme la parente des BL Lac ici, mais aussi sur le nombre de BL Lac détectés aux THE. La population parente dans nos simulations doit être en accord avec ces observables.

Les hypothèses adoptées pour ce travail sont rappelées dans la section 14.1 qui présente les paramètres de la simulation et la méthodologie utilisée. À partir des résultats de ces simulations, une étude basée sur la comparaison entre des distributions simulées et celle observée pour les BL Lac détectables par *Fermi* est présentée dans la section 14.2. Elle constitue notamment une première étape dans la contrainte des paramètres libres de la simulation. Dans la section 14.3, les résultats relatif au nombre d'objets simulés total et ceux détectables aux THE sont présentés et interprétés dans l'optique de contraindre l'espace des paramètres libres. Enfin, les conclusions et perspectives de cette étude sont rassemblées dans la section 14.4.

14.1 Présentation de la simulation

Les hypothèses quant aux caractéristiques intrinsèques de la population simulée sont les suivantes :

- Une forme spectrale empirique unique (voir le paragraphe 13.1), déterminée à partir de l'observation des BL Lac par *Fermi* et les ACT, et qui représente l'émission de la composante à haute énergie due au jet
- Des luminosités intrinsèques distribuées suivant une loi de puissance
- Une relation intrinsèque univoque entre la position en énergie et la luminosité du pic
- Une distribution des facteurs de Lorentz suivant une loi de puissance
- Un jet sans ou avec ouverture géométrique.



FIG. 14.1: Représentation de la variation du flux intégré entre 100 MeV et 100 GeV correspondant au seuil de Fermi en fonction de l'indice spectral mesuré. Cette relation est présentée sur la figure 9 du premier catalogue d'AGN détectés par Fermi (Abdo et al. 2010b).

Il s'agit des même hypothèses que celles utilisées pour contraindre certaines caractéristiques intrinsèques de la population de BL Lac détectée par *Fermi* dans le chapitre précédent.

Les grandeurs simulées qui seront confrontées aux observations pour contraindre les paramètres libres de la simulation sont le nombre de BL Lac détectables par *Fermi* ($\mathcal{N}_{Fermi}^{\text{BL Lac}}$), le nombre de BL Lac détectables par *Fermi* ($\mathcal{N}_{Fermi}^{\text{BL Lac}}$), le nombre de BL Lac détectables par les ACT ($\mathcal{N}_{ACT}^{\text{BL Lac}}$) et la densité d'objets appartenant à la population parente des BL Lac. La première de ces grandeurs donne accès à la troisième car la population de BL Lac détectée par *Fermi* constitue un échantillon complet en flux – puisque cet instrument observe le ciel en mode balayage – et peut donc être utilisée pour normaliser le nombre total d'objets simulés. Pour cela, les flux mesurables aux HE et aux THE sont estimés pour chaque AGN à partir leurs caractéristiques intrinsèques, en tenant compte de la distance et de l'amplification Doppler de l'émission. Le paragraphe 14.1.1 présente la méthode utilisée pour sélectionner les objets détectables par *Fermi* et par les ACT. Les différents paramètres simulés qui serviront pour déterminer les flux sont présentés dans les paragraphes 14.1.2 et 14.1.3. Enfin, le bilan des paramètres de la simulation est établi dans le paragraphe 14.1.4.

14.1.1 La sélection des BL Lac détectables aux hautes et très hautes énergies

Pour sélectionner les objets "vus" par *Fermi* et les ACT les flux sont évalués à partir de l'intégrale de la forme spectrale commune à l'ensemble de la population, entre 100 MeV et 100 GeV pour *Fermi* et au delà de 200 GeV pour les ACT, puis comparés aux seuils de sensibilité des instruments.

Cas de Fermi

Pour sélectionner les AGN détectables par *Fermi*, le seuil présenté dans le premier catalogue des AGN (voir figure 14.1) est utilisé. Celui-ci correspond au flux (en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) minimal mesurable entre 100 MeV et 100 GeV qui est fortement dépendant de l'indice spectral mesuré.

Dans la simulation la simulation, cet indice est estimé en utilisant la position simulée du pic à haute énergie et la relation 13.3 établie entre l'indice spectral et la position du pic à haute énergie pour les BL Lac brillants observés par *Fermi*. Étant donné la dispersion observée autour de cette relation (voir la figure 29 de Abdo et al. (2010a) et la figure 13.1), la valeur de l'indice spectral est tirée avec une dispersion de 0.3 autour de la valeur déterminée à partir de 13.3.

Le flux seuil obtenu à partir de l'indice spectral ainsi évalué est comparé au flux intégré entre 100 MeV et 100 GeV estimé à partir de la forme spectrale choisie pour l'ensemble des AGN simulés.

TAB. 14.1: Flux intégré seuil de H.E.S.S. Φ_s au delà de 200 GeV pour différentes valeurs de Γ qui représente l'indice de la loi de puissance supposé pour le spectre différentiel photon, et pour différents angles zénithaux d'observation.

Γ	$\Phi_s 10$	$)^{-12} \times [a]$	$cm^{-2}s^{-1}$]
2.5	2.44	2.74	2.74
3.0	2.66	3.21	3.57
3.5	2.76	3.59	4.24
4.0	2.57	3.67	4.78
	10°	20°	30°

Cas des ACT

Déterminer un seuil de détection pour les objets observés aux THE est plus délicat que pour ceux observés dans la bande en énergie couverte par *Fermi*. Il y a deux raisons à cela : les objets observés aux THE impliquent différents instruments, dont les sensibilités ne sont pas identiques, et les observations sont effectuées sur des périodes de temps et avec des conditions d'observation variables d'une source à l'autre.

Dans la simulation, nous faisons le choix d'utiliser la sensibilité de H.E.S.S. pour représenter celle des ACT en général, ce qui peut se justifier dans la mesure ou H.E.S.S. et VERITAS¹, situés chacun sur un hémisphère, ont des sensibilités similaires. Nous considérerons une sensibilité relative à un temps d'observation de 20 h – le temps d'observation qu'il a, en moyenne, été nécessaire de consacrer aux sources pour les détecter – et à un angle zénithal d'observation de 20° – l'angle zénithal moyen d'observation des AGN.

Pour déterminer le flux seuil de H.E.S.S. on suppose un spectre différentiel de γ en loi de puissance dont la normalisation est ajustée de manière à ce que, compte tenu de la réponse du détecteur, l'excès mesuré corresponde à une détection à 5σ . Le fond utilisé est celui mesuré par H.E.S.S. dans les conditions d'observation considérées.

Les valeurs du flux seuil de H.E.S.S. déterminées pour différents indices spectraux et angle zénithaux d'observation sont présentées dans le tableau 14.1. Le seuil est peu dépendant de l'indice spectral, et varie au plus d'un facteur deux pour des indices spectraux et des angles zénithaux différents. Nous considèrerons par la suite un flux seuil pour les ACT de $\sim 3 \times 10^{-12} \,\mathrm{cm}^{-2} \mathrm{s}^{-1}$, valeur qui correspond à un indice spectral typique et à un angle zénithal courant.

14.1.2 Caractéristiques intrinsèques des objets

La première étape consiste à simuler les caractéristiques intrinsèques de chacun des objets. Les quantités intrinsèques sujettes à l'amplification Doppler – luminosité et énergie – sont indexées par un i.

La forme spectrale

On pose comme hypothèse de ce travail l'existence d'une forme spectrale empirique qui, au premier ordre, peut être considérée comme représentative du spectre différentiel en énergie de l'ensemble des objets de la population parente des BL Lac. La forme spectrale est décrite par l'équation 13.1, et les

¹Concernant MAGIC, la situation est un peu différente, puisqu'il ne s'agit pas d'un réseau de télescopes comme HESS ou VERITAS, mais son seuil plus bas en énergie compense à peu près cette perte de sensibilité.

paramètres qui offrent la meilleur estimation du flux mesuré par *Fermi* et les ACT sont utilisés (voir le paragraphe 13.1).

Cette forme n'est pas modifiée par l'effet de l'amplification Doppler. En revanche, la position en énergie et la luminosité du pic d'émission subissent cette amplification. Ces deux grandeurs sont donc déterminées à partir de leur valeur intrinsèque simulée et du calcul du facteur Doppler.

La luminosité intrinsèque

La luminosité intrinsèque L_{p_i} (par bande logarithmique en énergie) à l'énergie du pic d'émission est simulée. On suppose les luminosités intrinsèques distribuées suivant une loi de puissance telle que :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}L_{p_i}} \propto L_{p_i}^{-\alpha_L} = \mathcal{P}(L_{p_i}) \tag{14.1}$$

où $\alpha_L > 0$.

Si x est un nombre distribué uniformément et y une fonction de x, alors la probabilité P(y(x)) = dx/dy (Press et al. 1992). En posant $N \propto x$, il s'agit de déterminer $L_{p_i}(x)$ de manière à obtenir la probabilité $P(L_{p_i})$ voulue. On détermine tout d'abord l'expression de x en fonction de L_{p_i} :

$$dx \propto L_{p_i}^{-\alpha_L} dL_{p_i}$$
$$x \propto L_{p_i}^{-\alpha_L+1}$$

On obtient ainsi, l'expression de L_{p_i} :

$$L_{p_i}(x) = \sqrt[-\alpha_L + 1]{x}$$

En tirant x de manière homogène entre :

$$x_{\min} = L_{p_{i,\max}}^{\alpha_L+1}$$
$$x_{\max} = L_{p_{i,\min}}^{\alpha_L+1}$$

on obtient des valeurs de $L_{p_i}(x)$ comprises entre $L_{p_{i,\min}}$ et $L_{p_{i,\max}}$ et distribuées suivant 14.1

La position intrinsèque du pic à haute énergie

L'hypothèse d'une position en énergie pour le pic d'émission de la composante à haute énergie intrinsèquement unique a été invalidée dans le chapitre 13. Une relation intrinsèque univoque entre la luminosité intrinsèque et la l'énergie du pic d'émission est supposée pour cette simulation telle que :

$$\ln(E_{p_i}) = -t\ln(L_{p_i}) + C \tag{14.2}$$

où t et C sont des constantes.

Le facteur de Lorentz

Nous avons vu dans le chapitre **??** que l'hypothèse d'une distribution des facteurs de Lorentz est favorisée. Nous supposons que les valeurs sont distribuées au dessus d'une valeur Γ_{\min} suivant une loi de puissance et ce, indépendamment de la luminosité intrinsèque. L'indice de la loi de puissance utilisé est celui évalué, en fonction de l'ouverture considérée pour le jet, dans le paragraphe 13.4. Les valeurs sont tirées suivant la même méthode que pour la distribution des luminosités intrinsèques.

La géométrie du jet

Un jet identique et à l'émission continue (p = 3) est supposé pour l'ensemble de la population. Les hypothèses d'un jet sans et avec ouverture géométrique sont toutes deux explorées. On fait également l'hypothèse que chaque objet a deux jets symétriques et seule la composante du jet orienté vers l'observateur est prise en compte.

14.1.3 Les caractéristiques relatives à l'observateur

Les caractéristiques intrinsèques des sources ne sont pas accessibles à l'observateur qui mesure un flux fonction de la distance de la source – et aussi de l'absorption par le fond diffus extragalactique pour les énergies les plus élevées. D'autre part, l'émission de ces objets est sujette à l'amplification Doppler qui dépend du facteur de Lorentz et de l'angle entre l'axe du jet et la ligne de visée de l'observateur. Pour déterminer les caractéristiques mesurables par l'observateur il faut donc associer à chaque objet une distance et un angle entre l'axe du jet et la ligne de visée relative à l'observateur.

La distance

Pour chaque source, la distance est tirée aléatoirement de manière à produire une densité de source homogène dans le volume considéré. Nous utiliserons la distance comobile r qui, dans un univers plat, est la distance liée à la densité (Hogg 1999).

Imposer une densité homogène équivaut à poser :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}r} \propto r^2$$

En posant $N \propto x$, un nombre distribué de manière homogène, on en déduit :

$$r(x) = \sqrt[3]{x}$$

où x est une valeur tirée uniformément entre r_{\min}^3 et r_{\max}^3 .

Pour calculer le redshift z d'une source simulée à une distance donnée r nous avons paramétré ² la relation entre z et r pour les paramètres cosmologiques $H_0 = 71 \text{km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.27$, $\Omega_{\lambda} = 0.73$ et $\Omega_k = 0$ (univers plat). L'expression de z obtenue est la suivante :

$$z = 0.7657 \times \sinh(r \times 1.048 \times 10^{-28})$$

Par ailleurs, nous aurons besoin, pour passer des luminosités au flux et inversement, de la distance luminique qui s'exprime comme (Hogg 1999) :

$$d_{\rm lum} = r \times (1+z) \tag{14.3}$$

L'angle entre la ligne de visée et l'axe du jet

Les jets sont orientés de manière aléatoire sans direction privilégiée, par conséquent l'angle θ entre l'axe du jet et la ligne de visée est tiré suivant :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{sin}\theta\mathrm{d}\theta} = K$$

où dN désigne le nombre d'objets visibles dans un élément d'angle solide $d\Omega$ et K est une constante. La distribution de θ doit donc être homogène en $\cos \theta$, avec $0 \le \cos \theta \le 1$ (sous l'hypothèse de deux jets symétriques on considère une demi-sphère).

²Nous avons utilisés les conversions disponibles sur astro.ucla.edu/~wright/CosmoCalc.html.

Param.	Valeur	Commentaires
$\mathcal{N}_{\mathrm{tot}}$	-	Arbitraire : sera normalisé sur la population d'objets détectés par Fermi
α_L	2.4	Contrainte : étude sur la population de BL Lac Fermi (cf. chapitre 13)
$L_{p_i}^{\min}$	-	Fonction de δ_C : établie pour ne simuler que les objets détectables
α_{Γ}	$3.8 (Jet_0)$	Contrainte : étude sur la population de BL Lac Fermi (cf. chapitre 13)
	$2.8 (Jet_1)$	
Γ^{\min}	-	Libre
t	0.45	Contrainte : étude sur la population de BL Lac Fermi (cf. chapitre 13)
δ_C	-	Libre
z^{\max}	0.5	Fixé : cohérence avec l'étude qui permet de contraindre α_L , α_{Γ} et t
p	3	Fixé (voir texte)
$\theta_{\rm jet}$	16°	Fixé, pour le cas Jet_1

TAB. 14.2: Liste des paramètres de la simulation. Les valeurs utilisées sont indiquées pour les paramètres contraints ou ceux que l'on a choisi de fixer. L'hypothèse d'un jet sans ouverture géométrique est notée Jet₀, celle d'un jet avec une ouverture géométrique Jet₁.

Simuler l'amplification Doppler

La détermination de chaque facteur Doppler δ dépend de la valeur du facteur de Lorentz et de l'angle entre l'axe du jet et la ligne de visée. Dans le cas d'un jet sans ou avec ouverture géométrique δ est respectivement obtenu suivant les relation 1.1 et 13.11 L'énergie et la luminosité se transforment telles que :

$$E = \delta \times E_i \tag{14.4}$$

$$L = \delta^p L_i \tag{14.5}$$

14.1.4 Grandeurs contraintes et paramètres libres

Les 10 paramètres de la simulation sont rassemblés dans le tableau 14.2. Le premier de ces paramètres est le nombre d'objets simulés N_{tot} . C'est un paramètre arbitraire, choisi suffisamment grand pour offrir une statistique importante ; il est normalisé en aval des simulations de manière à ce que le nombre d'objets simulés détectables par *Fermi* corresponde au nombre d'objets détectés par cet instrument.

Trois paramètres relatifs aux caractéristiques intrinsèques des objets simulés sont contraints grâce à l'étude de la population de BL Lac détectés par *Fermi* présentée dans le chapitre précédent : l'indice de la distribution des luminosités intrinsèques α_L , celui de la distribution des facteurs de Lorentz α_{Γ} et t qui décrit la relation univoque supposée entre L_{p_i} et E_{p_i} . Les distribution des luminosités intrinsèques et des facteurs de Lorentz sont normalisées en même temps que \mathcal{N}_{tot} . Leurs bornes inférieures $L_{p_i}^{\min}$ et Γ^{\min} sont quant à elles des paramètres libres de la simulation, tout comme la normalisation C de la relation entre L_{p_i} et E_{p_i} . $L_{p_i}^{\min}$ est fixée, étant donné C, de manière à ne pas tronquer l'espace du plan E_p - L_p occupé par les objets détectables aux hautes et très hautes énergies. Étant donné la définition 13.8 de la

variable Y et la relation 14.2, on peut définir :

$$\ln(L_{p_i}^{\min}) = (Y_{\min} + \frac{p}{p+t}C) \times t$$

où $Y_{\min} = 12$ permet de satisfaire la contrainte voulue.

La normalisation de la relation entre E_{p_i} et L_{p_i} fixe la position intrinsèque des objets dans le plan ln (E_p) -ln (L_p) et détermine donc l'origine de l'axe O_X suivant lequel les objets sont translatés dans ce plan sous l'action de l'amplification Doppler (voir la figure 13.2.3). Le paramètre libre C peut donc être réexprimé de manière à travailler avec une variable plus intuitive notée δ_C qui représente le logarithme du facteur Doppler minimal correspondant aux BL Lac détectés par *Fermi*. Étant donnée la définition 13.7 de la variable X et l'expression de sa transformation par amplification Doppler 13.9, on définit δ_C :

$$\delta_C = X_{\min} - \frac{t C}{t+p} \tag{14.6}$$

où X_{\min} est fixée égale à 30 en se basant sur la détermination des variables X réalisée dans le paragraphe 13.3.2 pour la population des BL Lac détectés par *Fermi* (les valeurs sont illustrées sur la figure 13.14).

Les études qui ont permis d'estimer les valeurs utilisées pour α_L , α_{Γ} et t ont été réalisées à partir d'objets dont le redshift est inférieur à 0.5. Afin de ne pas spéculer sur l'évolution de la forme de ces distributions, les objets ne sont pas simulés au delà de ce redshift ; la simulation se fait donc dans un volume $v = 2.9 \times 10^{10} \text{ Mpc}^3$.

Dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique, l'angle d'ouverture du jet θ_{jet} est lui aussi un paramètre libre, il est fixé à 16° de manière à être supérieur à l'ouverture du cône de focalisation (1/ Γ , voir paragraphe 1.2.3) pour une valeur faible du facteur de Lorentz ($\Gamma = 5$ l'ouverture est de ~ 11°). La valeur de p qui représente la nature du jet est aussi un paramètre de la simulation. Fixée égale à trois, elle traduit la nature continue de l'émission de ce dernier. Ce choix nous a semblé plus adapté puisque, dans la mesure où la variabilité des sources n'est pas prise en compte, l'émission simulée peut être assimilée à l'état moyen des sources.

Deux paramètres sont donc laissés libre dans les simulation : Γ^{\min} et δ_C , qui sont dans une certaine mesure dégénérés. Pour expliquer cet effet il est nécessaire de considérer l'influence de ces deux variables sur la distribution des objets détectables par *Fermi* dans le plan $\ln(E_p) \cdot \ln(L_p)$, influence que nous commenterons au cours de l'étude préliminaire présentée dans le paragraphe 14.2.

14.2 Comparer les distributions simulées et expérimentales des BL Lac observés par *Fermi*

La distribution des objets dans le plan $\ln(E_p)$ - $\ln(L_p)$ est complètement définie par :

- La relation intrinsèque entre E_{p_i} et L_{p_i}
- La distribution intrinsèque des luminosités
- La distribution des facteurs Doppler

Pour les grands facteurs Doppler, la forme de cette dernière distribution dépend uniquement de l'hypothèse d'ouverture du jet et de la forme, caractérisée par α_{Γ} , de la distribution des facteurs de Lorentz (voir la section 13.4). Dans ces simulations, la relation intrinsèque entre E_{p_i} et L_{p_i} est simulée de manière univoque comme nous en avons fait l'hypothèse lors de l'étude qui a permis de contraindre les valeurs de t, α_L et α_{Γ} (voir le chapitre 13). La distribution des objets détectés par *Fermi* dans le plan $\ln(E_p)-\ln(L_p)$ doit donc être reproduite par ces simulations qui adoptent les contraintes apportées et les hypothèses faites dans l'étude de cette distribution.

Nous verrons dans cette section que la comparaison entre des distributions simulées et la distribution expérimentale permet ainsi poser une limite inférieure sur δ_C . La distribution des objets simulés et l'action de δ_C sur cette distribution est commentée dans le paragraphe 14.2.1. Cela permet de se familiariser avec la simulation et de présenter la dégénérescence partielle entre ces deux paramètres libres. La méthode utilisée pour comparer les distributions est présentée dans le paragraphe 14.2.2 et les résultats obtenus dans le paragraphe 14.2.3.

14.2.1 L'influence des paramètres libres de la simulation

La distribution des objets dans le plan E_p - L_p dépend de la valeur des paramètres libres. Le paramètre Γ^{\min} intervient dans la distribution des objets dans ce plan, comme nous l'avons vu dans la section 13.4, car de sa valeur la discontinuité de la distribution de leur facteurs Doppler, à une valeur que nous noterons δ_d , dépend uniquement de sa valeur. Le paramètre δ_C influence la position intrinsèque des objets dans ce plan.

Comme l'effet de ces variables est indépendant de l'hypothèse réalisée sur l'ouverture du jet, le choix est fait de l'illustrer dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique car, étant donné la forme de la distribution des facteurs Doppler dans cette hypothèse (voir la figure 13.20 et 13.21), il est plus facile de visualiser l'empreinte de la discontinuité de cette distribution sur celle des objets simulés dans le plan $\ln(E_p)$ -ln (L_p) que dans le cas d'un jet sans ouverture géométrique (voir la figure 13.21). Les figure 14.2 et 14.3 représentent les distributions des objets simulés dans le $\ln(E_p)$ -ln (L_p) pour différentes valeurs de Γ^{\min} et δ_C . La position intrinsèque des objets dans le plan considéré est représentée par une ligne rouge pleine ; la valeur de δ_C est symbolisée par la distance suivant la direction de l'amplification Doppler entre les lignes rouges et pointillée, cette dernière représente la référence X_{\min} utilisée pour définir δ_c dans l'équation 14.6 sa position est donc fixe sur chacune des distributions. Les objets simulés comme détectables par *Fermi* sont représentés en bleu et, pour guider l'oeil, la zone dans laquelle se situent les BL Lac expérimentalement détectés par cet instrument est symbolisée par un cadre gris.

Les trois distributions de la figure 14.2 ont été obtenues en faisant varier Γ^{\min} tout en gardant δ_C fixé. La discontinuité due à la forme de la distribution des facteurs Doppler est clairement visible. Elle est marquée par les objets pour lesquelles le facteur de Lorentz est égale à Γ^{\min} et qui sont vus à l'intérieur du cône de focalisation ; cette discontinuité est donc d'autant plus éloigné de la position intrinsèque des objets que Γ^{\min} est grand.

Les distributions obtenues en faisant varier δ_C pour une valeur de Γ^{\min} donnée sont représentées sur la figure 14.3. La position de la discontinuité est cette fois-ci fixe par rapport à la position intrinsèque des objets, mais l'action en faisant varier δ_C elle se déplace naturellement dans le plan, notamment par rapport à la zone accessible à la détection par *Fermi*.

Comme ces deux paramètres jouent sur la distribution des objets dans la zone accessible par *Fermi*, ils sont dans une certaine mesure dégénérés et différents jeux de $[\Gamma^{\min}, \delta_C]$ peuvent donner des formes de distributions d'objets détectables par *Fermi* identiques, moyennant la bonne normalisation (voir figure 14.4). En fixant Γ^{\min} et en faisant varier δ_C , il est cependant possible de contraindre l'espace de ces deux paramètres libres en comparant les distributions simulées et expérimentale d'objets détectés par *Fermi*.

14.2.2 Méthode pour comparer les distributions

Les BL Lac détectés par *Fermi*, pour lesquels les valeurs de E_p et L_p ont été déterminées dans le chapitre 13, sont utilisés pour obtenir la distribution expérimentale – seuls les objets dont le redshift est inférieur au $z^{\max} = 0.5$ utilisé dans les simulations sont pris en compte. La distribution simulée est quant à elle obtenue à partir des objets dont le flux simulé est supérieur au seuil de détection de *Fermi*.

Les distributions sont construites en plaçant les objets dans des intervalles à deux dimensions en fonction des valeurs E_p et L_p qui leur correspondent. Dans la zone du plan couverte par les BL Lac détectés par *Fermi*, 25 intervalles sont définis de manière à tenir compte de l'incertitude sur la détermi-



FIG. 14.2: L'influence de Γ^{\min} sur la distribution des AGN simulés, pour une valeur fixée de δ_C , dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique. Dans chacun des cas, 10⁶ AGN ont été simulés.

nation des L_p et E_p expérimentaux (voir paragraphe 13.2.3). Huit autres intervalles contiennent les objets simulés qui tombent en dehors cette zone. Le contenu de chaque intervalle de la distribution simulée est normalisé de manière à ce que le nombre total d'objets simulés comme détectables par *Fermi* soit égale au nombre total de BL Lac utilisés pour construire la distribution expérimentale.

Pour comparer la distribution expérimentale à la distribution obtenue à partir de simulations utilisant différentes valeurs de paramètre libre, la vraisemblance V est calculée suivant une loi poisonienne (nombre d'objets dans une cellule donnée) :

$$V = \prod_{j} P(N_{\text{exp}} | \mathcal{N})_{j}$$

où $P(N_{\text{exp}}|N_{\text{MC}})_j$, qui représente la probabilité, pour chaque intervalle j, d'obtenir le nombre d'objets détectés N_{exp} étant donné le nombre d'objets simulés \mathcal{N} , est calculé suivant :

$$P(N_{\rm exp}|N_{\rm MC})_j = \frac{N_{{\rm MC}_j}^{N_{\rm exp_j}} \times e^{-N_{{\rm MC}_j}}}{N_{{\rm Data}_j}!}$$



FIG. 14.3: L'influence de δ_C sur la distribution des AGN simulés, pour une valeur fixée de Γ^{\min} , dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique. Dans chacun des cas, 10^6 AGN ont été simulés.

14.2.3 Contraindre la valeur minimale de δ_C

Des simulations ont été réalisées pour différentes valeurs de $\Gamma^{\min} = [1, 2, 5, 10, 15, 20, 30, 50]$ et, pour chaque Γ^{\min} , différentes valeurs de δ_C ont été utilisées de manière à placer la discontinuité de part et d'autre de la référence X_{\min} définie dans l'équation 14.6. Les distributions expérimentales obtenues pour $\Gamma^{\min} = 15$ et différentes valeurs de δ_C sont représentés sur les figures D.5 et D.13 pour, respectivement, les cas d'un jet avec et sans ouverture géométrique (ces figures sont construites pour les différents jeux de $[\Gamma^{\min}, \delta_C]$ et présentés dans l'annexe ??). Sur cette figure se trouve aussi la distribution des vraisemblances obtenues en comparant ces distributions simulées à la distribution expérimentale présentée sur la figure 14.7.

La vraisemblance entre les distributions simulées et expérimentale augmente avec la valeur de δ_C , c'est-à-dire comme la discontinuité se rapproche et dépasse la zone couverte par les BL Lac détectées par *Fermi*. Au delà du maximum un plateau a tendance à se former : cela est dû au fait qu'au delà de la discontinuité la forme de la distribution ne dépend plus du δ_C . C'est donc toujours la même forme de distribution d'objets simulés qui passe le teste de détectabilité Fermi, l'effet de la sensibilité de l'instrument domine alors.

FIG. 14.4: Illustration de la dégénérescence de Γ^{\min} et δ_C , dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique. Pour le couple $[\Gamma^{\min}, \delta_C] = [5, 2.3], 3 \times 10^6$ objets ont été simulés ; pour $[\Gamma^{\min}, \delta_C] = [15, 3.8], 1.3 \times 10^7$ et environ 300 objets sont simulés comme détectables par Fermi dans les deux cas.



FIG. 14.5: Dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique et pour $\Gamma^{\min} = 15$: distributions des objets simulés comme détectables par Fermi et l'évaluation de leur vraisemble avec la distribution expérimentale présentée sur la figure 14.7.

Étant donné la taille de nos intervalles imposée par notre méthode pour déterminer les valeurs de E_p et L_p expérimentales il est difficile de considérer ce maximum comme une contrainte absolue. Nous considérons donc la valeur de δ_C correspondant à ce maximum comme une estimation de la limite inférieure sur ce paramètre étant donné la distribution des BL Lac détectés par *Fermi*. Cette limite permet de réduire l'espace de paramètres libres comme cela est illustré sur la figure 14.8 où les résultats de cette étude pour l'ensemble des jeux de paramètres testés sont rassemblés. Notons, sans surprise, que l'espace dans le plan [Γ^{\min}, δ_C] au delà de cette limite les AGN simulés comme détectables par *Fermi* sont "vus" dans ou proche du jet.

Si des distributions pour différents jeux de $[\Gamma^{\min}, \delta_C]$ peuvent être équivalentes en ce qui concerne la distribution des objets, elles ne le sont pas en ce qui concerne la densité à simuler ; en considérant cette



FIG. 14.6: Dans le cas d'un jet sans ouverture géométrique et pour $\Gamma^{\min} = 15$: distributions des objets simulés comme détectables par Fermi et l'évaluation de leur vraisemble avec la distribution expérimentale présentée sur la figure 14.7.



FIG. 14.7: Distribution des BL Lac détectés par Fermi.

autre observable il devrait donc être possible de contraindre davantage l'espace des paramètres dans le plan $delta_C$ - Γ^{\min} , nous en discuterons dans le paragraphe 14.3.

FIG. 14.8: Contrainte dans l'espace des paramètres libres apportés par la comparaison des distributions expérimentale et simulées des objets détectés par Fermi. La ligne bleue représente les jeux de $[\Gamma^{\min}, \delta_C]$ pour lesquels la vraisemblance entre les distributions simulées et expérimentale présente un maximum. L'espace des paramètres situé au-dessus de cette ligne est exclu.



(a) Cas d'un jet sans ouverture géométrique

(b) Cas d'un jet avec ouverture géométrique

14.3 Compatibilité avec les populations détectées aux autres longueurs d'onde

La distribution d'objets détectée par *Fermi* a permis de déterminer certains paramètres de la simulation, mais aussi de restreindre l'espace des paramètres libres. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 14.1 cette population peut être utilisée pour contraindre la densité d'objets à simuler et par là-même normaliser la population d'objets détectée par les ACT.

Afin de pas extrapoler à plus hauts redshifts les contraintes obtenues à partir de l'étude du chapitre précédent qui est menée sur les 89 BL Lac dont le redshift est connu et inférieur à 0.5., nous avons simulé les objets dans un volume correspondant à cette valeur. La normalisation doit donc être effectuée en utilisant la population d'objets détectés par *Fermi* dans le volume que nous considérons. Cependant, sur les 254 objets détectés par *Fermi* identifiés comme BL Lac plus de la moitié a un redshift inconnu. Nous avons mentionné dans le paragraphe 13.2.1 la discussion menée dans Abdo et al. (2010b) au sujet de cette population d'objets au redshift non connu. Si l'on considère leur conclusion, cette population pourrait être davantage constituée d'objets à haut redshift (> 0.5); il n'est cependant fait état d'aucune proportion. Si l'on considère que la moitié de ces objets a un redshift inférieur à 0.5, la population de BL Lac comprise dans ce volume passe de 89 à 161 objets. Nous choisissons donc de normaliser la densité simulée à partir d'une valeur de 125 et nous considérons les erreurs en supposant, d'une part, que seul les 89 objets au redshift connu sont situés à z < 0.5 et en supposant d'autre part que la moitié des objets au redshift non connu ont z < 0.5.

Nous nous intéresserons dans le paragraphe 14.3.1 à cette population d'objets simulés comme détectables aux très hautes énergies et nous verrons s'il est possible d'en tirer des contraintes. Puis nous considèrerons la densité total d'objets simulés, autrement dit la densité de la population parente.

14.3.1 La population d'AGN simulé comme détectable aux très hautes énergies

La possibilité d'une population parente unique pour rendre compte de l'observation des BL Lac qui sont détectés aux hautes et aux très hautes énergies est l'un des points que nous cherchons à tester dans cette étude. Si le nombre d'AGN détectés par les ACT n'a cessé de croître ces dix dernières années, la population actuelle ne permet cependant pas de réaliser le même type d'études statistiques que celles accessibles grâce à la population détectée par *Fermi*. Mais il est possible d'établir combien d'objets simulés sont détectables aux très hautes énergies et de discuter la compatibilité de cette valeur avec le nombre de BL Lac détecté par les ACT.

Le nombre de BL Lac détectés par les ACT que nous considérons pour la comparaison prend en compte les conditions de la simulation. Pour cette raison, les AGN détectés grâce à des méthodes d'analyse récentes plus sensibles, qui n'ont pas été considérées pour évaluer le flux seuil utilisé dans les simulations, ne sont pas pris en compte, tout comme les objets détectés uniquement durant un sursaut d'activité. Ces considérations portent le nombre de BL Lac détectés à environ 25 objets. Ce nombre représente une limite inférieure. En effet,comme nous l'avons vu dans les parties précédentes, les ACT ne sont pas adaptés à une observation homogène du ciel, contrairement à *Fermi*; le nombre de BL Lac détectables aux très hautes énergies peut donc être supérieur au nombre d'objets connu.

La figure 14.9 présente l'évolution du nombre d'objets simulés détectables aux très hautes énergies, normalisé sur le nombre de BL Lac détectés par *Fermi*, et ce, pour différentes valeurs de Γ^{\min} et de δ_C et pour les hypothèses d'un jet avec ou sans ouverture géométrique.

Quel que soit le jeu de paramètres libres, mais aussi l'hypothèse considérée sur la géométrie du jet, les simulations produisent un nombre d'objets détectables aux très hautes énergies supérieur à la limite inférieure ci-dessus mentionnée. Si cela ne permet pas de poser une contrainte supplémentaire dans l'espace des paramètres libres, cela signifie qu'une population parente unique peut, dans le cadre des hypothèses que nous avons considérées, rendre compte simultanément des nombres d'objets émetteurs aux hautes et très hautes énergies. Un nombre d'objets bien supérieur pourrait être interprété comme une limite à ne pas dépasser, ces valeurs sont cependant atteintes pour des jeux de $[\Gamma^{\min}, \delta_C]$ déjà exclus lorsque l'on considère la distribution des objets *Fermi* (voir figure 14.8).

14.3.2 La densité de la population parente

La densité totale d'objets simulée puis normalisée est représentée pour différents jeux de paramètres libres et les hypothèses d'un jet avec une ou sans ouverture géométrique sur la figure 14.10. On remarque que pour un jeu de $[\Gamma^{\min}, \delta_C]$ donné appartenant à la zone qui n'est pas exclue par les observations de *Fermi* (voir figure 14.8), la densité totale de la population parente à simuler pour rendre compte de la population de BL Lac détectés par *Fermi* est plus importante dans le cas d'un jet sans ouverture géométrique. Dans ce dernier cas, si l'on considère des valeurs de δ_C qui placent la discontinuité en bordure de la zone accessible par *Fermi*³, la densité totale est la même, aux incertitudes près, pour chacune des valeurs de Γ^{\min} ; ceci s'explique par le nombre d'objets vus dans le cône de focalisation qui ne dépend pas de la valeur de Γ^{\min} mais uniquement de l'angle d'ouverture du jet.

Pour déterminer dans quelles mesures ces densités sont en accord avec les observations, différentes approches sont possibles. Dans le modèle d'unification, les objets de type FR I constitueraient la population parente associée aux BL Lac, or dans la gamme des hautes et très hautes énergies, moins d'une dizaine d'objets de ce type a été pour le moment détectée. Si l'on souhaite tester cette association, il faut donc, pour obtenir des informations sur la densité de cette population, se tourner vers les observations aux autres longueurs d'onde, à partir desquelles les distributions de luminosité des FR I ont pû être construites.

³Ces valeurs sont égales à $\ln(2 \times \Gamma^{min})$ et sont représentées par le troisième point sur chaque courbe de la figure 14.10.

FIG. 14.9: Évolution du nombre d'objets simulés comme détectables par les ACT pour différents jeux $[\Gamma^{\min}, \delta_C]$. Les courbes se décalent vers la droite comme les valeurs de $\Gamma^{\min} = [1, 2, 5, 10, 20, 30, 50]$ augmentent. La ligne horizontale représente le nombre de BL Lac détectés par les ACT en dehors de tout sursaut d'activité et en considérant la sensibilité utilisée dans les simulations.



(b) Cas d'un jet avec ouverture géométrique

Si l'on considère des longueurs d'onde où l'émission non-thermique domine (radio, X), cette méthode nécessite la comparaison entre les luminosités simulées et les luminosités à la longueur d'onde considérée. Des études réalisées à partir de l'observation en X et en radio ont montré (voir Urry et al. (1991) et les références que l'on y trouve), que pour expliquer les contrastes entre les luminosités des FR I et celles des BL Lac, il semble nécessaire d'introduire une composante non-thermique isotrope – c'est-à-dire non soumise à l'action de l'amplification Doppler. Cette composante est négligeable si l'on

FIG. 14.10: Évolution de la densité d'objets totale simulée pour différents jeux $[\Gamma^{\min}, \delta_C]$. Les courbes se décalent vers la droite comme les valeurs de $\Gamma^{\min} = [1, 2, 5, 10, 20, 30, 50]$ augmentent.



(b) Cas d'un jet avec ouverture géométrique

considère l'émission amplifiée des BL Lac mais dominerait cependant celle des FR I. Étant donné la luminosité que nous avons choisie de simuler et qui est, rappelons le, relative uniquement à la composante à haute énergie de l'émission du jet (puisque l'amplification Doppler lui est appliquée), considérer les distributions de luminosités relatives à cette émission isotrope demanderait, pour apporter de réelles contraintes, une approche multi-longueur d'onde plus avancée, notamment en ce qui concerne l'émission des objets simulés, .

Une autre piste peut être envisagée qui consiste à considérer les distributions de luminosités des galaxies hôtes. Si l'on considère que la différence entre les BL Lacs et les FR I est uniquement due à un

effet d'orientation de leur jet par rapport à la ligne de visée, les luminosités de leur galaxie hôte n'ont pas de raisons d'être différentes. Moyennant la connaissance de la luminosité moyenne des galaxies hôtes de la population de BLLac que nous cherchons à reproduire, on s'affranchit alors de la comparaison entre les luminosités simulées et celles utilisées pour déterminer la distribution des luminosités de la population parente.

Carangelo et al. (2002) ont déterminé la luminosité des galaxies hôtes d'une population de BL Lac observés par le HST (Urry et al. 2000). Nous sommes partis de l'hypothèse que la luminosité moyenne des galaxies hôtes de la population de BL Lac observés par *Fermi* est comparable à celle de cette population. Nous noterons cette luminosité $< L_{\rm H}^{\rm BLLac} >$. Ces mêmes auteurs ont dérivé la distribution des galaxies hôtes des BL Lac en la normalisant sur la distribution des luminosités des FR I (Padovani & Urry 1991). La densité obtenue à $< L_{\rm H}^{\rm BLLac} >$ est de l'ordre de $10^{-5} \,{\rm Mpc}^{-3}$.

L'application de cette limite sur la densité de la population parente simulée est contraignante. Comme on peut le voir sur la figure 14.10, dans le cas d'un jet sans ouverture géométrique, les valeurs de Γ^{\min} supérieures à cinq sont exclues, tout comme la possibilité d'atteindre des facteurs Doppler élevés à partir d'une population pour laquelle $\Gamma^{\min} < 5$ (car les valeurs de δ_C importantes associées à ces Γ^{\min} impliquent des densités simulées supérieures à la limite considérée). L'espace des paramètres libres accessible se trouve alors dans la zone exclue par la distribution des BL Lac détectés par *Fermi* (voir la figure 14.9). Dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique toutes les valeurs de Γ^{\min} répondent à cette contrainte jusqu'à certaines valeurs de δ_C , qui peuvent être considérées, étant donnée l'incertitude de la méthode, compatibles avec les valeurs jugées minimales, dérivées en comparant les distributions simulées et expérimentales. Ces incertitudes comprennent la détermination de la limite en δ_C qui utilise le maximum de vraisemblance mais aussi l'évaluation de la densité de la population qui dépend de la luminosité moyenne considérée pour les galaxies hôtes. Suite à cette étude, l'association entre la population parente simulée et les FR I n'est donc pas invalidée dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique associé à une distribution de facteur de Lorentz, mais elle est exclue dans l'hypothèse d'un jet sans ouverture géométrique.

Il serait possible d'envisager d'autres types d'objets pour cette population parente. Il faut cependant que la densité de cette dernière soit inférieure au nombre de galaxies elliptiques connues. Ledlow & Owen (1996) ont montré que les propriétés optiques des FR I ne permettaient pas de les différencier des galaxies elliptiques non actives. En supposant que cette propriété s'étend à la population parente simulée quelle qu'elle soit, la densité de galaxies elliptiques à $< L_{\rm H}^{\rm BLLac} >$ peut être comparée à la densité simulée. Nous utilisons la densité de galaxies elliptiques présentée dans Carangelo et al. (2002), elle est de quelques $10^{-3} \,\mathrm{Mpc}^{-3}$ à $< L_{\rm H}^{\rm BLLac} >$. Dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique, la densité de la population parente simulée est inférieure à cette limite supérieure pour l'ensemble de Γ^{min} considérés et ce, pour une gamme de δ_C en accord avec la contrainte imposée par la comparaison des distributions expérimentale et simulées. En ce qui concerne l'hypothèse d'un jet sans ouverture géométrique, une zone de l'espace des paramètres libres est là aussi en accord avec cette limite et les contraintes précédemment mentionnées. L'hypothèse d'un jet sans ouverture géométrique peut donc être conservée en supposant une population parente autre que celle des FR I et en accord avec le nombre de galaxies elliptiques ; la question de l'identité de la population associée aux BL Lac se pose alors.

14.4 Bilan

Dans le chapitre 13 certaines caractéristiques de la population parente des BL Lac émetteurs aux hautes et très hautes énergies ont pû être estimées. La simulation d'une population parente dotée de ces caractéristiques montre que les hypothèses adoptées permettent de rendre compte de la population de BL Lac détectée par *Fermi* et par les ACT. Les hypothèses d'un jet avec ou sans ouverture géométrique

ne sont cependant pas équivalentes. La deuxième ne permet pas d'associer la population parente des BL Lac aux objets de types FR I; elle laisse cependant la possibilité d'une population parente différente (ou complémentaire) dont la densité est inférieure au nombre de galaxies elliptiques. C'est du moins le résultat préliminaire d'une méthode basée sur la densité des galaxies hôtes de ces objets.

Cette méthode peut être approfondie, en déterminant notamment la distribution des luminosités des galaxies hôtes associées aux BL Lac utilisés lors de cette étude. Pour étudier davantage les contraintes apportées par la densité de la population parente, il est nécessaire de prendre en compte les différentes caractéristiques multi-longueur d'onde de ces objets, en évaluant le rapport entre les luminosités de la composante à haute énergie et celles observées aux autres longueurs d'onde, mais aussi la part de l'émission due à la composante isotrope.

Pour profiter pleinement de ce type d'approches plus fines et parce que la méthode utilisant les simulations présentée ici s'est révélée prometteuse et a déjà commencé à porter ses fruits, la prochaine étape consistera à déterminer de manière précise les erreurs liées aux contraintes obtenues. Cela implique la mise en place de simulations à plus grande échelle⁴, pour couvrir l'espace des paramètres libres de façon plus détaillée mais aussi plus étendue et ce, avec une statistique importante.

⁴Pour obtenir les résultats présentés ici $\sim 10^{12}$ AGN ont été simulés.

Conclusion

Le terme noyaux actif de galaxies (AGN) regroupe de nombreuses sources aux caractéristiques observationnelles variées, qui, selon le modèle d'unification, seraient dues aux différentes orientations de ces objets par rapport à la ligne de visée. Dans le cas des blazars, c'est l'orientation de la paire de jets relativistes qui les distingueraient de leur population parente ; l'émission du jet dirigé vers la Terre apparaissant alors amplifiée par effet Doppler.

La population d'AGN détectée aux très hautes énergies a considérablement augmenté ces dix dernières années, grâce notamment au réseau de télescope Cherenkov H.E.S.S. qui opère à pleine sensibilité depuis début 2004. L'ensemble des données récoltées sur ces objets a été analysée ou ré-analysée pour ce travail. Les caractéristiques spectrales et la variabilité des objets ont été étudiées lorsque la statistique disponible le permettait et des limites supérieures ont été dérivées pour les 36 objets non détectés. A l'heure actuelle, H.E.S.S. a détecté 17 AGN : 2 radiogalaxies, un FSRQ mais surtout des objets de types BL Lac qui constituent la grande majorité des AGN connus aux très hautes énergies. Ces derniers sont des blazars généralement, associés à une population parente constituée d'objets de type FR I.

Dans le cadre du schéma d'unification, nous avons cherché à caractériser les propriétés intrinsèques de la population de BLLac détectés aux hautes et très hautes énergies, en considérant l'ensemble des observations réalisées par les ACT et par Fermi durant ses 11 premiers mois de vol. Nous avons montré qu'une forme spectrale empirique commune permet de rendre compte simultanément des flux observés sur ces deux bandes en énergies. Puis, l'étude de la population détectée par Fermi, qui constitue un échantillon plus important que celle détectée par les ACT, a permis de mettre en évidence une relation intrinsèque entre les luminosités et les positions du pic d'émission à haute énergie. En supposant cette relation univoque, il a alors été possible d'accéder à la distribution des luminosités intrinsèques de la population mais aussi à la distribution des facteurs Doppler. Que l'on se place dans le cas d'un jet avec ou sans ouverture géométrique, la forme de cette dernière exclut l'hypothèse d'un facteur de Lorentz unique pour l'ensemble de la population. Les hypothèses et caractéristiques ainsi obtenues ont ensuite été utilisées dans le cadre d'une simulation, ce qui a permis de montrer qu'une population parente unique permet de reproduire les observations des BL Lac aux hautes et très hautes énergies. Dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique, la densité simulée est en accord avec la densité de FR I. En revanche, l'hypothèse d'un jet sans ouverture implique d'associer aux BL Lac une population parente différente de celle constituée uniquement par ce type d'objets. Ces premiers résultats quant à la contrainte sur la densité de la population parente ont été obtenus en considérant la distribution des luminosités des galaxies hôtes des objets considérés.

Les contraintes sur les caractéristiques intrinsèques de la population parente associée aux BL Lac pourront être affinées grâce à l'augmentation du nombre d'objets détectés par *Fermi* mais aussi en considérant les caractéristiques des FR I observées aux autres longueurs d'onde. Étant donné le caractère prometteur des premiers résultats obtenus, il est désormais envisagé de réaliser des simulations à plus grande échelle afin de contraindre l'espace des paramètres libres de manière plus précise mais aussi d'évaluer l'influence de la variation des paramètres fixés sur les résultats.

Cette étude s'est concentrée sur le type d'objets majoritairement détectés aux très hautes énergies.

Toutefois l'approche présentée ici peut aussi être utilisée pour étudier les caractéristiques de la population de FSRQ. La relation entre les positions en énergie du pic d'émission et les luminosités intrinsèques des objets utilisée dans notre étude va dans le sens de la séquence des blazars. Il serait donc intéressant d'élargir cette étude en tenant compte de ce type d'objets dans son ensemble, pour tester cette séquence mais aussi pour explorer les différentes caractéristiques intrinsèques de leurs populations parentes supposées.

La population actuelle de FSRQ détectés par *Fermi* rend d'ores et déjà possible un tel projet. Le nombre de FSRQ détectés aux très hautes énergies est encore anecdotique, mais cette population récemment détectée aux hautes énergies pourrait guider le choix des objets à observer avec les ACT et contribuer ainsi à l'augmentation du nombre d'objets de ce type connus à ces énergies. La position de leurs pics d'émission et le fait qu'ils soient situés à des redshifts plus importants que les BL Lac n'en fait cependant pas des candidats idéaux pour la génération actuelle d'ACT. Dans un futur proches la seconde phase de H.E.S.S., en améliorant la sensibilité du réseau et en baissant son seuil en énergie, pourrait faciliter l'accès à cette population. Le tournant dans l'étude de population des AGN émetteurs aux très hautes énergies est attendu avec l'observatoire CTA dont la sensibilité d'un ordre de grandeur supérieure à celle des instruments actuels devrait considérablement augmenter la population actuellement connue. La méthode utilisée dans cette étude pour déterminer les flux mesurables aux très hautes énergies peut d'ailleurs être adaptée pour estimer quels seraient les objets détectables par cet instrument parmi ceux détectés par *Fermi* ou parmi ceux simulés. Cela permettrait d'anticiper non seulement le choix des objets à observer mais aussi les caractéristiques observationnelles attendues sous différentes hypothèses relatives aux caractéristiques intrinsèques de leur population parente.

Annexe A

BL Lac brillants détectés par Fermi

Le tableau ci-dessous rassemble les BL Lac brillants détectés par *Fermi* utilisés pour tester les méthodes d'estimation de E_p et L_p dans le paragraphe 13.1.2.

Nom	$\log 10(EF_e(E_p))$	$\log 10(E_p)$	Γ	$\Delta\Gamma$	E_{π}	$\phi(E_{\pi})$	$\Delta \phi(E_{\pi})$
	$\mathrm{erg}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$	$\log 10 (MeV)$			GeV	$\times 10^{-12}$ [${\rm cm}^{-2}{\rm s}^{-1}{\rm MeV}^{-1}]$
RBS 76	-11.1	3.92	1.9	0.08	1.49	1.08	0.11
PKS 0048-09	-10.6	2.02	2.2	0.05	0.76	10.18	0.59
3C 66A	-10.2	3.82	1.9	0.02	1.32	13.76	0.40
PKS 0235+164	-9.9	2.82	2.1	0.02	0.63	94.98	1.76
PKS 0426-380	-10.2	2.42	2.1	0.02	0.61	76.12	1.64
PKS 0447-439	-10.5	3.52	2.0	0.03	1.06	9.15	0.39
1ES 0502+675	-10.5	3.92	1.7	0.10	3.38	0.23	0.03
PKS 0537-441	-10.1	2.32	2.3	0.02	0.52	113.59	2.44
CGRaBS J0712+5033	-11.0	2.62	2.1	0.08	1.25	1.68	0.17
CGRaBS J0721+7120	-10.4	2.92	2.1	0.03	0.72	28.27	0.86
O J287	-10.5	1.02	2.4	0.07	0.74	8.34	0.63
1ES 1011+496	-10.6	4.12	1.9	0.04	1.12	5.86	0.28
CGRaBS J1058+5628	-11.0	1.92	2.0	0.05	1.21	3.73	0.22
Mkn 421	-9.9	4.62	1.8	0.02	1.12	17.48	0.44
WCom	-10.6	3.62	2.1	0.04	0.99	7.38	0.38
CGRaBS J1248+5820	-10.9	1.72	2.2	0.06	0.84	7.63	0.44
CRATES J1542+6129	-11.1	3.12	2.1	0.05	0.90	7.16	0.40
Mkn 501	-10.5	4.32	1.9	0.04	1.48	3.58	0.18
PKS 1717+177	-10.7	4.32	2.0	0.06	1.24	2.73	0.21
4C+09.57	-10.3	1.82	2.3	0.05	0.77	14.55	0.79
1ES 1959+650	-10.5	4.32	2.1	0.05	1.06	6.29	0.35
PKS 2155-304	-10.2	3.52	1.9	0.02	0.90	29.20	0.71
BL Lac	-10.8	1.52	2.4	0.04	0.58	35.29	1.54

TAB. A.1: BL Lac brillants détectés par *Fermi* dont l'étude des SED est présentée dans Abdo et al. (2010a). Pour chaque objet sont donnés : le flux différentiel par bande logarithmique en énergie $EF_E(E_p)$, la position en énergie du pic à haute énergie E_p , l'indice spectral Γ , l'énergie de décorrélation $E(\pi)$ et le flux différentiel à cette énergie $\phi(\pi)$.

Annexe B

Prédiction des AGN détectables par les ACT

En utilisant la méthode présentée dans la section 13.1 il est possible d'estimer le flux intégré des BL Lac et FR I détectés par *Fermi* au delà de 200 GeV. En tenant compte de l'absorption due à l'EBL et en utilisant le seuil de détection déterminé dans le paragraphe 14.1.1, il est alors possible de déterminer les objets détectables par les ACT. Cet exercice est réalisé sur les BL Lac et FR I présents dans le "Point Source" catalogue, qui appartiennent au "clean sample"¹, et pour lesquels le redshift est connu avec confiance (voir le paragraphe 13.2.1 pour plus de détails sur la sélection de ces objets). L'ensemble des objets et l'estimation de leur détectabilité par les ACT sont présentés dans les tableaux B et B.2 pour les BL Lac et les FR I respectivement.

Le seuil de détection des ACT utilisé pour cette prédiction est un seuil moyen (Φ_s (> 200 GeV) = $3 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$), basé sur un temps d'observation de 20 heures et une analyse standard. Des objets expérimentalement détectés peuvent ne pas être prédit comme détectable si les temps d'observation nécessaire à la détection sont supérieur à 20h (exemple Cen A) ou si le signal de ces objets n'est significatif que lorsque l'on utilise des analyses plus performantes pour la discrimination entre les hadrons et les γ . D'autre part, les objets peuvent avoir été détectés durant un sursaut d'activité (exemple W Coma).

¹rassemblant les objets pour lesquels la probabilité d'association avec un AGN est supérieure à 80%, qui ne sont associés qu'à un seul AGN et qui ne présentent pas de problème au niveau de l'analyse

TAB. B.1: Évalution des flux intégrés au delà de 200 GeV ($\Phi(> 200 \text{ GeV})_{\text{prédit}}$) pour les BL Lac détectés par Fermi présents dans le "Point source" catalogue, appartenant au "clean sample" et pour lesquels le redshift (z) est connu. Le flux intégré entre 100 MeV et 100 GeV mesuré par Fermi ($\Phi(100 \text{ MeV} - 100 \text{ GeV})_{\text{Fermi}}$) est également donné.

BL Lac	z	Détectable	$\Phi(> 200 \mathrm{GeV})_{\mathrm{prédit}}$	$\Phi(100\mathrm{MeV}-100\mathrm{GeV})_{\mathrm{Fermi}}$	
			${\rm cm}^{-2} {\rm s}^{-1}$		
Mkn421	0.030	OUI	2.18×10^{-10}	1.69×10^{-7}	
Mkn501	0.034	OUI	4.53×10^{-11}	6.11×10^{-8}	
Mkn180	0.045	OUI	6.95×10^{-12}	1.14×10^{-8}	
APLib	0.048	NON	1.16×10^{-12}	7.19×10^{-8}	
1ES1959+650	0.049	NON	1.46×10^{-12}	8.03×10^{-8}	
3C371	0.051	NON	7.85×10^{-14}	7.70×10^{-8}	
PKS0521-36	0.055	NON	1.16×10^{-13}	1.15×10^{-7}	
BZUJ1532+3016	0.065	OUI	4.72×10^{-12}	2.77×10^{-9}	
BLLac	0.069	NON	2.32×10^{-13}	1.68×10^{-7}	
PKS2005-489	0.071	OUI	1.28×10^{-11}	3.94×10^{-8}	
B20806+35	0.082	OUI	5.40×10^{-12}	3.27×10^{-9}	
1ES1741+196	0.083	OUI	8.05×10^{-12}	6.27×10^{-9}	
WCom	0.102	NON	1.94×10^{-12}	7.82×10^{-8}	
BZBJ0730+3307	0.112	NON	1.26×10^{-13}	7.87×10^{-9}	
BZBJ1026-1748	0.114	NON	1.86×10^{-14}	1.22×10^{-8}	
PKS2155-304	0.116	OUI	5.24×10^{-11}	2.14×10^{-7}	
B21811+31	0.117	NON	5.68×10^{-13}	2.58×10^{-8}	
B32247+381	0.119	OUI	2.32×10^{-11}	6.60×10^{-9}	
RXJ0805.4+7534	0.121	OUI	4.34×10^{-12}	9.30×10^{-9}	
1ES1118+424	0.124	OUI	1.77×10^{-11}	3.82×10^{-9}	
BZBJ0710+5908	0.125	OUI	1.20×10^{-11}	1.45×10^{-9}	
1ES1426+428	0.129	OUI	2.12×10^{-11}	3.08×10^{-9}	
B21215+30	0.130	OUI	4.67×10^{-12}	5.88×10^{-8}	
ON246	0.135	NON	1.04×10^{-13}	1.74×10^{-8}	
BZBJ1136+6737	0.136	OUI	3.79×10^{-12}	3.66×10^{-9}	
CGRaBSJ1917-1921	0.137	OUI	8.33×10^{-12}	2.40×10^{-8}	

Suite à la page suivante

TAB. B.1: suite

BL Lacs	z	Détectable	$\Phi(> 200 \mathrm{GeV})_{\mathrm{prédit}}$	$\Phi(100\mathrm{MeV}-100\mathrm{GeV})_\mathrm{Fermi}$
			-	${\rm cm}^{-2} {\rm s}^{-1}$
PKS1717+177	0.137	NON	2.03×10^{-12}	4.28×10^{-8}
CRATESJ0809+5218	0.138	NON	3.68×10^{-13}	2.69×10^{-8}
CRATESJ1117+2014	0.138	OUI	2.97×10^{-11}	1.13×10^{-8}
BZBJ1053+4929	0.140	OUI	2.19×10^{-11}	5.06×10^{-9}
CGRaBSJ1058+5628	0.143	OUI	4.41×10^{-12}	5.22×10^{-8}
CRATESJ0109+1816	0.145	NON	4.43×10^{-13}	7.74×10^{-9}
1ES0323+022	0.147	NON	1.25×10^{-13}	1.63×10^{-8}
RXJ0850.6+3455	0.149	NON	1.82×10^{-13}	5.78×10^{-9}
BZBJ1136+2550	0.156	OUI	8.37×10^{-12}	1.48×10^{-9}
1ES1440+122	0.163	OUI	6.14×10^{-12}	4.70×10^{-9}
1H2351-315	0.165	NON	1.23×10^{-13}	1.07×10^{-8}
PKS0829+046	0.174	NON	5.47×10^{-14}	7.35×10^{-8}
B21218+30	0.182	OUI	3.91×10^{-11}	1.68×10^{-8}
CRATESJ1204-0710	0.185	NON	1.37×10^{-14}	2.07×10^{-8}
BZBJ0319+1845	0.190	OUI	1.73×10^{-11}	3.25×10^{-9}
BZBJ0159+1047	0.195	NON	1.05×10^{-12}	1.42×10^{-8}
BZBJ0847+1133	0.198	OUI	1.05×10^{-11}	1.93×10^{-9}
1ES1011+496	0.200	OUI	8.30×10^{-12}	6.72×10^{-8}
4C+54.15	0.200	NON	8.87×10^{-13}	9.27×10^{-9}
B21147+24	0.200	NON	3.79×10^{-14}	2.08×10^{-8}
PKS0447-439	0.205	OUI	9.04×10^{-12}	9.66×10^{-8}
BZBJ0940+6148	0.211	NON	5.23×10^{-14}	1.03×10^{-8}
PKS2322-482	0.221	NON	7.81×10^{-13}	5.90×10^{-9}
RXJ0909.0+2311	0.223	OUI	1.10×10^{-11}	2.40×10^{-9}
BZBJ2150-1410	0.229	NON	1.52×10^{-13}	7.44×10^{-9}
CRATESJ0945+5757	0.229	NON	4.68×10^{-14}	1.43×10^{-8}
MS14588+2249	0.235	OUI	5.09×10^{-12}	1.54×10^{-8}
B21229+29	0.236	NON	2.87×10^{-12}	2.50×10^{-8}

Suite à la page suivante

BL Lacs	z	Détectable	$\Phi(> 200 \mathrm{GeV})_{\mathrm{prédit}}$	$\Phi(100\mathrm{MeV}-100\mathrm{GeV})_{\mathrm{Fermi}}$
				${\rm cm}^{-2} {\rm s}^{-1}$
2E1415+2557	0.237	NON	7.19×10^{-14}	1.07×10^{-8}
BZBJ1154-0010	0.254	OUI	8.44×10^{-12}	2.40×10^{-9}
BZBJ1107+1502	0.259	NON	5.90×10^{-13}	7.42×10^{-9}
PKS0301-243	0.260	NON	2.18×10^{-12}	4.68×10^{-8}
BZBJ1051+0103	0.265	NON	2.82×10^{-13}	5.82×10^{-9}
BZBJ1936-4719	0.265	OUI	1.00×10^{-11}	5.07×10^{-9}
CGRaBSJ0112+2244	0.265	NON	1.37×10^{-13}	7.81×10^{-8}
PKS0754+100	0.266	NON	3.27×10^{-14}	4.86×10^{-8}
FRBAJ2340+8015	0.274	NON	8.86×10^{-14}	4.21×10^{-8}
BZBJ1125-0742	0.279	OUI	4.57×10^{-12}	1.66×10^{-9}
CRATESJ0416+0105	0.287	NON	5.10×10^{-13}	6.45×10^{-9}
BZBJ2338+2124	0.291	OUI	7.00×10^{-12}	2.64×10^{-9}
RBS421	0.291	NON	8.67×10^{-13}	4.15×10^{-9}
BZBJ1204+1145	0.296	NON	4.34×10^{-14}	1.11×10^{-8}
FRBAJ1219-0314	0.299	NON	1.18×10^{-12}	4.98×10^{-9}
CRATESJ1558+5625	0.300	NON	4.18×10^{-14}	2.91×10^{-8}
CRATESJ0558-3838	0.302	NON	1.42×10^{-14}	1.74×10^{-8}
OJ287	0.306	NON	4.22×10^{-14}	7.03×10^{-8}
CGRaBSJ0721+7120	0.310	NON	6.58×10^{-13}	1.73×10^{-7}
1ES0737+746	0.315	OUI	4.37×10^{-12}	3.22×10^{-9}
BZBJ0208+3523	0.318	OUI	4.78×10^{-12}	3.02×10^{-9}
CRATESJ0617-1715	0.320	NON	4.12×10^{-13}	1.22×10^{-8}
4C+09.57	0.322	NON	1.10×10^{-13}	1.22×10^{-7}
CGRaBSJ2005+7752	0.342	NON	1.43×10^{-14}	3.00×10^{-8}
PG1437+398	0.349	NON	8.56×10^{-13}	3.35×10^{-9}
Ton1015	0.354	NON	1.36×10^{-14}	2.01×10^{-8}
1ES1028+511	0.361	OUI	3.38×10^{-12}	6.08×10^{-9}
CGRaBSJ0958+6533	0.367	NON	9.50×10^{-15}	2.59×10^{-8}

TAB. B.1: suite

Suite à la page suivante

TAB. B.1: suite

BL Lacs	z	Détectable	$\Phi(> 200 \mathrm{GeV})_{\mathrm{prédit}}$	$\Phi(100{\rm MeV}-100{\rm GeV})_{\rm Fermi}$
				${\rm cm}^{-2} {\rm s}^{-1}$
1ES0502+675	0.416	OUI	8.79×10^{-12}	1.43×10^{-8}
PKS0735+17	0.424	NON	7.05×10^{-13}	4.60×10^{-8}
BZBJ0842+0252	0.425	NON	1.01×10^{-12}	3.41×10^{-9}
RXJ0316.2-2607	0.443	NON	9.76×10^{-13}	5.03×10^{-9}
RBS1752	0.449	NON	1.43×10^{-12}	5.76×10^{-9}
CGRaBSJ1226-1328	0.456	NON	1.90×10^{-12}	8.43×10^{-9}
CLASSJ0212+2244	0.459	NON	3.86×10^{-13}	1.20×10^{-8}
B22214+24B	0.505	NON	9.50×10^{-15}	4.97×10^{-8}
PKS0823+033	0.506	NON	7.05×10^{-13}	4.64×10^{-9}
BZBJ1340+4410	0.546	NON	4.26×10^{-13}	2.92×10^{-9}
PKS0118-272	0.557	NON	4.27×10^{-13}	3.55×10^{-8}
B21040+24A	0.560	NON	1.03×10^{-13}	1.33×10^{-8}
PKS1057-79	0.581	NON	9.95×10^{-15}	6.26×10^{-8}
BS76	0.610	NON	9.08×10^{-13}	2.00×10^{-8}
CGRaBSJ1800+7828	0.680	NON	8.18×10^{-15}	6.24×10^{-8}
BZBJ1517+6525	0.702	NON	6.34×10^{-13}	2.69×10^{-9}
CRATESJ1012+0630	0.727	NON	2.09×10^{-15}	1.51×10^{-8}
PKS0139-09	0.733	NON	1.43×10^{-14}	1.66×10^{-8}
CGRaBSJ1748+7005	0.770	NON	3.91×10^{-14}	2.36×10^{-8}
PKS2240-260	0.774	NON	3.25×10^{-15}	3.44×10^{-8}
PKS2149+17	0.871	NON	3.81×10^{-15}	9.73×10^{-9}
PKS0537-441	0.892	NON	2.65×10^{-14}	3.78×10^{-7}
PKS0235+164	0.940	NON	8.70×10^{-14}	4.34×10^{-7}
PKS0208-512	1.003	NON	3.31×10^{-15}	1.46×10^{-7}
PKS0426-380	1.111	NON	3.23×10^{-14}	3.15×10^{-7}
PKS0808+019	1.148	NON	2.58×10^{-16}	2.97×10^{-8}
PKS1519-273	1.294	NON	5.37×10^{-16}	4.94×10^{-8}
CRATESJ0058+3311	1.371	NON	1.36×10^{-16}	3.13×10^{-8}
Radio Galaxie	z	Détectable	$\Phi(> 200 \mathrm{GeV})_{\mathrm{prédit}}$	$\Phi(100\mathrm{MeV}-100\mathrm{GeV})_{\mathrm{Fermi}}$
---------------	-------	------------	--	--
				${\rm cm}^{-2} {\rm s}^{-1}$
CenA	0.002	NON	2.35×10^{-13}	2.04×10^{-7}
M87	0.004	NON	5.93×10^{-14}	2.81×10^{-8}
NGC1275	0.018	NON	2.75×10^{-12}	2.28×10^{-7}
NGC6251	0.025	NON	4.54×10^{-14}	3.78×10^{-8}
NGC1218	0.029	NON	2.83×10^{-12}	4.60×10^{-9}
PKS0625-35	0.055	OUI	3.96×10^{-12}	6.72×10^{-9}

TAB. B.2: Évalution des flux intégrés au delà de 200 GeV ($\Phi(> 200 \text{ GeV})_{\text{prédit}}$) pour les FRI détectés par Fermi présents dans le "Point source" catalog, appartenant au "clean sample" et pour lesquels le redshift (z) est connu. Le flux intégré entre 100 MeV et 100 GeV mesuré par Fermi ($\Phi(100 \text{ MeV} - 100 \text{ GeV})_{\text{Fermi}}$) est également donné.

Annexe C

BL Lac détectés par *Fermi* **utilisés pour l'étude de la partie V**

BL Lac	Ra	Dec	z	Γ	$\Delta\Gamma$	E_{π}	$\phi(E_{\pi})$	$\Delta\phi(E_{\pi})$	$\log(E_p)$	$\log(L_p)$	$\log(L_{p_{\text{sens}}})$
	[hms]	[hms]				GeV	$\times 10^{-13}$ [cr	$m^{-2}s^{-1}MeV^{-1}$]			
Mkn421	11 04 27.31	+38 12 31.8	0.030	1.81	0.02	1.12	174.80	4.41	4.70	44.43	42.66
Mkn501	16 53 52.22	+39 45 36.6	0.034	1.85	0.04	1.48	35.77	1.83	4.45	43.99	42.72
Mkn180	11 36 26.41	+70 09 27.3	0.045	1.86	0.11	2.05	3.56	0.50	4.38	43.48	42.96
APLib	15 17 41.81	-24 22 19.5	0.048	2.10	0.06	1.10	51.31	3.41	2.86	43.84	42.83
1ES1959+650	19 59 59.85	+65 08 54.7	0.049	2.10	0.05	1.06	62.88	3.49	2.92	43.91	42.85
3C371	18 06 50.68	+69 49 28.1	0.051	2.60	0.08	0.56	141.99	11.55	-0.22	45.18	44.54
PKS0521-36	05 22 57.98	-36 27 30.9	0.055	2.60	0.06	0.43	418.29	23.32	-0.22	45.43	44.62
BZUJ1532+3016	15 32 02.23	+30 16 28.8	0.065	1.78	0.23	3.01	0.51	0.17	4.91	43.44	43.41
BLLac	22 02 43.29	+42 16 40.0	0.069	2.38	0.04	0.58	352.88	15.39	1.17	44.84	43.70
PKS2005-489	20 09 25.39	-48 49 52.6	0.071	1.90	0.06	1.50	20.72	1.62	4.15	44.34	43.33
B20806+35	08 09 38.89	+34 55 37.2	0.082	1.77	0.20	3.09	0.58	0.18	4.93	43.73	43.63
1ES1741+196	17 43 57.83	+19 35 09.0	0.083	1.80	0.17	3.16	1.01	0.23	4.79	43.97	43.61
WCom	12 21 31.69	+28 13 58.5	0.102	2.06	0.04	0.99	73.84	3.80	3.13	44.63	43.53
BZBJ0730+3307	07 30 26.05	+33 07 22.7	0.112	2.09	0.21	2.08	1.50	0.41	2.95	43.68	43.61
BZBJ1026-1748	10 26 58.52	-17 48 58.5	0.114	2.32	0.29	1.23	4.76	1.28	1.51	44.00	43.96
PKS2155-304	21 58 52.07	-30 13 32.1	0.116	1.91	0.02	0.90	291.95	7.10	4.10	45.51	43.78
B21811+31	18 13 35.21	+31 44 17.6	0.117	2.07	0.09	1.21	15.96	1.82	3.10	44.27	43.66
B32247+381	22 50 05.75	+38 24 37.2	0.119	1.68	0.15	4.40	0.79	0.15	5.53	44.68	44.12
RXJ0805.4+7534	08 05 26.50	+75 34 25.0	0.121	1.86	0.14	2.50	2.01	0.33	4.38	44.31	43.87
1ES1118+424	11 20 48.06	+42 12 12.5	0.124	1.63	0.16	3.80	0.65	0.14	5.84	44.63	44.24
BZBJ0710+5908	07 10 30.07	+59 08 20.4	0.125	1.28	0.21	9.75	0.14	0.04	8.02	45.30	44.81
1ES1426+428	14 28 32.61	+42 40 21.1	0.129	1.49	0.18	6.32	0.32	0.07	6.69	44.99	44.49
B21215+30	12 17 52.08	+30 07 00.6	0.130	1.98	0.05	1.33	34.71	2.23	3.65	44.89	43.80

TAB. C.1: BL Lac détectés par Fermi utilisés pour l'étude de la partie V (voir le paragraphe 13.2.1). Les données sont extraites du "Point Source" catalogue (Abdo et al. 2010e) et du 1LAC (Abdo et al. 2010b). Les coordonnées sont données en J2000.

TAB. C.1: suite

BLLac	Ra	Dec	z	Γ	$\Delta\Gamma$	E_{π}	$\phi(E_{\pi})$	$\Delta\phi(E_{\pi})$	$\log(E_p)$	$\log(L_p)$	$\log(L_{p_{\text{sens}}})$
	[hms]	[hms]				GeV	$\times 10^{-13}$ [c	$m^{-2}s^{-1}MeV^{-1}$]			
ON246	12 30 14.09	+25 18 07.1	0.135	2.16	0.12	1.10	11.44	1.70	2.52	44.14	43.82
BZBJ1136+6737	11 36 30.09	+67 37 04.3	0.136	1.80	0.21	3.10	0.61	0.17	4.78	44.19	44.07
CGRaBSJ1917-1921	19 17 44.82	-19 21 31.6	0.137	1.88	0.08	2.21	6.29	0.72	4.28	44.80	43.97
PKS1717+177	17 19 13.05	+17 45 06.4	0.137	2.01	0.06	1.24	27.33	2.08	3.45	44.74	43.82
CRATESJ0809+5218	08 09 49.19	+52 18 58.3	0.138	2.10	0.10	1.41	11.58	1.26	2.92	44.41	43.81
CRATESJ1117+2014	11 17 06.26	+20 14 07.4	0.138	1.71	0.09	2.45	3.45	0.42	5.35	44.97	44.22
BZBJ1053+4929	10 53 44.13	+49 29 56.0	0.140	1.63	0.15	3.79	0.87	0.16	5.84	44.87	44.36
CGRaBSJ1058+5628	10 58 37.73	+56 28 11.2	0.143	1.97	0.05	1.21	37.27	2.15	3.70	44.95	43.90
CRATESJ0109+1816	01 09 08.18	+18 16 07.5	0.145	2.00	0.19	2.16	1.67	0.38	3.54	44.08	43.89
1ES0323+022	03 26 13.95	+02 25 14.7	0.147	2.14	0.13	1.39	6.71	1.18	2.66	44.21	43.88
RXJ0850.6+3455	08 50 36.20	+34 55 23.0	0.149	2.03	0.25	2.02	1.32	0.38	3.30	43.90	43.90
BZBJ1136+2550	11 36 50.11	+25 50 52.4	0.156	1.53	0.29	7.33	0.11	0.04	6.47	44.75	44.62
1ES1440+122	14 42 48.28	+12 00 40.4	0.163	1.77	0.25	3.60	0.64	0.16	4.96	44.56	44.29
1H2351-315	23 59 07.80	-30 37 39.0	0.165	2.10	0.17	1.55	3.70	0.77	2.88	44.17	43.99
PKS0829+046	08 31 48.88	+04 29 39.1	0.174	2.50	0.07	0.54	163.88	11.70	0.41	45.84	45.15
B21218+30	12 21 21.95	+30 10 37.2	0.182	1.70	0.08	3.59	2.70	0.31	5.39	45.43	44.50
CRATESJ1204-0710	12 04 16.66	-07 10 09.0	0.185	2.59	0.23	0.77	16.62	3.84	-0.18	45.79	45.72
BZBJ0319+1845	03 19 51.80	+18 45 34.2	0.190	1.47	0.18	7.18	0.30	0.07	6.86	45.48	44.91
BZBJ0159+1047	01 59 34.30	+10 47 05.0	0.195	1.97	0.12	1.89	4.23	0.66	3.71	44.69	44.20
BZBJ0847+1133	08 47 12.93	+11 33 50.3	0.198	1.40	0.19	7.24	0.21	0.05	7.29	45.51	45.07
1ES1011+496	10 15 04.13	+49 26 00.7	0.200	1.93	0.04	1.12	58.63	2.84	3.93	45.48	44.27
4C+54.15	07 53 01.38	+53 52 59.6	0.200	1.95	0.16	2.22	2.09	0.41	3.83	44.57	44.25
B21147+24	11 50 19.21	+24 17 53.9	0.200	2.25	0.12	0.93	17.10	2.50	1.93	44.65	44.33
PKS0447-439	04 49 24.88	-43 50 09.7	0.205	1.95	0.03	1.06	91.49	3.85	3.82	45.62	44.28

TAB. C.1: suite

BL Lac	Ra	Dec	z	Γ	$\Delta\Gamma$	E_{π}	$\phi(E_{\pi})$	$\Delta\phi(E_{\pi})$	$\log(E_p)$	$\log(L_p)$	$\log(L_{p_{\text{sens}}})$
	[hms]	[hms]				GeV	$\times 10^{-13}$ [cm]	$n^{-2}s^{-1}MeV^{-1}$]			
BZBJ0940+6148	09 40 22.45	+61 48 26.2	0.211	2.15	0.19	1.45	3.73	0.81	2.57	44.36	44.25
PKS2322-482	23 25 27.00	-48 00 16.8	0.221	1.92	0.25	3.19	0.70	0.20	3.99	44.54	44.39
RXJ0909.0+2311	09 09 00.60	+23 11 14.0	0.223	1.46	0.23	8.44	0.18	0.05	6.90	45.52	45.08
BZBJ2150-1410	21 50 15.50	-14 10 50.1	0.229	2.05	0.25	2.49	1.08	0.30	3.23	44.42	44.32
CRATESJ0945+5757	09 45 42.24	+57 57 47.7	0.229	2.18	0.15	1.27	6.57	1.13	2.37	44.57	44.36
MS14588+2249	15 01 01.90	+22 38 06.0	0.235	1.86	0.10	2.13	4.52	0.57	4.41	45.19	44.53
B21229+29	12 31 43.58	+28 47 49.8	0.236	1.93	0.07	1.43	13.64	1.29	3.95	45.22	44.44
2E1415+2557	14 17 56.64	+25 43 24.5	0.237	2.12	0.17	1.43	4.22	0.89	2.75	44.51	44.35
BZBJ1154-0010	11 54 04.56	-00 10 09.8	0.254	1.54	0.30	6.88	0.20	0.05	6.38	45.40	45.08
BZBJ1107+1502	11 07 48.06	+15 02 10.5	0.259	1.95	0.16	1.83	2.45	0.52	3.84	44.74	44.51
PKS0301-243	03 03 26.50	-24 07 11.3	0.260	1.98	0.05	1.09	40.53	2.65	3.62	45.47	44.48
BZBJ1051+0103	10 51 51.84	+01 03 10.8	0.265	1.98	0.23	2.35	1.10	0.32	3.64	44.59	44.50
BZBJ1936-4719	19 36 56.10	-47 19 50.0	0.265	1.68	0.19	4.59	0.57	0.13	5.55	45.36	44.92
CGRaBSJ0112+2244	01 12 05.82	+22 44 38.8	0.265	2.23	0.05	0.72	118.19	6.64	2.07	45.48	44.57
PKS0754+100	07 57 06.64	+09 56 34.9	0.266	2.39	0.08	0.66	75.17	6.74	1.07	45.66	45.07
FRBAJ2340+8015	23 40 54.28	+80 15 16.1	0.274	2.21	0.08	1.07	27.22	2.70	2.20	45.23	44.57
BZBJ1125-0742	11 25 51.99	-07 42 21.1	0.279	1.59	0.25	5.12	0.19	0.07	6.06	45.18	45.10
CRATESJ0416+0105	04 16 52.49	+01 05 23.9	0.287	1.94	0.22	2.85	0.91	0.24	3.88	44.80	44.63
BZBJ2338+2124	23 38 56.39	+21 24 41.3	0.291	1.59	0.33	6.72	0.20	0.06	6.09	45.43	45.15
RBS421	03 25 41.20	-16 46 16.0	0.291	1.88	0.28	2.80	0.70	0.21	4.29	44.79	44.72
BZBJ1204+1145	12 04 12.12	+11 45 55.4	0.296	2.15	0.17	1.41	4.35	0.91	2.59	44.74	44.59
FRBAJ1219-0314	12 19 45.70	-03 14 24.0	0.299	1.86	0.21	2.88	0.82	0.23	4.36	44.93	44.76
CRATESJ1558+5625	15 58 48.29	+56 25 14.1	0.300	2.24	0.13	1.32	11.06	1.44	2.01	45.19	44.71
CRATESJ0558-3838	05 58 06.47	-38 38 31.7	0.302	2.32	0.17	0.97	11.89	2.48	1.53	45.11	44.91

TAB. C.1: suite

BLLac	Ra	Dec	z	Γ	$\Delta\Gamma$	E_{π}	$\phi(E_{\pi})$	$\Delta \phi(E_{\pi})$	$\log(E_p)$	$\log(L_p)$	$\log(L_{p_{\text{sens}}})$
	[hms]	[hms]				GeV	$\times 10^{-13}$ [c]	$m^{-2}s^{-1}MeV^{-1}$			
OJ287	08 54 48.87	+20 06 30.6	0.306	2.38	0.07	0.74	83.45	6.33	1.12	45.93	45.18
CGRaBSJ0721+7120	07 21 53.45	+71 20 36.4	0.310	2.15	0.03	0.72	282.67	8.62	2.60	45.97	44.64
1ES0737+746	07 44 05.26	+74 33 57.6	0.315	1.70	0.25	4.09	0.41	0.12	5.39	45.26	45.06
BZBJ0208+3523	02 08 38.19	+35 23 12.7	0.318	1.68	0.32	5.64	0.24	0.08	5.54	45.32	45.10
CRATESJ0617-1715	06 17 33.42	-17 15 25.1	0.320	1.99	0.16	2.40	2.17	0.42	3.58	45.08	44.68
4C+09.57	17 51 32.82	+09 39 00.7	0.322	2.29	0.05	0.77	145.55	7.86	1.70	45.96	44.90
CGRaBSJ2005+7752	20 05 31.00	+77 52 43.2	0.342	2.42	0.16	0.93	19.17	3.04	0.91	45.80	45.44
PG1437+398	14 39 17.50	+39 32 42.0	0.349	1.85	0.23	2.62	0.69	0.22	4.48	44.97	44.95
Ton1015	09 10 37.04	+33 29 24.4	0.354	2.32	0.14	0.91	15.78	2.56	1.54	45.34	45.07
1ES1028+511	10 31 18.52	+50 53 35.8	0.361	1.78	0.17	2.91	1.19	0.24	4.90	45.45	45.08
CGRaBSJ0958+6533	09 58 47.25	+65 33 54.8	0.367	2.51	0.16	0.66	34.40	5.70	0.32	46.21	45.99
1ES0502+675	05 07 56.17	+67 37 24.3	0.416	1.75	0.10	3.38	2.29	0.28	5.11	46.07	45.28
PKS0735+17	07 38 07.39	+17 42 19.0	0.424	2.02	0.06	1.10	37.35	2.61	3.42	45.90	44.96
BZBJ0842+0252	08 42 25.51	+02 52 52.7	0.425	1.81	0.25	3.60	0.42	0.13	4.70	45.28	45.20
RXJ0316.2-2607	03 16 15.00	-26 07 56.0	0.443	1.84	0.19	2.60	1.06	0.27	4.53	45.42	45.21
RBS1752	21 31 35.50	-09 15 22.0	0.449	1.82	0.19	3.45	0.76	0.19	4.67	45.55	45.25
CGRaBSJ1226-1328	12 26 54.42	-13 28 39.1	0.456	1.82	0.14	2.91	1.50	0.30	4.63	45.72	45.26
CLASSJ0212+2244	02 12 52.84	+22 44 52.2	0.459	1.96	0.14	1.90	3.61	0.64	3.78	45.53	45.10
B22214+24B	22 17 00.83	+24 21 46.0	0.505	2.63	0.12	0.56	87.55	10.74	-0.39	47.37	46.94
PKS0823+033	08 25 50.34	+03 09 24.5	0.506	1.83	0.23	3.27	0.65	0.17	4.55	45.53	45.35
BZBJ1340+4410	13 40 29.79	+44 10 03.9	0.546	1.82	0.33	4.17	0.27	0.10	4.62	45.44	45.45
PKS0118-272	01 20 31.66	-27 01 24.5	0.557	1.99	0.06	1.09	30.44	2.41	3.56	46.12	45.26
B21040+24A	10 43 09.03	+24 08 35.4	0.560	2.02	0.12	1.53	5.47	0.88	3.38	45.65	45.25
PKS1057-79	10 58 43.40	-80 03 54.2	0.581	2.45	0.10	0.77	61.21	6.61	0.71	46.81	46.16

TAB. C.1: suite

BLLac	Ra	Dec	z	Г	$\Delta\Gamma$	E_{π}	$\phi(E_{\pi})$	$\Delta\phi(E_{\pi})$	$\log(E_p)$	$\log(L_p)$	$\log(L_{p_{\text{sens}}})$
	[hms]	[hms]				GeV	$\times 10^{-13}$ [cr	$m^{-2}s^{-1}MeV^{-1}$]			
RBS76	00 33 34.30	-19 21 34.0	0.610	1.89	0.08	1.49	10.84	1.10	4.22	46.22	45.49
CGRaBSJ1800+7828	18 00 45.68	+78 28 04.0	0.680	2.35	0.07	0.73	80.07	5.73	1.32	46.62	45.89
BZBJ1517+6525	15 17 47.58	+65 25 23.3	0.702	1.69	0.27	4.36	0.32	0.09	5.44	46.06	45.92
CRATESJ1012+0630	10 12 13.35	+06 30 57.2	0.727	2.30	0.20	1.53	3.72	0.87	1.66	45.93	45.78
PKS0139-09	01 41 25.83	-09 28 43.7	0.733	2.11	0.12	1.25	8.87	1.30	2.80	45.89	45.53
CGRaBSJ1748+7005	17 48 32.84	$+70\ 05\ 50.8$	0.770	2.05	0.10	1.60	8.36	0.99	3.18	46.18	45.59
PKS2240-260	22 43 26.36	-25 44 27.0	0.774	2.32	0.09	0.74	44.26	4.83	1.52	46.41	45.91
PKS2149+17	21 52 24.82	+17 34 37.8	0.871	2.12	0.20	1.88	2.18	0.56	2.77	45.84	45.72
PKS0537-441	05 38 50.35	-44 05 08.7	0.892	2.27	0.02	0.52	1135.85	24.38	1.83	47.50	45.93
PKS0235+164	02 38 38.93	+16 36 59.3	0.940	2.14	0.02	0.63	949.83	17.61	2.62	47.55	45.81
PKS0208-512	02 10 46.21	-51 01 02.4	1.003	2.37	0.04	0.60	281.22	12.72	1.21	47.46	46.38
PKS0426-380	04 28 40.42	-37 56 19.6	1.111	2.13	0.02	0.61	761.21	16.43	2.72	47.60	45.98
PKS0808+019	08 11 26.71	+01 46 52.2	1.148	2.45	0.12	0.68	38.86	5.36	0.71	47.22	46.89
PKS1519-273	15 22 37.68	-27 30 10.8	1.294	2.25	0.08	0.94	40.35	4.14	1.95	46.98	46.28
CRATESJ0058+3311	00 58 32.07	+33 11 17.2	1.371	2.33	0.11	0.83	30.34	3.76	1.44	47.02	46.57

Annexe D

Distribution des AGN simulés comme détectables par *Fermi*

Suivant la méthode présentée dans le chapitre 14, une population d'AGN a été simulée et la détectabilité par *Fermi* estimée pour chaque objet. Les distributions dans le plan $\ln(E_p) - \ln(L_p)$ des objets simulés comme détectables par *Fermi* et l'évolution de leur vraissemblance avec la distribution expérimentale (voir la figure 14.7) sont présentées ci-dessous pour différents jeux de paramètres libres et les hypothèses d'un jet avec ou sans ouverture géométrique. La méthode utilisée pour construire ces distributions et calculer la vraissemblance est présentée dans le paragraphe 14.2.2.



FIG. D.1: Dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique et pour $\Gamma^{\min} = 1$: distributions des objets simulés comme détectables par Fermi et l'évolution de leur vraisemble avec la distribution expérimentale présentée sur la figure 14.7.



FIG. D.2: Dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique et pour $\Gamma^{\min} = 1$: distributions des objets simulés comme détectables par Fermi et l'évolution de leur vraisemble avec la distribution expérimentale présentée sur la figure 14.7.



FIG. D.3: Dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique et pour $\Gamma^{\min} = 2$: distributions des objets simulés comme détectables par Fermi et l'évolution de leur vraisemble avec la distribution expérimentale présentée sur la figure 14.7.



FIG. D.4: Dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique et pour $\Gamma^{\min} = 10$: distributions des objets simulés comme détectables par Fermi et l'évolution de leur vraisemble avec la distribution expérimentale présentée sur la figure 14.7.



FIG. D.5: Dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique et pour $\Gamma^{\min} = 15$: distributions des objets simulés comme détectables par Fermi et l'évolution de leur vraisemble avec la distribution expérimentale présentée sur la figure 14.7.



FIG. D.6: Dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique et pour $\Gamma^{\min} = 20$: distributions des objets simulés comme détectables par Fermi et l'évolution de leur vraisemble avec la distribution expérimentale présentée sur la figure 14.7.



FIG. D.7: Dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique et pour $\Gamma^{\min} = 30$: distributions des objets simulés comme détectables par Fermi et l'évolution de leur vraisemble avec la distribution expérimentale présentée sur la figure 14.7.



FIG. D.8: Dans le cas d'un jet avec une ouverture géométrique et pour $\Gamma^{\min} = 50$: distributions des objets simulés comme détectables par Fermi et l'évolution de leur vraisemble avec la distribution expérimentale présentée sur la figure 14.7.



FIG. D.9: Dans le cas d'un jet sans ouverture géométrique et pour $\Gamma^{\min} = 1$: distributions des objets simulés comme détectables par Fermi et l'évolution de leur vraisemble avec la distribution expérimentale présentée sur la figure 14.7.



FIG. D.10: Dans le cas d'un jet sans ouverture géométrique et pour $\Gamma^{\min} = 2$: distributions des objets simulés comme détectables par Fermi et l'évolution de leur vraisemble avec la distribution expérimentale présentée sur la figure 14.7.



FIG. D.11: Dans le cas d'un jet sans ouverture géométrique et pour $\Gamma^{\min} = 5$: distributions des objets simulés comme détectables par Fermi et l'évolution de leur vraisemble avec la distribution expérimentale présentée sur la figure 14.7.



FIG. D.12: Dans le cas d'un jet sans ouverture géométrique et pour $\Gamma^{\min} = 10$: distributions des objets simulés comme détectables par Fermi et l'évolution de leur vraisemble avec la distribution expérimentale présentée sur la figure 14.7.



FIG. D.13: Dans le cas d'un jet sans ouverture géométrique et pour $\Gamma^{\min} = 15$: distributions des objets simulés comme détectables par Fermi et l'évolution de leur vraisemble avec la distribution expérimentale présentée sur la figure 14.7.



FIG. D.14: Dans le cas d'un jet sans ouverture géométrique et pour $\Gamma^{\min} = 20$: distributions des objets simulés comme détectables par Fermi et l'évolution de leur vraisemble avec la distribution expérimentale présentée sur la figure 14.7.



FIG. D.15: Dans le cas d'un jet sans ouverture géométrique et pour $\Gamma^{\min} = 30$: distributions des objets simulés comme détectables par Fermi et l'évolution de leur vraisemble avec la distribution expérimentale présentée sur la figure 14.7.



FIG. D.16: Dans le cas d'un jet sans ouverture géométrique et pour $\Gamma^{\min} = 50$: distributions des objets simulés comme détectables par Fermi et l'évolution de leur vraisemble avec la distribution expérimentale présentée sur la figure 14.7.

Bibliographie

- Abdo A.A., Ackermann M., Ajello M., et al., Dec. 2009a, ApJ, 707, 1310
- Abdo A.A., Ackermann M., Ajello M., et al., Jul. 2009b, ApJS, 183, 46
- Abdo A.A., Ackermann M., Ajello M., et al., Aug. 2009c, Science, 325, 840
- Abdo A.A., Ackermann M., Ajello M., et al., Aug. 2009d, Science, 325, 848
- Abdo A.A., Ackermann M., Agudo I., et al., Jun. 2010a, ApJ, 716, 30
- Abdo A.A., Ackermann M., Ajello M., et al., May 2010b, ApJ, 715, 429
- Abdo A.A., Ackermann M., Ajello M., et al., Sep. 2010c, ApJ, 720, 912
- Abdo A.A., Ackermann M., Ajello M., et al., Oct. 2010d, ApJ, 722, 520
- Abdo A.A., Ackermann M., Ajello M., et al., Jun. 2010e, ApJS, 188, 405
- Abdo A.A., Ackermann M., Ajello M., et al., Aug. 2010f, Science, 329, 817
- Abraham R.G., Crawford C.S., McHardy I.M., Oct. 1991, MNRAS, 252, 482
- Acciari V., Aliu E., Arlen T., et al., Jan. 2009a, ApJ, 690, L126
- Acciari V.A., Aliu E., Beilicke M., et al., Sep. 2008a, ApJ, 684, L73
- Acciari V.A., Beilicke M., Blaylock G., et al., Jun. 2008b, ApJ, 679, 1427
- Acciari V.A., Aliu E., Arlen T., et al., Mar. 2009b, ApJ, 693, L104
- Acciari V.A., Aliu E., Arlen T., et al., Jul. 2009c, Science, 325, 444
- Acciari V.A., Aliu E., Aune T., et al., Sep. 2009d, ApJ, 703, 169
- Acciari V.A., Aliu E., Arlen T., et al., May 2010a, ApJ, 715, L49
- Acciari V.A., Aliu E., Beilicke M., et al., Feb. 2010b, ApJ, 709, L163
- Aharonian F., Akhperjanian A., Barrio J., et al., Jan. 2001, ApJ, 546, 898
- Aharonian F., Akhperjanian A., Beilicke M., et al., May 2003a, A&A, 403, L1
- Aharonian F., Akhperjanian A., Beilicke M., et al., May 2003b, A&A, 403, L1
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Aye K.M., et al., Nov. 2004a, Astroparticle Physics, 22, 109

- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Aye K., et al., Oct. 2005a, A&A, 442, 1
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Aye K., et al., Jul. 2005b, Science, 309, 746
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Aye K.M., et al., Feb. 2005c, A&A, 430, 865
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Aye K.M., et al., Jun. 2005d, A&A, 436, L17
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Aye K.M., et al., Jul. 2005e, A&A, 437, 95
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Bazer-Bachi A.R., et al., Oct. 2006a, A&A, 457, 899
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Bazer-Bachi A.R., et al., Mar. 2006b, A&A, 448, L19
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Bazer-Bachi A.R., et al., Aug. 2006c, A&A, 455, 461
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Bazer-Bachi A.R., et al., Apr. 2006d, Nature, 440, 1018
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Bazer-Bachi A.R., et al., 2006e, Science, 314, 1424
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Barres de Almeida U., et al., Oct. 2007a, A&A, 473, L25
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Barres de Almeida U., et al., Nov. 2007b, A&A, 475, L9
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Barres de Almeida U., et al., Oct. 2007c, A&A, 473, L25
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Barres de Almeida U., et al., Nov. 2007d, A&A, 475, L9
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Bazer-Bachi A.R., et al., Aug. 2007e, A&A, 470, 475
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Bazer-Bachi A.R., et al., May 2007f, ApJ, 661, 236
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Bazer-Bachi A.R., et al., Aug. 2007g, ApJ, 664, L71
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Barres de Almeida U., et al., Jan. 2008a, A&A, 477, 353
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Barres de Almeida U., et al., Jan. 2008b, A&A, 477, 481
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Barres de Almeida U., et al., Feb. 2008c, A&A, 478, 387
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Barres de Almeida U., et al., Apr. 2008d, A&A, 481, L103
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Barres de Almeida U., et al., Oct. 2008e, Physical Review Letters, 101, 170402
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Bazer-Bachi A.R., et al., Apr. 2008f, A&A, 481, 401
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Anton G., et al., Aug. 2009a, A&A, 502, 749
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Anton G., et al., Apr. 2009b, ApJ, 695, L40
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., Anton G., et al., May 2009c, ApJ, 696, L150
- Aharonian F., Akhperjanian A.G., de Almeida U.B., et al., Feb. 2009d, ApJ, 692, 1500
- Aharonian F.A., Akhperjanian A.G., Andronache M., et al., Oct. 1999a, A&A, 350, 757
- Aharonian F.A., Akhperjanian A.G., Barrio J.A., et al., Sep. 1999b, A&A, 349, 11

- Aharonian F.A., Akhperjanian A.G., Aye K., et al., Nov. 2004b, Nature, 432, 75
- Aielli G., Bacci C., Bartoli B., et al., May 2010, ApJ, 714, L208
- Albert J., Aliu E., Anderhub H., et al., May 2006a, ApJ, 642, L119
- Albert J., Aliu E., Anderhub H., et al., Sep. 2006b, ApJ, 648, L105
- Albert J., Aliu E., Anderhub H., et al., Jun. 2006c, Science, 312, 1771
- Albert J., Aliu E., Anderhub H., et al., Jul. 2007a, ApJ, 663, 125
- Albert J., Aliu E., Anderhub H., et al., Sep. 2007b, ApJ, 666, L17
- Albert J., Aliu E., Anderhub H., et al., Sep. 2007c, ApJ, 667, L21
- Albert J., Aliu E., Anderhub H., et al., Nov. 2007d, ApJ, 669, 862
- Albert J., Aliu E., Anderhub H., et al., Sep. 2008, ApJ, 685, L23
- Alfvén H., Oct. 1942, Nature, 150, 405
- Aliu E., Anderhub H., Antonelli L.A., et al., Nov. 2008, Science, 322, 1221
- Amenomori M., Ayabe S., Cui S.W., et al., Nov. 2003, ApJ, 598, 242
- Amenomori M., Bi X.J., Chen D., et al., May 2008, ApJ, 678, 1165
- Antonucci R., 1993, ARA&A, 31, 473
- Antonucci R.R.J., Mar. 1984, ApJ, 278, 499
- Antonucci R.R.J., Miller J.S., Oct. 1985, ApJ, 297, 621
- Aretxaga I., Joguet B., Kunth D., Melnick J., Terlevich R.J., Jul. 1999, ApJ, 519, L123
- Atkins R., Benbow W., Berley D., et al., Jun. 2004, ApJ, 608, 680
- Atwood W.B., Abdo A.A., Ackermann M., et al., Jun. 2009, ApJ, 697, 1071
- Baade W., Minkowski R., Jan. 1954, ApJ, 119, 206
- Baade W., Zwicky F., Jul. 1934, Physical Review, 46, 76
- Bai J.M., Lee M.G., Mar. 2001, ApJ, 549, L173
- Barrau A., Bazer-Bachi R., Beyer E., et al., Oct. 1998, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 416, 278
- Becherini S., et al., en préparation
- Becker R.H., White R.L., Edwards A.L., Jan. 1991, ApJS, 75, 1
- Beckmann V., Oct. 2007, ArXiv e-prints
- Bernlöhr K., Carrol O., Cornils R., et al., Nov. 2003, Astroparticle Physics, 20, 111
- Bignami G.F., Bennett K., Buccheri R., et al., Jan. 1981, A&A, 93, 71

- Blackett P.M.S., 1948, In : The Emission Spectra of the Night Sky and Aurorae, 34-+
- Blümer J., Engel R., Hörandel J.R., Oct. 2009, Progress in Particle and Nuclear Physics, 63, 293
- Boone L.M., Hinton J.A., Bramel D., et al., Nov. 2002, ApJ, 579, L5
- Bradbury S.M., Deckers T., Petry D., et al., Apr. 1997, A&A, 320, L5
- Brinkmann W., Maraschi L., Treves A., et al., Aug. 1994, A&A, 288, 433
- Brinkmann W., Siebert J., Feigelson E.D., et al., Jul. 1997, A&A, 323, 739
- Broderick A.E., McKinney J.C., Jun. 2010, ArXiv e-prints
- Cao Z., for the ARGO-YBJ Collaboration, the LHAASO Collaboration, Jun. 2010, ArXiv e-prints
- Cappellari M., Neumayer N., Reunanen J., et al., Apr. 2009, MNRAS, 394, 660
- Carangelo N., Falomo R., Treves A., 2002, In : M. Gilfanov, R. Sunyeav, & E. Churazov (ed.) Lighthouses of the Universe : The Most Luminous Celestial Objects and Their Use for Cosmology, 277-+
- Catanese M., Bradbury S.M., Breslin A.C., et al., Oct. 1997, ApJ, 487, L143+
- Catanese M., Akerlof C.W., Badran H.M., et al., Jul. 1998, ApJ, 501, 616
- Cattaneo A., Faber S.M., Binney J., et al., Jul. 2009, Nature, 460, 213
- Cawley M.F., Fegan D.J., Gibbs K., et al., Aug. 1985, In : F. C. Jones (ed.) International Cosmic Ray Conference, vol. 3 of International Cosmic Ray Conference, 453–456
- Chadwick P.M., Dickinson J.E., Dickinson M.R., et al., Dec. 1996, A&AS, 120, C657+
- Chadwick P.M., Lyons K., McComb T.J.L., et al., Jun. 1999, Astroparticle Physics, 11, 145
- Chiappetti L., Torroni V., Nov. 1997, IAU Circ., 6776, 2
- Cisternas M., Jahnke K., Inskip K.J., et al., Sep. 2010, ArXiv e-prints
- Cohen R.D., Puetter R.C., Rudy R.J., Ake T.B., Foltz C.B., Dec. 1986, ApJ, 311, 135
- Cornils R., Gillessen S., Jung I., et al., Nov. 2003, Astroparticle Physics, 20, 129
- Cortina J., Jun. 2005, Ap&SS, 297, 245
- Costamante L., Ghisellini G., Mar. 2002, A&A, 384, 56
- Costamante L., Ghisellini G., Giommi P., et al., May 2001, A&A, 371, 512
- Croston J.H., Kraft R.P., Hardcastle M.J., et al., Jun. 2009, MNRAS, 395, 1999
- CTA Consortium T., Aug. 2010, ArXiv e-prints
- D'Ammando F., Vercellone S., Tavani M., et al., Mar. 2009, The Astronomer's Telegram, 1957, 1
- Daniel M.K., Badran H.M., Bond I.H., et al., Mar. 2005, ApJ, 621, 181
- de Naurois M., Rolland L., Dec. 2009, Astroparticle Physics, 32, 231

- Di Matteo T., Springel V., Hernquist L., Feb. 2005, Nature, 433, 604
- Djannati-Ataï A., Piron F., Barrau A., et al., Oct. 1999, A&A, 350, 17
- Donato D., Ghisellini G., Tagliaferri G., Fossati G., Sep. 2001, A&A, 375, 739
- DuPuy D., Schmitt J., McClure R., van den Bergh S., Racine R., Jun. 1969, ApJ, 156, L135+
- Ebisuzaki S., et al., Aug. 1991, In : International Cosmic Ray Conference, vol. 2 of International Cosmic Ray Conference, 607–+
- Eichler D., Livio M., Piran T., Schramm D.N., Jul. 1989, Nature, 340, 126
- Elvis M., Plummer D., Schachter J., Fabbiano G., May 1992, ApJS, 80, 257
- Enomoto R., Tsuchiya K., Adachi Y., et al., Feb. 2006, ApJ, 638, 397
- Fanaroff B.L., Riley J.M., May 1974, MNRAS, 167, 31P
- Fazio G.G., Ashby M.L.N., Barmby P., et al., Sep. 2004, ApJS, 154, 39
- Feldman G.J., Cousins R.D., Apr. 1998, Phys. Rev. D, 57, 3873
- Fermi E., Apr. 1949, Physical Review, 75, 1169
- Fermi E., Jan. 1954, ApJ, 119, 1
- Fermi-LAT Collaboration, Jul. 2010, ArXiv e-prints
- Fermi-LAT Collaboration, Abdo A.A., Ackermann M., et al., May 2010, Science, 328, 725
- Ferrarese L., Ford H., Feb. 2005, Space Sci. Rev., 116, 523
- Fiasson A., Dubois F., Lamanna G., Masbou J., Rosier-Lees S., Aug. 2010, Astroparticle Physics, 34, 25
- Forman W., Jones C., Cominsky L., et al., Dec. 1978, ApJS, 38, 357
- Fossati G., Jan. 2009, In : Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 41 of Bulletin of the American Astronomical Society, 508–+
- Fossati G., Maraschi L., Celotti A., Comastri A., Ghisellini G., Sep. 1998, MNRAS, 299, 433
- Fossati G., Buckley J.H., Bond I.H., et al., Apr. 2008, ApJ, 677, 906
- Franceschini A., Rodighiero G., Vaccari M., Sep. 2008, A&A, 487, 837
- Fruin J.H., Jelley J.V., Long C.D., Porter N.A., Weekes T.C., Jun. 1964, Physics Letters, 10, 176
- Funk S., Hermann G., Hinton J., et al., Nov. 2004, Astroparticle Physics, 22, 285
- Gabici S., Nov. 2008, ArXiv e-prints
- Gaidos J.A., Akerlof C.W., Biller S., et al., Sep. 1996, Nature, 383, 319
- Galbraith W., Jelley J.V., Feb. 1953, Nature, 171, 349
- Gallant Y.A., 2002, In : A. W. Guthmann, M. Georganopoulos, A. Marcowith, & K. Manolakou (ed.) Relativistic Flows in Astrophysics, vol. 589 of Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, 24-+

- Genzel R., Weitzel L., Tacconi-Garman L.E., et al., May 1995, ApJ, 444, 129
- Ghisellini G., Celotti A., Nov. 2001, A&A, 379, L1
- Ghisellini G., Tavecchio F., Jul. 2008, MNRAS, 387, 1669
- Ghisellini G., Maraschi L., Tavecchio F., Jun. 2009, MNRAS, 396, L105
- Giommi P., Ansari S.G., Micol A., Feb. 1995, A&AS, 109, 267
- Giommi P., Piranomonte S., Perri M., Padovani P., Apr. 2005, A&A, 434, 385
- Gliozzi M., Brinkmann W., O'Brien P.T., et al., Jan. 2001, A&A, 365, L128
- Gould R.J., Oct 1965, Phys. Rev. Lett., 15, 577
- Granot J., for the Fermi LAT Collaboration, the GBM Collaboration, Mar. 2010, ArXiv e-prints
- Griffiths R.E., Briel U., Chaisson L., Tapia S., Dec. 1979, ApJ, 234, 810
- Grindlay J.E., Helmken H.F., Brown R.H., Davis J., Allen L.R., Apr. 1975, ApJ, 197, L9
- Grove J.E., Johnson W.N., Strickman M.S., et al., Jul. 2007, In : S. Ritz, P. Michelson, & C. A. Meegan (ed.) The First GLAST Symposium, vol. 921 of American Institute of Physics Conference Series, 550–551
- Grube J., 2007, X-ray and Gamma-ray Study of TeV Blazars with RXTE, XMM-Newton, and the Whipple 10 m Telescope, Ph.D. thesis, University of Leeds
- Guy J., 2003, Premiers résultats de l'expérience HESS étude du potentiel de détection de matière noire supersymétrique, Ph.D. thesis, Université Paris 6

Guy J., Vincent P., 2000

- H. E. S. S. collaboration : F. Aharonian, Akhperjanian A.G., Anton G., et al., Jun. 2010, ArXiv e-prints
- Harding A.K., Lai D., Sep. 2006, Reports on Progress in Physics, 69, 2631
- Hartman R.C., Bertsch D.L., Bloom S.D., et al., Jul. 1999, ApJS, 123, 79
- HEGRA Collaboration, Konopelko A., Hemberger M., et al., May 1999, Astroparticle Physics, 10, 275
- Henri G., Saugé L., Mar. 2006, apj, 640, 185
- H.E.S.S. Collaboration, Acero F., Aharonian F., et al., Nov. 2009, Science, 326, 1080
- HESS Collaboration, Abramowski A., Acero F., et al., Apr. 2010, ArXiv e-prints
- H.E.S.S. Collaboration, Abramowski A., Acero F., et al., May 2010a, ArXiv e-prints
- H.E.S.S. Collaboration, Abramowski A., Acero F., et al., Sep. 2010b, ArXiv e-prints
- H.E.S.S. Collaboration, Abramowski A., Acero F., et al., 2010c, in preparation
- H.E.S.S. Collaboration, Abramowski A., Acero F., et al., 2010d, in preparation
- H.E.S.S. Collaboration, Acero F., Aharonian F., et al., Feb. 2010e, A&A, 511, A52+

- H.E.S.S. Collaboration, Acero F., Aharonian F., et al., Jun. 2010f, A&A, 516, A62+
- H.E.S.S. Collaboration, Acero F., Aharonian F., et al., Mar. 2010g, MNRAS, 402, 1877
- Hillas A.M., 1984, ARA&A, 22, 425
- Hillas A.M., Aug. 1985, In : F. C. Jones (ed.) International Cosmic Ray Conference, vol. 3 of International Cosmic Ray Conference, 445–448
- Hillas A.M., Jan. 1996, Space Sci. Rev., 75, 17
- Hinton J.A., Apr. 2004, Nar, 48, 331
- Hinton J.A., Hofmann W., Sep. 2009, ARA&A, 47, 523
- Hoffman C.M., Sinnis C., Fleury P., Punch M., Jul. 1999, Reviews of Modern Physics, 71, 897
- Hofmann W., Jul. 2010, The Astronomer's Telegram
- Hofmann W., Fegan f.t.H. S., collaborations F., Nov. 2009, The Astronomer's Telegram, 2293, 1
- Hogg D.W., May 1999, ArXiv Astrophysics e-prints
- Hopkins P.F., Hernquist L., Cox T.J., et al., Sep. 2005, ApJ, 630, 705
- Horan D., VERITAS Collaboration, Mar. 2008, In : AAS/High Energy Astrophysics Division, vol. 10 of AAS/High Energy Astrophysics Division
- Horan D., Badran H.M., Bond I.H., et al., Jun. 2002, ApJ, 571, 753
- Horiuchi S., Meier D.L., Preston R.A., Tingay S.J., Apr. 2006, PASJ, 58, 211
- Hughes R., Grove J.E., Kocian M., et al., Jul. 2007, In : S. Ritz, P. Michelson, & C. A. Meegan (ed.) The First GLAST Symposium, vol. 921 of American Institute of Physics Conference Series, 568–569
- Israel F.P., 1998, A&A Rev., 8, 237
- Johnson R.P., Jul. 2007, In : S. Ritz, P. Michelson, & C. A. Meegan (ed.) The First GLAST Symposium, vol. 921 of American Institute of Physics Conference Series, 554–555
- Jorstad S.G., Marscher A.P., Lister M.L., et al., Oct. 2005, AJ, 130, 1418
- Kaspi S., Brandt W.N., George I.M., et al., Aug. 2002, ApJ, 574, 643
- Katarzyński K., Sol H., Kus A., Mar. 2001, A&A, 367, 809
- Kertzman M.P., Sembroski G.H., Apr. 1994, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 343, 629
- Kniffen D.A., Hartman R.C., Thompson D.J., Fichtel C.E., Dec. 1973, ApJ, 186, L105+
- Koss M., Mushotzky R., Veilleux S., Winter L., Jun. 2010, ApJ, 716, L125
- Kotilainen J.K., Falomo R., Sep. 2004, A&A, 424, 107
- Kraft R.P., Forman W.R., Jones C., et al., Apr. 2002, ApJ, 569, 54

- Krawczynski H., Hughes S.B., Horan D., et al., Jan. 2004, ApJ, 601, 151
- Krennrich F., Bond I.H., Bradbury S.M., et al., Aug. 2002, ApJ, 575, L9
- Krennrich F., Dwek E., Imran A., Dec. 2008, ApJ, 689, L93
- Krimm H.A., Barthelmy S.D., Baumgartner W., et al., Mar. 2009, The Astronomer's Telegram, 1963, 1
- Krolik J.H., 1999, Active galactic nuclei : from the central black hole to the galactic environment
- Lamb R.C., Macomb D.J., Oct. 1997, ApJ, 488, 872
- Landi R., Stephen J.B., Masetti N., et al., Jan. 2009, A&A, 493, 893
- Landt H., Bignall H.E., Dec. 2008, MNRAS, 391, 967
- Larionov V.M., Villata M., Raiteri C.M., et al., Mar. 2009, The Astronomer's Telegram, 1990, 1
- Laurent-Muehleisen S.A., Kollgaard R.I., Moellenbrock G.A., Feigelson E.D., Sep. 1993, AJ, 106, 875
- Laurent-Muehleisen S.A., Kollgaard R.I., Ciardullo R., et al., Sep. 1998, ApJS, 118, 127
- Laurent-Muehleisen S.A., Kollgaard R.I., Feigelson E.D., Brinkmann W., Siebert J., Nov. 1999, ApJ, 525, 127
- Le Bohec S., Degrange B., Punch M., et al., Oct. 1998, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 416, 425
- Ledlow M.J., Owen F.N., 1996, In : R. D. Ekers, C. Fanti, & L. Padrielli (ed.) Extragalactic Radio Sources, vol. 175 of IAU Symposium, 238-+
- Lemoine-Goumard M., Degrange B., Tluczykont M., Apr. 2006, Astroparticle Physics, 25, 195
- Lenain J.P., Boisson C., Sol H., Katarzyński K., Jan. 2008, aap, 478, 111
- Li T.P., Ma Y.Q., Sep. 1983, ApJ, 272, 317
- Lidvansky A.S., Aug. 2006, Radiation Physics and Chemistry, 75, 891
- Lin Y.C., Bertsch D.L., Dingus B.L., et al., Aug. 1996, ApJS, 105, 331
- Liu Y., Zhang S.N., Oct. 2007, ApJ, 667, 724
- Lynden-Bell D., Aug. 1969, Nature, 223, 690
- Lynden-Bell D., Dec. 1998, Annals of the New York Academy of Sciences, 867, 3
- Macchetto F., Marconi A., Axon D.J., et al., Nov. 1997, ApJ, 489, 579
- MAGIC Collaboration, Albert J., Aliu E., et al., Jun. 2008, Science, 320, 1752
- Maier G., Acciari V.A., Amini R., et al., 2008, In : International Cosmic Ray Conference, vol. 3 of International Cosmic Ray Conference, 1457–1460
- Malizia A., Landi R., Bassani L., et al., Oct. 2007, ApJ, 668, 81
- Maraschi L., Tavecchio F., Aug. 2003, ApJ, 593, 667

- Mariotti M., Jul. 2010a, The Astronomer's Telegram
- Mariotti M., Oct. 2010b, The Astronomer's Telegram
- Marscher A.P., Jorstad S.G., Larionov V.M., et al., Feb. 2010, ApJ, 710, L126
- Marshall H.L., Fruscione A., Carone T.E., Jan. 1995, ApJ, 439, 90
- Marshall H.L., Miller B.P., Davis D.S., et al., Jan. 2002, ApJ, 564, 683
- Massaro F., Tramacere A., Cavaliere A., Perri M., Giommi P., Feb. 2008, A&A, 478, 395
- Mazin D., Goebel F., Jan. 2007, ApJ, 655, L13
- McKinney J.C., Blandford R.D., Mar. 2009, MNRAS, 394, L126
- Meegan C., Lichti G., Bhat P.N., et al., Sep. 2009, ApJ, 702, 791
- Mészáros P., Aug. 2006, Reports on Progress in Physics, 69, 2259
- Minkowski R., Nov. 1960, ApJ, 132, 908
- Moiseev A.A., Hartman R.C., Ormes J.F., et al., Jun. 2007, Astroparticle Physics, 27, 339
- Moralejo A., Dec. 2009, ArXiv e-prints
- Mose Mariotti M., Jun. 2010, The Astronomer's Telegram, 2684, 1
- Müller S.A.H., Haas M., Siebenmorgen R., et al., Nov. 2004, A&A, 426, L29
- Mushotzky R.F., Boldt E.A., Holt S.S., et al., Dec. 1978, ApJ, 226, L65
- Narayan R., Paczynski B., Piran T., Aug. 1992, ApJ, 395, L83
- Nicastro F., Zezas A., Drake J., et al., Jul. 2002, ApJ, 573, 157
- Nishiyama T., Aug. 1999, In : International Cosmic Ray Conference, vol. 3 of International Cosmic Ray Conference, 370-+
- Ohm S., et al., 2010, accepted for publication in Astropart. Phys.
- Ong R.A., Jun. 2009a, The Astronomer's Telegram, 2084, 1
- Ong R.A., Nov. 2009b, The Astronomer's Telegram, 2301, 1
- Ong R.A., Aug. 2010, The Astronomer's Telegram, 2786, 1
- Ong R.A., Fortin P., Oct. 2009, The Astronomer's Telegram, 2272, 1
- Paczyński B., May 1998, In : C. A. Meegan, R. D. Preece, & T. M. Koshut (ed.) Gamma-Ray Bursts, 4th Hunstville Symposium, vol. 428 of American Institute of Physics Conference Series, 783–787
- Padovani P., Oct. 2006, ArXiv Astrophysics e-prints
- Padovani P., Jun. 2007, Ap&SS, 309, 63
- Padovani P., Giommi P., May 1995, ApJ, 444, 567

- Padovani P., Urry C.M., Feb. 1991, ApJ, 368, 373
- Padovani P., Urry C.M., Mar. 1992, ApJ, 387, 449
- Parizot E., 2003, In : E. Parizot, A. Marcowith, V. Tatischeff, G. Pelletier and P. Salati (ed.) Physique et Astrophysique du Rayonnement Cosmique, École CNRS de Goutelas XXVI
- Perlman E.S., Padovani P., Giommi P., et al., Apr. 1998, AJ, 115, 1253
- Perri M., Maselli A., Giommi P., et al., Feb. 2007, A&A, 462, 889
- Petry D., Bradbury S.M., Konopelko A., et al., Jul. 1996, A&A, 311, L13
- Pian E., Vacanti G., Tagliaferri G., et al., May 1997, In : C. D. Dermer, M. S. Strickman, & J. D. Kurfess (ed.) Proceedings of the Fourth Compton Symposium, vol. 410 of American Institute of Physics Conference Series, 1412–1416
- Piron F., Djannati-Atai A., Punch M., et al., Aug. 2001, A&A, 374, 895
- Pittori C., AGILE Collaboration, 2010, Mem. Soc. Astron. Italiana, 81, 197
- Press W., Flannery B., Teukolsky S., Vetterling W., oct 1992, Numerical Recipes in C : The Art of Scientific Computing, Cambridge University Press
- Primack J.R., Somerville R.S., Bullock J.S., Devriendt J.E.G., 2001, In : Aharonian F.A., Völk H.J. (eds.) American Institute of Physics Conference Series, 463–+
- Pucella G., D'Ammando F., Tavani M., et al., Mar. 2009, The Astronomer's Telegram, 1968, 1
- Punch M., Akerlof C.W., Cawley M.F., et al., Aug. 1992, Nature, 358, 477
- Quinn J., Akerlof C.W., Biller S., et al., Jan. 1996, ApJ, 456, L83+
- Raue M., Behera B., Charbonnier A., et al., Dec. 2009, The Astronomer's Telegram, 2350, 1
- Ricci C., Beckmann V., Audard M., Courvoisier T., Jul. 2010, A&A, 518, A47+
- Rieke G.H., Jun. 1969, SAO Special Report, 301
- Romero G.E., Cellone S.A., Combi J.A., Mar. 1999, A&AS, 135, 477
- Ruiz A., Miniutti G., Panessa F., Carrera F.J., Jun. 2010, A&A, 515, A99+
- Rybicki G.B., Lightman A.P., Jun. 1986, Radiative Processes in Astrophysics, Radiative Processes in Astrophysics, by George B. Rybicki, Alan P. Lightman, pp. 400. ISBN 0-471-82759-2. Wiley-VCH, June 1986.
- Salpeter E.E., Aug. 1964, ApJ, 140, 796
- Sambruna R.M., Urry C.M., Ghisellini G., Maraschi L., Aug. 1995, ApJ, 449, 567
- Sandoval A., Alfaro R., Belmont E., et al., Dec. 2009, ArXiv e-prints
- Schwartz D.A., Brissenden R.J.V., Tuohy T.R., et al., 1989, In : L. Maraschi, T. Maccacaro, & M.-H. Ulrich (ed.) BL Lac Objects, vol. 334 of Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, 209–+

Sinnis G., May 2009, New Journal of Physics, 11, 055007

- Smith D.A., Apr. 2005, In : B. Degrange, & G. Fontaine (ed.) Towards a Network of Atmospheric Cerenkov Detectors VII
- Smith D.A., Brion E., Britto R., et al., Nov. 2006, A&A, 459, 453
- Sreekumar P., Bertsch D.L., Hartman R.C., Nolan P.L., Thompson D.J., Jun. 1999, Astroparticle Physics, 11, 221
- Stawarz Ł., Sikora M., Ostrowski M., Nov. 2003, ApJ, 597, 186
- Stecker F.W., de Jager O.C., Salamon M.H., Dec. 1996, ApJ, 473, L75+
- Steinle H., Bennett K., Bloemen H., et al., Feb. 1998, A&A, 330, 97
- Stevens J.A., Jarvis M.J., Coppin K.E.K., et al., Jul. 2010, MNRAS, 405, 2623
- Strong A.W., Moskalenko I.V., Porter T.A., et al., Jul. 2009, ArXiv e-prints
- Superina G., Degrange B., Dec. 2008, In : F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger (ed.) American Institute of Physics Conference Series, vol. 1085 of American Institute of Physics Conference Series, 494–497
- Tavecchio F., Ghisellini G., Foschini L., et al., Jul. 2010a, MNRAS, 406, L70
- Tavecchio F., Ghisellini G., Ghirlanda G., Foschini L., Maraschi L., Jan. 2010b, MNRAS, 401, 1570
- Tescaro D., Bartko H., Galante N., et al., 2008, In : International Cosmic Ray Conference, vol. 3 of International Cosmic Ray Conference, 1393–1396
- Teshima M., The MAGIC Collaboration, Apr. 2008, The Astronomer's Telegram, 1500, 1
- The Pierre Auger Collaboration, Abreu P., Aglietta M., et al., Sep. 2010, ArXiv e-prints
- The VERITAS Collaboration, Acciari V.A., Aliu E., et al., May 2010, ArXiv e-prints
- Tommasin S., Spinoglio L., Malkan M.A., Fazio G., Feb. 2010, ApJ, 709, 1257
- Tomsick J.A., Chaty S., Rodriguez J., Walter R., Kaaret P., Aug. 2009, ApJ, 701, 811
- Treister E., Urry C.M., Chatzichristou E., et al., Nov. 2004, ApJ, 616, 123
- Treister E., Krolik J.H., Dullemond C., May 2008, ApJ, 679, 140
- Treister E., Urry C.M., Schawinski K., Cardamone C.N., Sanders D., Sep. 2010, ArXiv e-prints
- Tueller J., Mushotzky R.F., Barthelmy S., et al., Jul. 2008, ApJ, 681, 113
- Urry C., Jun. 2004, In : G. T. Richards & P. B. Hall (ed.) AGN Physics with the Sloan Digital Sky Survey, vol. 311 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 49–+
- Urry C.M., Padovani P., Sep. 1995, PASP, 107, 803
- Urry C.M., Mushotzky R.F., Holt S.S., Jun. 1986, ApJ, 305, 369
- Urry C.M., Padovani P., Stickel M., Dec. 1991, ApJ, 382, 501
- Urry C.M., Treves A., Maraschi L., et al., Sep. 1997, ApJ, 486, 799

- Urry C.M., Scarpa R., O'Dowd M., et al., Apr. 2000, ApJ, 532, 816
- Vacanti G., Fleury P., Jiang Y., et al., Feb. 1994, Astroparticle Physics, 2, 1
- Vercellone S., D'Ammando F., Pucella G., et al., Mar. 2009, The Astronomer's Telegram, 1976, 1
- VERITAS Collaboration, Acciari V.A., Aliu E., et al., Dec. 2009, Nature, 462, 770
- Vestrand W.T., Sreekumar P., Jun. 1999, Astroparticle Physics, 11, 197
- Vestrand W.T., Stacy J.G., Sreekumar P., Dec. 1995, ApJ, 454, L93+
- Wagner S., The H.E.S.S. Collaboration, 2009, In : HEAD meeting, HEAD meeting
- Wall J.V., Shimmins A.J., Bolton J.G., 1975, Australian Journal of Physics Astrophysical Supplement, 34, 55
- Wall J.V., Pettini M., Danziger I.J., Warwick R.S., Wamsteker W., Mar. 1986, MNRAS, 219, 23P
- Wang T.G., Matsuoka M., Kubo H., Mihara T., Negoro H., Jun. 2001, ApJ, 554, 233
- Waxman E., Aug. 2009, Nuclear Physics A, 827, 15
- Weekes T.C., 2007, In : K. Sato & J. Hisano (ed.) Energy Budget in the High Energy Universe, 282-+
- Weekes T.C., Cawley M.F., Fegan D.J., et al., Jul. 1989, ApJ, 342, 379
- Woo J.H., Urry C.M., van der Marel R.P., Lira P., Maza J., Oct. 2005, ApJ, 631, 762
- Wu X.B., Liu F.K., Zhang T.Z., Jul. 2002, A&A, 389, 742
- Yadav K.K., for the HIGRO collaboration, Apr. 2009, ArXiv e-prints
- Yadav K.K., Chandra P., Tickoo A.K., et al., 2008, Proc. 25th meeting of ASI (2007), p. 68, 25, 68
- Zel'dovich I.D. Y. B.and Novikov, 1964, Sov. Phys. Dokl, 158, 811