

Les noyaux actifs de galaxie et le rayonnement cosmique

Alexandre Marcowith

Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, 9 avenue du Colonel Roche, 31028 Toulouse, France

Abstract. Le présent texte explore la contribution attendue des noyaux actifs de galaxie à la production de particules relativistes et au rayonnement cosmique de haute énergie.

Table des matières

1. Introduction	363
2. Nomenclature et schéma d'unification des NAG	363
2.1 Les galaxies de Fanaroff-Riley	364
Les radio-galaxies FRI :	364
Les radio-galaxies FRII :	364
2.2 Schéma d'unification	365
3. Données observationnelles	366
3.1 Sites d'émission	367
3.2 Distributions spectrales d'énergie	368
3.3 Variabilité	368
3.4 Points chauds et brillants	368
4. Mécanismes d'accélération	369
4.1 Processus de Fermi	370
4.2 Reconnexion	372
4.3 Discontinuités tangentielles	372
5. Sites d'accélération dans les NAG	373
5.1 Disque d'accrétion	373
5.2 Jets à l'échelle du parsec	374
5.3 Jets à l'échelle du kiloparsec	375
5.4 Points chauds	375

6. Neutrinos UHE	378
6.1 Sources particulières	378
6.2 Contribution au fond diffus neutrinos	379
7. Noyaux actifs de galaxies et rayons cosmiques UHE	379

1. Introduction

Les noyaux actifs de galaxie (NAG) sont des sources compactes de luminosités typiques $\sim 10^{41-48}$ erg/s se développant dans l'environnement d'objets denses, de nature inconnue, situés en leur centre. Parmi les différents types d'objets centraux, les trous noirs de masse entre 10^6 et 10^{10} masses solaires s'avèrent être les candidats favoris.

Les trous noirs de par l'importante énergie gravitationnelle qu'ils génèrent, attirent la matière de la galaxie hôte par l'intermédiaire d'un disque d'accrétion. Le moment angulaire des matériaux en rotation est évacué vers l'extérieur du disque par viscosité du gaz et/ou due au champ magnétique advecté par le fluide. La matière peut ainsi tomber dans le trou noir ou bien se trouver éjectée dans des jets qui peuvent la transporter jusqu'à de grandes échelles dans le milieu intergalactique.

Une fraction de l'énergie d'accrétion est également disponible pour l'accélération de particules relativistes à l'origine du rayonnement à très haute énergie (parfois jusqu'au TeV) observé dans certaines classes de NAG : les Blazars. La nature de ces particules, hadronique ou leptonique, est encore débattue.

La possibilité d'accélérer des protons ou des noyaux plus lourds dans le disque ou dans les jets à différentes échelles ou bien au niveau des points chauds, zones de l'interaction du jet avec le milieu intergalactique, fait des NAG des sources potentielles du rayonnement cosmique de très haute énergie (à des énergies de l'ordre de l'EeV ¹).

Dans ce cours nous allons explorer plus en détails ces potentialités. Dans un premier paragraphe nous reviendrons sur les différentes classes de NAG ainsi que sur les relations supposées les unissant. A partir de données observationnelles sur tout le spectre électro-magnétique, nous explorerons les différents sites de production de particules énergétiques ainsi que les différents mécanismes d'accélération y opérant. Nous terminerons par une discussion évaluant le flux de rayons cosmiques d'ultra haute énergie (RC-UHE) produits par les NAG.

2. Nomenclature et schéma d'unification des NAG

Historiquement les NAG ont été détectés en ondes radio et en optique (d'où le vocable de Quasi-stellar objects ou Quasars). Comme indiqué ci-dessus, il s'agit de sources puissantes, dont les luminosités typiques vont de 10^{41} à 10^{48} erg/s. Elles représentent toutefois un faible pourcentage de l'ensemble des galaxies : de 1 à 3%. Dans le domaine radio, deux classes d'objets se distinguent. Les sources radio faibles et les sources radio fortes.

¹1 EeV = 10^{18} eV

Les premières, la grande majorité des NAG, possèdent un spectre électromagnétique dominé par des composantes thermiques, l'essentiel de leur énergie est émise dans l'ultra-violet (U.V.), sans doute par un disque d'accrétion. Elles présentent néanmoins des composantes non-thermiques en radio et dans le domaine X (Sanders et al. 1989, Nandra et al. 1991). Dans cette catégorie d'objets, nous trouvons principalement les galaxies de Seyfert. Les secondes, représentent environ 10% des NAG, ce sont des sources essentiellement non-thermiques. Elles possèdent des spectres radio plats (avec un flux $F_\nu \propto \nu^\alpha$ et $-0.5 \leq \alpha \leq 0.5$). Leur spectre électromagnétique couvre le domaine radio au domaine des rayons gamma les plus extrêmes. Toutes les sources radio fortes possèdent des jets dont une fraction non négligeable sont relativistes. Parmi ces sources nous distinguons, les galaxies de Fanaroff-Riley (Fanaroff & Riley 1974), les quasars-radio, les BL Lacs, ainsi que les Blazars (les sources émettrices gamma).

2.1 Les galaxies de Fanaroff-Riley

Fanaroff & Riley (1974) ont mis en évidence une distribution bimodale dans la puissance radio des radio galaxies. Ils les ont classifiées en deux catégories suivant le rapport entre les distances des deux points les plus brillants de part et d'autre du noyau et la taille totale de la source.

Les radio-galaxies FRI : Il s'agit de galaxies du type "edge-darkened" (pour lesquelles la luminosité radio diminue du coeur vers les lobes radio). Ce sont des sources plus faibles avec $L_{radio} < 10^{42}$ erg/s, elles présentent une structure de jet turbulente et un champ magnétique apparent perpendiculaire. On observe des mouvements relativistes à l'échelle du parsec qui deviennent sub-relativistes à plus grande échelle (\sim kpc). Ces sources présentent deux jets asymétriques. Les objets de ce type les plus connues sont M87, Centaurus A (le NAG le plus proche).

Les radio-galaxies FR II : Il s'agit de galaxies du type "edge-brightened". Ce sont de puissantes sources radio ($L_{radio} > 10^{42}$ erg/s), elles présentent une structure du jet collimatée avec un champ magnétique apparent parallèle, devenant transverse au niveau de points brillants (knots). On y observe des mouvements relativistes jusqu'aux échelles du kpc voire du Mpc ainsi qu'un seul jet (indice spectral typique en radio de 0.5). Les FR II présentent également des points chauds et des lobes radio très brillants qui tracent la zone d'interaction des jets avec le milieu intergalactique. La source de ce type la plus connue est Cygnus A.

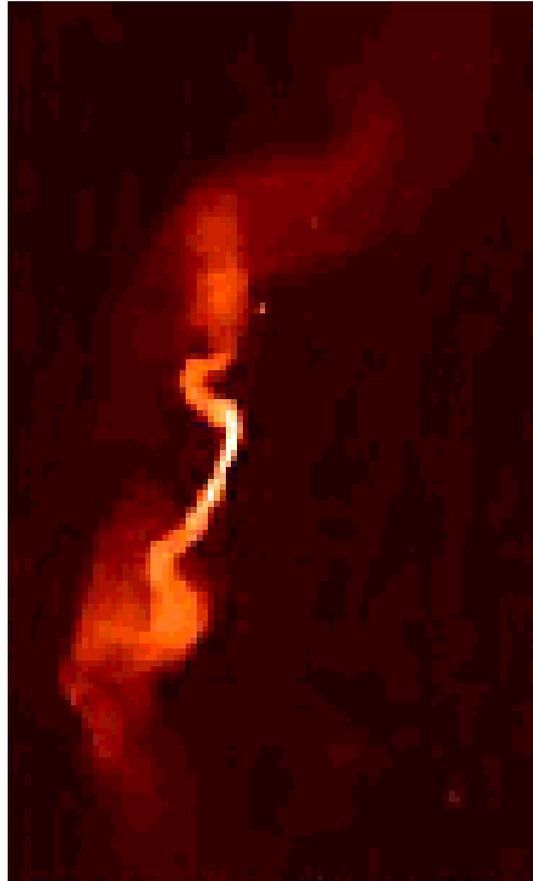


Figure 1.: *Image radio (à 20 cm) de la radio-galaxie 3C31 (FRI). Copyright NRAO 1996.*

2.2 Schéma d'unification

Le schéma d'unification vise à relier les sources extragalactiques entre elles au travers d'un nombre restreint de paramètres physiques. Le principal de ces paramètres est l'orientation du disque et du jet par rapport à la ligne de visée. Ainsi pour les sources radio faibles, les galaxies de Seyferts du type II seraient vues de profil au contraire des Seyfert I. Pour les sources radio fortes, les FRI et les BL Lacs seraient des sources identiques, les FRI seraient vues à des angles supérieurs à 40° , idem pour les FRII et les quasars radio. Les quasars radio sont donc des sources bien plus puissantes que les BL Lacs, mais tous les objets de ces deux classes ont un de leur jet orienté dans une direction proche

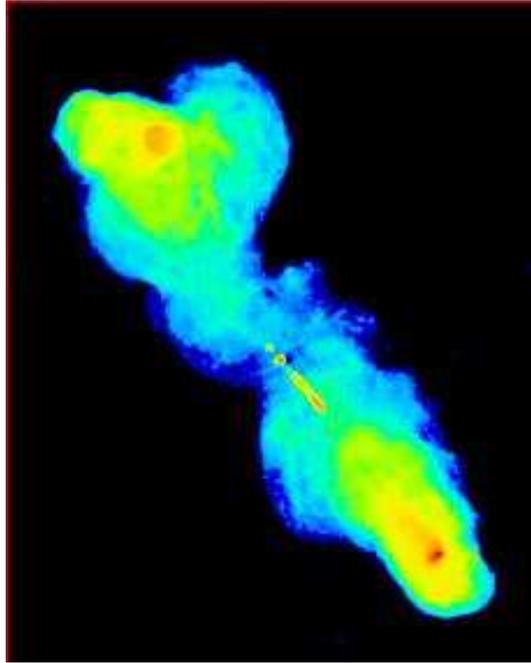


Figure 2.: Images radio à 18 et 22 cm superposées de la radio-galaxie 3C219 (FR II). Copyright NRAO/AUI 1999

de la ligne de visée. Nous allons revenir au paragraphe suivant sur les données observationnelles pour les sources radio fortes. Nous attirons l'attention du lecteur sur le fait que ces quelques lignes ne sauraient en rien rendre compte du schéma d'unification dont les détails sont bien plus complexes et recouvrent un grand nombre d'autres aspects (raies d'émission et d'absorption, polarisation, effets relativistes ...), confère Barthel (1989), Ghisellini et al. (1993) et Urry & Padovani (1995) pour de plus amples détails.

3. Données observationnelles

Rendre compte en détails des différentes données observationnelles concernant les NAG dépasse le cadre de ce cours. Le lecteur est renvoyé à différentes revues traitant du sujet (Mushotzky et al. 1993, Urry & Padovani 1995, Ulrich et al. 1997). Nous nous contenterons ici de mettre en exergue un certain nombre de caractéristiques du spectre électromagnétique des NAG et plus particulièrement des sources radio fortes.

3.1 Sites d'émission

L'observation multi-longueurs d'ondes des sources extragalactiques a mis en évidence plusieurs sites d'émission : le disque d'accrétion, produisant l'essentiel du rayonnement thermique, les jets aux petites échelles (inférieures au parsec), les structures aux grandes échelles (jets et points chauds). Les deux derniers sites sont spécifiques aux sources radio fortes, quoique les sources radio faibles présentent des vents aux petites échelles. Il est utile de retenir un certain nombre de grandeurs associées à ces sites et pertinentes pour notre propos.

Dans le disque d'accrétion, la grandeur de référence est la luminosité d'Eddington pour laquelle les forces gravitationnelles et radiatives s'exerçant sur un proton s'équilibrent ; $L_{EDD} \simeq 10^{38} M_{TN}/M_{\odot}$ erg/s. De là, nous pouvons déduire la valeur du champ magnétique d'équipartition $B_{Edd} \sim 6 \times 10^{-2} \sqrt{M_{\odot}/M_{TN}}$ Gauss pour une taille R de 100 rayons de Schwarzschild². La densité de matière est de l'ordre de $n_p \sim 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, celle-ci permet d'obtenir une opacité Thomson unité pour une région de la taille de 100 rayons de Schwarzschild ($n_p \sigma_T R = 1$, $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ est la section efficace de Thomson). Dans un tel milieu, la vitesse d'Alfvén vaut $V_a/c \simeq 7.3 (B/1 \text{ Gauss}) n_p^{-1/2} \simeq 0.2$ (pour un trou noir de 10^8 masses solaires).

Dans les jets, le champ magnétique décroît avec la distance du fait de la conservation de sa divergence. On peut ainsi écrire $B = B(\text{disque}) (z/r_G)^{\xi}$ avec ξ compris entre 1 et 2 suivant que le champ est toroïdal ou azimuthal. Ceci nous amène à écrire le produit le long du jet (pour fixer les idées dans le cas d'un champ purement toroïdal)

$$BR \simeq 0.1(M_{TN}/10^8 M_{\odot})^{1/2} \text{ Gauss pc} . \quad (1)$$

La densité dans les jets grandes échelles est de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-5} cm^{-3} (Ferrari 1998).

Dans les points chauds, les champs magnétiques obtenus par hypothèse d'équipartition avec la densité d'énergie dans les électrons émettant le rayonnement synchrotron donne des valeurs typiques de $B \simeq 10^{-3/-4}$ Gauss. La densité en proton thermique estimée est de l'ordre de $n_p \simeq 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ (Ferrari 1998). La vitesse d'Alfvén au niveau des jets grandes échelles et des points chauds est typiquement de $V_a/c \simeq 7 \times 10^{-3}$ pour $n_p \simeq 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ (cf. tableau 3.1). On voit que pour des jets peu denses la vitesse d'Alfvén est une fraction non négligeable de la vitesse de la lumière.

²Un rayon de Schwarzschild r_G vaut $3 \times 10^5 M_{TN}/M_{\odot}$ cm.

Site	B [Gauss]	n_{th} [cm^{-3}]	V_a/c	V_{fluide}/c
Disque	10^3	10^9	0.2	$\rightarrow 1$
Jets [pc]	$0.1 - 10$	$10^{-5/-2}$	$10^{-2} - 1$	~ 1
Jets [kpc]	$10^{-3/-4}$	$10^{-5/-2}$	$10^{-2} - 0.2$	$0.1 - 1$
Points chauds [Mpc]	$10^{-3/-4}$	$10^{-3/-2}$	$7 \cdot 10^{-3} - 710^{-2}$	$10^{-2/-3}$

Table 1.: Paramètres typiques des objets de la classe des radio sources fortes pour une masse du trou noir de 10^8 masses solaires.

3.2 Distributions spectrales d'énergie

La figure 3 présente le spectre multi-longueur d'onde de l'objet 3C279, assez caractéristique des Blazars. On peut y voir différentes composantes spectrales dominantes : une bosse (en νF_ν) radio correspondante à l'émission synchrotron d'électrons relativistes et une deuxième bosse dans le domaine X et gamma correspondante vraisemblablement à l'émission Compton de ces électrons.

Les objets EGRET comptent quelques 80 Blazars. Seules les BL Lacs (les H BL Lacs, H pour High) ont été détectés au TeV (c.f figure 4 du H BLac Markarian 501). A ces deux composantes peuvent s'ajouter une composante thermique due au disque d'accrétion (à des fréquences de l'ordre de 10^{15} Hz). Une séquence des sources gamma à été mise en évidence allant des objets les plus puissants (du type 3C 273, 3C 279) aux BL Lacs (Fossati et al 1998).

3.3 Variabilité

Les quasars radio forts sont des objets très variables à toutes les longueurs d'ondes (cf. les figures 4 et 5). Les échelles de variabilité vont dans le domaine des X mous (disque ou base du jet) de quelques millisecondes, à l'échelle de l'heure au TeV, de quelques jours dans le domaine des X-durs et des gamma (GeV), du mois dans le domaine radio (Ulrich 1997).

3.4 Points chauds et brillants

Le spectre multi-longueurs d'ondes des structures à grande échelle est non-thermique. Les électrons du GeV accélérés dans les jets et les points chauds émettent du rayonnement synchrotron jusque dans le domaine infra-rouge voire optique. Certains points brillants (knots) indiquent une émission synchrotron X produite par des électrons très énergétiques (dont les énergies avoisinent 100 TeV). Sambruna et al.

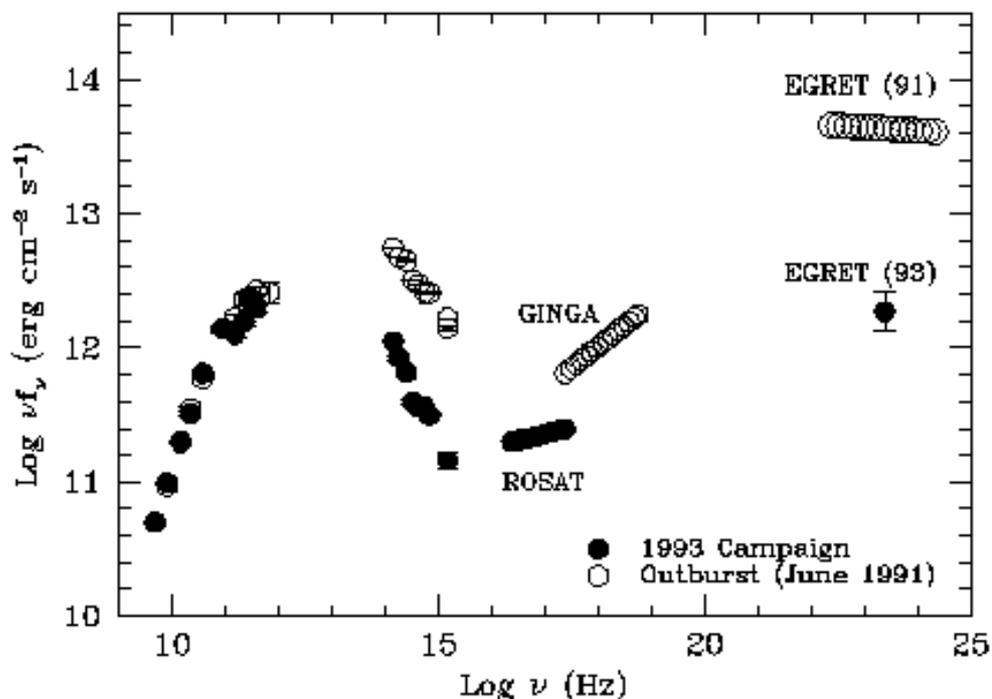


Figure 3.: *Distribution spectrale d'énergie du Blazar 3C 279 (d'après Maraschi et al. 1994)*

(2002) (et références attenantes) font une bonne revue des observations multi-longueurs d'ondes de ces structures en insistant sur les apports des récentes observations X (Chandra) et optiques (HST).

4. Mécanismes d'accélération

Plusieurs mécanismes d'accélération ont été invoqués afin d'expliquer la production de particules relativistes dans les NAG : accélération par ondes de choc (Biermann & Strittmatter 1987), simple ou multiples (Melrose & Crouch 1997, Marcowith & Kirk 1999), par reconnexion magnétique (Blackman 1996), par accélération stochastique due à des ondes hydromagnétiques ou bien par discontinuités tangentielles (Ostrowski 2002). La plupart de ces mécanismes ont été exposé dans différents cours de cet ouvrage (cf. G. Pelletier, E. Parizot). Revenons succinctement cependant sur chacun d'entre eux.

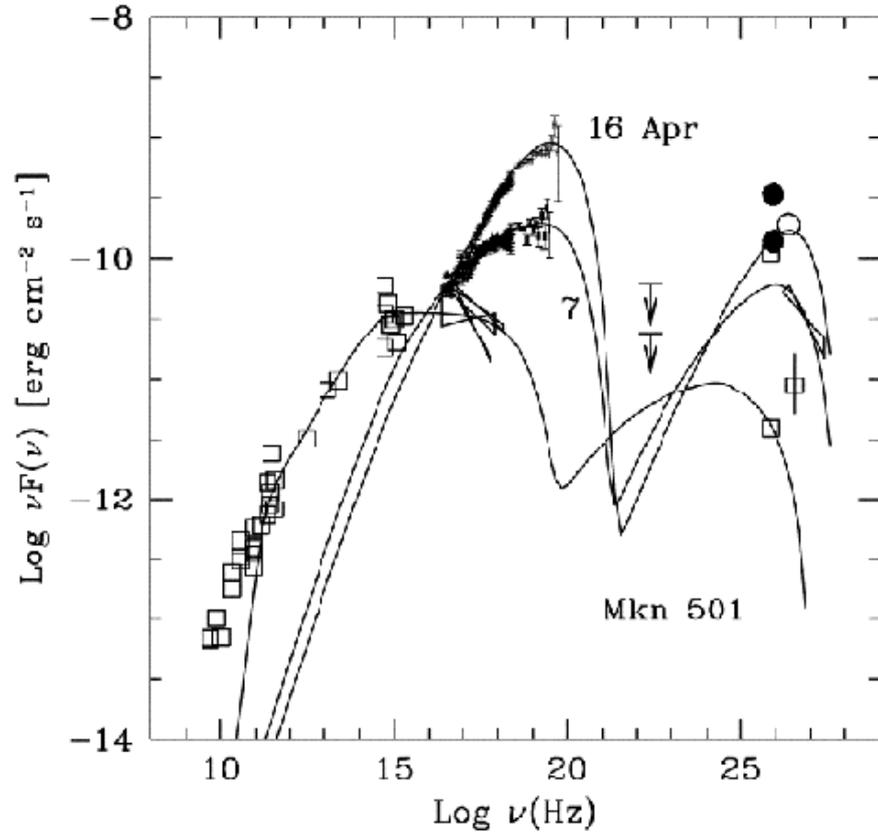


Figure 4.: *Distribution spectrale d'énergie du BL Lac Mrk 501 (d'après Pian et al. 1998). Les lignes continues sont obtenues par un modèle du type synchrotron-Compton homogène.*

4.1 Processus de Fermi

Les particules en résonance avec des ondes hydromagnétiques telles que des ondes d'Alfvén vont subir deux effets principaux : une diffusion de leur angle d'attaque par rapport au champ magnétique régulier provoquée par la force de Lorentz associée au champ magnétique de l'onde, une variation d'énergie due à la force associée au champ électrique de l'onde (processus du second ordre). Lorsque les particules diffusent de part et d'autre d'un front de choc, les vitesses différentes des centres diffuseurs (des ondes) dans les milieux amont et aval induisent un gain systématique d'énergie. Le temps d'accélération s'obtient en prenant en compte le temps de résidence des particules en amont et en aval. Sauf si le choc est quasi-perpendiculaire (la direction des champs magnétiques

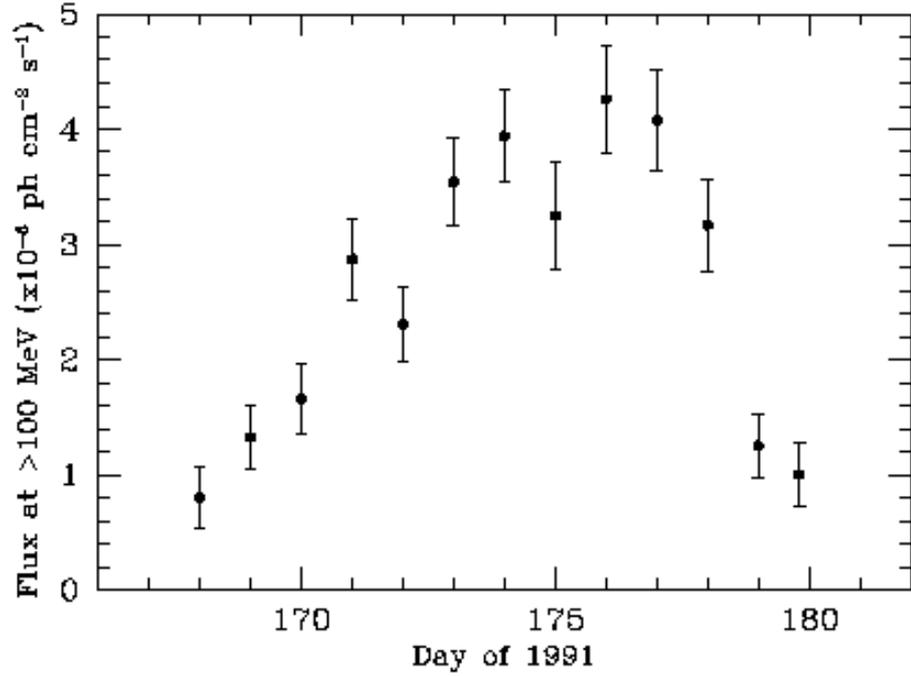


Figure 5.: Variabilité du Blazar 3C 279 à des énergies ≥ 100 MeV (d'après Kniffen et al. 1993)

est parallèle au front de choc) le coefficient parallèle au champ régulier domine.

En régime de Bohm (le plus efficace pour l'accélération) pour lequel le libre parcours moyen de la particule est de l'ordre de son rayon de Larmor, on a $D_{\parallel} \simeq 1/3r_g v \propto E$ on obtient un taux d'accélération $t_{FI}^{-1} \simeq (r-1)/3t_r^{-1}$, contrôlé par le temps de résidence $t_r \simeq (1/3\nu_s^{-1})(c/u_2)^2$, où ν_s est la fréquence de diffusion angulaire sur les ondes (supposée identique en amont et en aval) et $r = u_1/u_2$ le rapport de compression du choc (l'indice 1 dénote le milieu amont du choc et 2 le milieu aval).

Le mécanisme du second ordre opère sur un temps $t_{FII} \simeq \nu_s^{-1}(c/V_a)^2$. On s'aperçoit que le rapport des temps Fermi I sur Fermi II est en $(V_a/u_2)^2$, rapport ≤ 1 mais non $\ll 1$ dans la plupart des sites étudiés ci-dessus (cf. tableau 3.1 et Henri et al. 1999).

Cependant, Bohm est un type de transport bien particulier et il n'existe aucun support théorique permettant d'avancer que le régime de transport dans les NAG est de ce type. Un autre type de transport souvent utilisé pour des estimations sur le temps d'accélération est celui résultant d'une turbulence du type Kolmogorov pour laquelle le coefficient de diffusion

évolue moins rapidement avec l'énergie ($D_{\parallel} \propto E^{1/3}$). Nous utiliserons par la suite ces deux types de loi d'échelle afin de donner des limites hautes et basses sur les énergies maximales des rayons cosmiques.

4.2 *Reconnexion*

Un autre type de processus d'accélération est la reconnexion magnétique (cf. Priest 1994). Cet effet se produit dans des zones où le plasma devient résistif et où les lignes de champs magnétiques tendent à se reconnecter. Ces zones permettent la génération de champs électriques réguliers (par opposition à stochastiques comme le paragraphe précédent) parallèles aux champs magnétiques accélérant les particules jusqu'aux hautes énergies. On pense que la reconnexion magnétique peut se déclencher dans des zones de surface du disque d'accrétion et expliquer ainsi au moins en partie l'émission X des NAG (c.f. Haardt et al. 1994, di Matteo 1998).

La reconnexion magnétique peut selon certains auteurs également avoir lieu le long du jet (Blackman 1996, Lesch & Birk 1997, Schopper et al. 2002). Ce mécanisme a été invoqué car les indices spectraux synchrotron varient globalement peu le long du jet, ce qui pourrait être le signe d'un mécanisme opérant en continu.

L'efficacité d'accélération est optimisée pour une longueur de la zone de reconnexion L_r donnée par $\lambda_e \sqrt{v_{jet}/c}$ et $\lambda_e = c/\omega_{pe} \simeq 6 \times 10^5 (n_e/1 \text{ cm}^{-3})^{-1/2}$ s (une à 100 années suivant la densité (c.f. table 3.1)).

Si de telles zones se retrouvent le long du jet (hypothèse jamais réellement vérifiée) alors l'énergie maximale des rayons cosmiques peut atteindre quelques 10 EeV (Schopper et al. 2002).

4.3 *Discontinuités tangentielles*

Les zones externes des jets voient la vitesse du fluide varier sur une échelle d_{\perp} , si l'énergie de la particule est telle que son libre parcours moyen $\ell \geq d_{\perp}$ celle-ci pourra acquérir de l'énergie par traversée successive de la discontinuité. Le mécanisme est efficace (le gain d'énergie à chaque traversée est important) si le jet est relativiste. Ainsi dans ce cas, le gain à chaque cycle est $\Delta E/E = \eta (\Gamma - 1)$ où Γ est le facteur de Lorentz du jet. Le facteur η dépend de l'anisotropie de la distribution de particules et varie typiquement en γ^{-1} (où γ est le facteur de Lorentz de la particule). Le processus est cependant limité intrinsèquement à haute énergie par la condition sur le rayon de Larmor de la particule $r_l(E_c) \simeq R_{jet}$ (Ostrowski 2002). Pour $B \simeq 1$ Gauss et $R_{jet} \simeq 0.01$ pc (jets relativistes aux petites échelles) on obtient $E_c \simeq 10$ EeV.

5. Sites d'accélération dans les NAG

Les différents sites d'accélération de particules aux plus hautes énergies se retrouvent dans le disque d'accrétion, les jets à l'échelle du parsec, les jets aux grandes échelles et à leurs points d'interaction avec le milieu intergalactique que constituent les points chauds.

Dans chacun de ces sites les différents mécanismes d'accélération exposés ci-dessus peuvent être simultanément à l'œuvre ce qui rend l'analyse des distributions de particules énergétiques d'autant plus complexe.

A ce stade, il n'est pas inutile de rappeler l'énergie de confinement d'une particule de charge Z dans une zone d'accélération de taille R et de champ magnétique B

$$E_{conf} \simeq 10^{21} Z \frac{B}{1 \text{ Gauss}} \frac{R}{1 \text{ parsec}} \text{ eV} . \quad (2)$$

Nous allons voir qu'à priori, tous les sites sus-mentionnés ont un produit $B\dot{R}$ qui leur permet de remplir ce critère.

5.1 Disque d'accrétion

Les disques d'accrétion, nous l'avons vu au paragraphe 3.2, sont des sites d'émission haute énergie présentant au moins de manière transitoire, des distributions de particules non-thermiques dont les énergies peuvent être relativistes. Les processus préférentiels à l'origine de l'accélération de particules sont soit l'accélération par chocs (Spruit 1987), soit l'accélération stochastique par ondes plasma (Dermer et al. 1996), soit par reconnexion magnétique dans la couronne au dessus du disque produisant l'émission U.V. (Haardt et al. 1993).

Une étude approfondie de la production de protons relativistes dans l'environnement proche des trous noir des NAG peut se trouver dans Begelman et al. (1990). Les auteurs supposent le processus de Fermi I comme le mécanisme de production de hadrons de haute énergie. L'énergie maximale des protons (d'une manière similaire des noyaux plus lourds) est fixée en équilibrant le taux de pertes radiatives et le taux d'accélération. Du fait de la valeur élevée du champ magnétique et d'une densité de matière cible plus importante et de la forte densité de photon U.V. et X, les pertes dépendent de l'énergie. Typiquement (pour les conditions sus-mentionnées) les pertes par interaction $p-p$ dominant à des énergies $\leq 10^4$ GeV. Au delà, les pertes synchrotron et les pertes $p-\gamma$ dominant. Les interactions $p-\gamma$ prennent en compte la composante thermique U.V. et la composante non-thermique X caractérisée par son indice spectrale α et par sa normalisation relative à la composante thermique.

Une exploration de l'espace des paramètres montre que les énergies maximales attendues des protons limitées par les pertes $p-\gamma$ sont de l'ordre

de 10^{7-8} GeV.

Les disques d'accrétion des NAG ne sont donc pas des sites de production des rayons cosmiques les plus extrêmes du fait des pertes radiatives. Ils ont cependant un intérêt pour l'astrophysique des particules quant à leur contribution au fond diffus de neutrinos (cf. paragraphe 6.2).

5.2 Jets à l'échelle du parsec

La nature des particules produisant le rayonnement haute énergie dans les jets relativistes est encore débattue. Certains modèles avancent que celles-ci sont essentiellement composées de leptons : d'électrons ou de paires électron-positron. D'autres modèles avancent que l'essentiel de l'énergie se trouve dans une population de hadrons ultra-relativistes induisant une cascade électromagnétique (cf. Henri et al. 1999 pour une discussion et les références attenantes). La deuxième catégorie de modèles peut recevoir la dénomination de Blazar protonique (proton Blazar en anglais), il a été formalisé entre autre par Mannheim (1993).

Dans ce modèle, les protons sont accélérés par des chocs relativistes se propageant dans le jet jusqu'à des énergies de l'ordre de 100 EeV. Ces protons placés dans un champ magnétique de 1-100 Gauss suivant les configurations produisent un rayonnement synchrotron de très haute énergie de fréquence maximale ($\nu_{smax} \simeq 3 \times 10^{30}$ Hz, soit environ 10 PeV!). Bien évidemment, le milieu est opaque à ces photons pour la production de paires et il s'en suit une cascade de paires électrons-positrons. Les paires secondaires sont produites à des énergies proches du proton primaire et donc rayonnent elles aussi des photons synchrotron de très haute énergie, qui produisent de nouvelles paires électrons-positrons sur des photons infra-rouge (IR) environnants. Toutefois, en suivant les générations successives de particules produites, l'énergie des protons primaires est dégradée et les photons produits au bout de N générations auront une opacité à la production de paires inférieure à un. On dit que la cascade de paires est non-saturée. Les générations successives de particules produisent des composantes à haute énergie d'indices différents car la production de paires induit un changement de pente de 0.5 dans la distribution des photons produits et ce à chaque génération. Dans ce type de modèle, les électrons primaires accélérés dans le choc produisent la partie radio-IR voire X mou du spectre. Les différentes générations de paires produisent le spectre gamma.

Les derniers développements de ce type de modèle (Mücke et al. 2003) différencient le type d'émission à haute énergie suivant le type d'objet. La deuxième bosse du spectre (cf. figure 4) est produite soit par décroissance de pions neutres et rayonnement synchrotron des muons secondaires (cas des L BL Lacs dont le pic d'émission est au GeV) ou bien par rayonnement synchrotron direct des protons (H BL Lacs). Aspect important,

dans les deux cas, la position en énergie du pic est directement reliée à l'énergie maximale des protons.

5.3 Jets à l'échelle du kiloparsec

De récentes observations Chandra indiquent la présence de particules très énergétiques dans les jets de radio-galaxies (Sambruna et al. 2002 et paragraphe 2.1). Le spectre non-thermique produit du domaine radio au domaine des rayons X peut être expliqué soit par le rayonnement synchrotron d'une population d'électrons très énergétiques ($E_{max} \simeq 100$ TeV), soit par la combinaison du rayonnement synchrotron par des électrons moins énergétiques et par la diffusion Compton Inverse des photons du fond diffus cosmologique (Tavecchio et al. 2000, Harris & Krawczynski 2002). Dans les deux cas, la présence d'émission requiert une réaccélération des particules énergétiques dans la structure (cf. Brunetti et al. 2003, où les auteurs discutent des points chauds, mais la problématique existe aussi pour les jets grandes échelles).

Une explication alternative, avancée par Aharonian (2002), considère l'émission X des points brillants et des points chauds comme produite directement par le rayonnement synchrotron de protons très énergétiques. Dans le jet, en effet, le temps de pertes synchrotron est plus court que le temps de pertes par processus $p - \gamma$ sur les photons du fond diffus cosmologique à moins d'avoir des particules d'énergie excédant 10 EeV. Le fait que les protons produisent les radiations X permet d'offrir une solution au problème de l'extension du rayonnement sur des échelles du kpc dans ou bien sur l'échelle des points chauds. Pour que des protons énergétiques puissent rayonner sur de telles échelles, il faut que le temps de pertes synchrotron soit inférieur au temps d'échappement des particules par le transport. Aharonian (2002) montre que dans le cas où le transport s'effectue dans un régime de Bohm cette condition peut être satisfaite moyennement un champ magnétique $B \geq 1$ mGauss. La question reste cependant ouverte de savoir si un tel régime de turbulence et une telle valeur du champ magnétique sont possibles sur ces échelles.

5.4 Points chauds

Les points chauds localisent les régions d'interaction des jets extragalactiques avec le milieu intergalactique. Ces régions abritent deux chocs, un choc en retour, le choc terminal du jet et le choc avant en arc le plus externe, delimitant les milieux intergalactiques choqués et non choqués. Les points chauds sont des zones situées entre les deux chocs, rayonnant une quantité importante d'énergie. Ils alimentent des lobes observés en radio qui tracent l'expansion latérale du matériau du jet dans le milieu intergalactique. Les points chauds correspondent donc au milieu aval du choc terminal du jet.

Ces structures ne se rencontrant que pour les jets suffisamment rapides et énergétiques des FRII. Les jets des FRI, plus faibles, n'indiquent rien de tel.

Une étude assez approfondie de l'accélération de particules dans les chocs terminaux des FRII peut se trouver dans différents travaux parmi lesquels nous citerons Manolakou & Kirk (2003), Brunetti et al. (2003) et références attenantes. Le travail pionnier de Kardashev (1962) est important car il englobe l'essentiel des effets agissant sur la distribution des électrons relativistes émettant le rayonnement radio des points chauds (pertes radiatives (partielles), pertes par expansion adiabatique). Enfin, nous parlerons plus particulièrement de l'article de Rachen & Biermann (1993) dans lequel l'accélération du RC-UHE est étudiée en détail.

L'hypothèse de départ de Rachen & Biermann (RB93) est que les RC-UHE sont produits dans le choc terminal fort, non relativiste. La loi d'échelle supposée est du type Kolmogorov. Dans le cas où le choc n'est pas quasi-perpendiculaire, le temps d'accélération (en considérant le cycle total) est

$$t_{acc} = \frac{D_{\parallel}}{U_{jet}^2}, \quad (3)$$

avec

$$D_{\parallel} = \frac{\lambda_{max}c}{3\eta_T} \left(\frac{2\pi r_l}{\lambda_{max}}\right)^{1/3}, \quad (4)$$

où λ_{max} est l'échelle maximale de la turbulence, η_T est le niveau de turbulence, autant d'inconnues. Il est à remarquer que la formule ci-dessus diffère légèrement de celle utilisée dans le paragraphe 4.1. Ceci tient au fait que le milieu amont du choc terminal est le jet et non le milieu intergalactique ou interstellaire comme dans le cas des restes de supernova.

L'approche de RB93 part de l'hypothèse que les pertes dominantes pour les protons sont les interactions $p - \gamma$ et le rayonnement synchrotron

$$t_{pertes} = \left[\left(1 + A \frac{U_{ph}}{U_B}\right) \gamma_p \right]^{-1}. \quad (5)$$

Le facteur A (~ 200) indique l'intensité relative des pertes $p - \gamma$ par rapport aux pertes synchrotron.

RB93 utilisent une détermination indirecte de la valeur du champ magnétique totale dans les points chauds obtenue par Meisenheimer (1989). Ce dernier livre des estimations des tailles longitudinales (L_{HS}) et transversales (R_{HS}) de ces structures, ainsi que de la valeur du champ magnétique B_{HS} à partir de différentes méthodes (champ magnétique d'équipartition, valeur donnée par la coupure du spectre synchrotron). Le niveau de turbulence peut être contraint grâce aux électrons dans l'hypothèse où les plus énergétiques d'entre eux perdent leur énergie

par rayonnement synchrotron (cf. Casse et al. 2002, Casse & Marcowith 2004). En supposant que $\lambda_{max} \sim R_{HS}$, et connaissant le champ magnétique total on obtient l'énergie maximale des protons par la condition $t_{acc}(E_c) = t_{pertes}(E_c)$. Pour des valeurs typiques, $B \sim 0.5$ mG, $R_{HS} \sim 1$ kpc, $u_{jet} \sim 0.3c$, $U_{ph}/U_B \leq 0.1$, on obtient $E_c \geq 100$ EeV.

Ce résultat semble bien encourageant, cependant, on ne peut le considérer que comme une limite supérieure. D'une part l'énergie de confinement, dans un champ magnétique de 0.5 mG *homogène*, des particules pour laquelle le rayon de Larmor et la taille du point chaud sont comparables est de l'ordre de 2×10^{19} eV (soit 20 EeV) pour des protons. De plus, les pertes radiatives pour des particules dont le rayon de Larmor est de l'ordre de la taille du point chaud ne sont pas forcément les processus de pertes dominants. Les pertes latérales dont le temps est contrôlé par le coefficient de transport transverse limitent E_c à des valeurs de l'ordre de 40 EeV. Les pertes supplémentaires dues à l'extension finie des points chauds limitent encore plus drastiquement l'énergie des protons aux environs de 1 EeV. Bien évidemment cette conclusion est loin d'être définitive. Elle dépend d'une part de l'hypothèse faite sur le type de turbulence. Or la nature de la turbulence dans les points chauds est inconnue, il se peut très bien que cette dernière conduise à une accélération beaucoup plus efficace comme cela pourrait être le cas d'une turbulence du type Bohm. De plus, le choc terminal peut fort bien être oblique ce qui réduirait le temps d'accélération et donc augmenterait E_c . Alternativement, la vitesse du jet entrant directement dans l'expression du temps de Fermi premier ordre peut être une fraction non négligeable de la vitesse de la lumière, ce qui favorise les hautes énergies pour les protons (cf. Casse & Marcowith 2004). Les effets du second ordre pourraient fournir une fraction non négligeable de l'énergie aux protons. Sans parler de ces effets, une accélération substantielle de rayons cosmiques peut entraîner la modification du choc par des effets non-linéaires. L'efficacité de l'accélération et de l'injection peut s'en trouver drastiquement modifiée comme le suggère des travaux récents dans le cadre des restes de supernova (Völk et al. 2003).

Une valeur de E_c réaliste ne pourra être obtenue qu'en ayant une estimation réaliste des paramètres de la turbulence (indice spectral, niveau de turbulence, échelle maximale) au niveau du choc et dans la zone de confinement, de la nature du choc externe (obliquité, modification), de l'extension du point chaud. Une incertitude de deux ordres de grandeurs, de 1 EeV (donné par un modèle de choc et de turbulence) à 100 EeV (valeur de confinement maximale) est toujours d'actualité.

Une possibilité permettant d'appréhender ces effets consiste à coupler des simulations magnéto-hydrodynamiques et des équations cinétiques

(Jones et al. 1999, Micono et al. 1999, Casse & Marcowith 2003 & 2004). Ces techniques permettent de tester différents types de transport de particules relativistes et le confinement spatial qui en résulte. Pour de plus amples détails le lecteur est invité à se reporter au texte de F. Casse dans le présent ouvrage.

6. Neutrinos UHE

Les protons ou les noyaux ultra-relativistes en interagissant soit avec la matière soit avec le rayonnement environnants produisent des neutrinos de haute énergie. Les neutrinos sont produits par la décroissance de particules secondaires lors du processus de production de pions (ou de kaons) chargés (cf. le cours de A. Marcowith sur les processus radiatifs continus).

6.1 Sources particulières

Suivant les sites d'accélération, nous avons vu que les énergies maximales des hadrons attendues varient grandement : de quelques 10^5 à quelques 10^{11} GeV. L'énergie seuil (par résonance Δ) pour produire un pion est

$$4 E'_{ps} E'_{ph\gamma} = (m_{\Delta}^2 - m_p^2) . \quad (6)$$

Les primes sont donnés dans le référentiel de la source (par exemple dans le jet). Si la source admet un facteur de Lorentz de Γ ($\simeq 10 - 30$) pour les NAG alors l'énergie seuil pour les protons dans le référentiel de l'observateur devient

$$E_{ps} \simeq 1.5 \cdot 10^{16} eV \left(\frac{\Gamma}{10}\right)^2 \frac{1 \text{ keV}}{E_{ph\gamma}} . \quad (7)$$

Lors des interactions $p - \gamma$ (qui dominent dans le cas des NAG), les neutrinos produits ont une énergie typique qui dépend de l'énergie du proton (ou du noyau) primaire. Dans le référentiel de l'observateur on peut écrire

$$E_{\nu} = \frac{1}{4} \xi_{p \rightarrow \pi} E_p . \quad (8)$$

Le facteur $1/4$ tient compte de la multiplicité des neutrinos produits et le facteur $\xi_{p \rightarrow \pi} \sim 0.15$ est la fraction d'énergie initiale du proton communiquée au pion.

Les neutrinos issus du disque d'accrétion, sont des neutrinos pp . Du fait des pertes radiatives intenses que subissent les protons dans l'environnement du trou noir, ils ont des énergies maximales de l'ordre de 10^{12} eV. Une fraction de neutrinos est produite par réaction $p - \gamma$ lors de l'interaction de la composante non-thermique X avec les protons donnant

des neutrinos d'énergie maximale 10^{13-14} eV (Begelman et al. 1990). Les jets, dans le cadre du modèle proton-Blazar, peuvent produire des protons UHE (Mannheim (1993)). Les énergies maximales des neutrinos peuvent atteindre 10^{18} eV pour les BL Lacs TeV (Mücke et al. 2003) du type Mrk 421 ou 501. Cependant, l'essentiel du flux de neutrinos à plus basse énergie provient de sources comme les BL Lacs du type intermédiaire (comme l'objet BL Lac) ou bien les radio-quasars du type 3C279 dans lesquelles la densité de photon cible pour le processus $p - \gamma$ est plus grande et à plus basse énergie (donc donnant un seuil plus haut).

6.2 Contribution au fond diffus neutrinos

On peut identifier à l'aide des études précédentes les différents domaines d'énergie où chaque catégorie d'objet extragalactique peut contribuer de manière prépondérante. L'Eq. (8) permet d'avancer que les Seyfert (les NAG les plus nombreux) dominent dans le domaine $E_\nu \simeq 10^{6-7}$ GeV (cf. paragraphe 5.1), les quasars du type radio-quasars ou L BL Lac pour $E_\nu \simeq 10^8$ GeV et les H Blacs pour $E_\nu \simeq 10^9$ GeV.

La méthode habituelle permettant d'obtenir un tel fond considère un modèle de production de proton haute énergie puis évalue dans chaque type de sources le spectre de photon dominant les interactions $p - \gamma$ et le spectre de neutrinos produits. La normalisation du spectre diffus total de neutrinos est obtenue en supposant que celle-ci est une certaine fraction du fond diffus gamma (Mannheim et al. 1996, Protheroe (1997), Halzen & Zas (1997)). Une autre méthode consiste plus directement à convoluer la fonction de luminosité des différentes classes d'objets avec le spectre de neutrinos produit par chaque objet puis d'intégrer sur le redshift et sur la luminosité des sources au pic gamma (Mücke et al. 2003 et figure 6). Pour cela la luminosité dans le domaine radio utilisée pour l'estimation de la fonction de luminosité est reliée à la luminosité au pic gamma à partir des données sur des objets de références (par exemple Mrk 421 pour les HBL Lacs).

Pour les NAG, on attend dans le domaine de quelques TeV à quelques PeV des flux de l'ordre de quelques dizaines d'événements par an $\text{km}^2 2\pi \text{ sr}$ (Mannheim et al 1996, Halzen & Hooper 2002).

7. Noyaux actifs de galaxies et rayons cosmiques UHE

Coupure GZK

Indépendamment des mécanismes d'accélération et du site de production, le spectre du rayonnement cosmique UHE observé sur Terre est une convolution des contributions de chacune des sources cosmologiques. Pour ce qui est des NAG, il apparaît difficile d'expliquer les événements aux plus hautes énergies (aux alentours de 100 EeV) du fait de l'effet

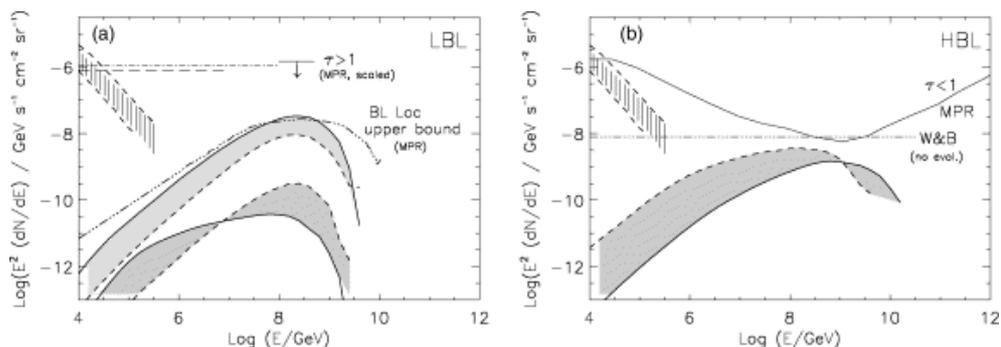


Figure 6.: *Spectre différentiel ($\text{GeV}/\text{cm}^2 \text{ s sr Hz}$) de neutrinos diffus produits par les LBL (gauche) et HBL (droite). Figure extraite de Mücke et al. (2003). La limite $\tau > 1$ ou < 1 donne la contribution des sources dans le cas optiquement épais (mince) à l'interaction $p\text{-}\gamma$ (Mannheim et al. 2001). Les limites supérieures sont calées par rapport au flux de rayons cosmiques des hautes énergies. A droite, la limite WB (de Waxman & Bahcall (1999)) est un autre de calcul du fond diffus dans le cas optiquement mince. D'après les calculs de Mücke et al. les LBL sont donc optiquement épaisses à la photoproduction de pions et les HBL optiquement minces.*

Greisen-Zatsepin-Kuz'min (GZK) (cf. Greisen (1966) et Zatsepin & Kuz'min (1966)). L'Univers est opaque à ces énergies aux particules en deçà d'une sphère de 30 Mpc. Le nombre de radio-galaxies dans cette sphère est de l'ordre d'une centaine, dont quelques unités pour les galaxies du type FR II.

Le lecteur est invité à se reporter au cours de M. Lemoine pour plus de détails.

les NAG sources du RC-UHE ?

Un modèle de source du rayonnement cosmique UHE doit rendre compte des conditions suivantes : i) les sources doivent être à même d'accélérer des particules jusqu'à des énergies de l'ordre de 100 EeV, ii) la densité des sources ainsi que l'énergie totale injectée dans les particules relativistes doit être suffisante pour expliquer le flux des rayons cosmiques UHE, iii) enfin, le spectre prédit doit coïncider avec le spectre observé aux énergies excédants 10^{17-18} eV.

Les noyaux actifs vérifient-ils l'ensemble de ces contraintes ?

Le point i) est encore bien incertain, même si sous certaines conditions des énergies de quelques centaines d'EeV peuvent être atteintes (mécanisme d'accélération efficace, grand champ magnétique et taille des zones de

confinement conséquent). Les deux derniers points semblent plus difficiles à réconcilier avec l'hypothèse des NAG. Le travail de Rachen & Biermann (1993) semble indiquer que pour les FRII les spectres attendus sont plutôt trop durs avec une énergie de coupure $\leq 10^{20}$ eV ou bien ajustent correctement les données à plus basse énergie mais coupent à des énergies de l'ordre de quelques 10^{19} eV. Un affinement du spectre à basse énergie (de l'ordre de 10^{18} eV) et une réponse claire sur la présence de la coupure à haute énergie que AUGER et EUSO pourrait nous apporter est indispensable.

Bibliographie

- Aharonian, F.A., 2002, MNRAS., 332, 215
Barthel, P.D., 1989, ApJ, 336, 606
Begelman, M.C., Rudak, B., Sikora, M., 1990, ApJ, 362, 38
Biermann, P.L. & Strittmatter, P.A., 1987, ApJ, 322, 643
Blackman, E.G., 1996, ApJ, 456, L87
Brunetti, G. et al. 2003, MNRAS, 345, L40
Casse, F., Lemoine, M. & Pelletier, G., 2002, PRD, 65, 023202
Casse, F. & Marcowith, A., 2003, A&A, 405, 404
Casse, F. & Marcowith, A., 2004, A&A, en préparation.
Dermer, C.D., Miller, J.A. & Li, H., 1996, ApJ, 456, 106
Fanaroff, B.L. & Riley, J.M., 1974, MNRAS, 167, L31
Ferrari, A. 1998, ARA&A, 36, 539
Fossati, G. et al. 1998, MNRAS, 299, 433
Ghisellini, G. et al., 1993, ApJ, 407, 65
Greisen, K. 1966, Phys Rev.Lett., 16, 748
Haardt, F., Maraschi, L. & Ghisellini, G., 1994, ApJ, 432, L95
Halzen, F. & Zas, E., 1997, ApJ, 488, 69
Halzen, F. & Hooper, D., 2002, Rep. Prog. Phys., 65, 1025
Henri, G. et al. 1999, Aph, 11, 346
Jones, T.W., Ryu, D. & Engel, A., 1999, ApJ, 512, 105
Kardashev, N.S., 1962, Sov Astr., 6, 317
Harris, D.E. & Krawczynski, H., 2002, ApJ, 565, 244
Lesch, H. & Birk, G.T., 1997, A&A, 324, 461
Manolakou, K. & Kirk, J.G., 2003, A&A, 391, 127
Mannheim, K., 1993, A&A., 269, 67
Mannheim, K. et al. 1996, A&A, 315, 77
Mannheim K., Protheroe, R.J. & Rachen, J.G., 2001, PRD, 63, 023003
Maraschi, L. et al, 1994, ApJ, 435, L91
Marcowith, A. & Kirk, J.G., 1999, A&A, 347, 391
di Matteo, T. 1998, MNRAS, 299, L15
Meisenheimer, K. et al., 1989, A&A, 219, 63

- Melrose, D.B. & Crouch, A., 1997, PASA, 14, 251
Micono et al., 1999, A&A, 349, 323
Mücke, A. et al., 2003, Aph, 18, 593
Mushotzky, R.F., Done C. & Pounds, K.A., 1993, ARA&A, 31, 717
Nandra, K. et al, 1991, MNRAS, 248, 760
Ostrowski, M., 2002., Aph, 18, 229
Pian, E. et al. 1998, ApJ, 492, L17
Protheroe, R.J., 1997, *Accretion Phenomena and Related Outflows*, IAU Colloquium 163. ASP Conference Series, Vol. 121, ed. D. T. Wickramasinghe, G. V. Bicknell, and L. Ferrario, p.585 Rachen, J.P. & Biermann, P.L., A&A, 272, 161 (RB93)
Sambruna, R. 2002, ApJ, 571, 206
Sanders, D.B. et al., 1989, ApJ, 347, 29
Schopper, R., Birk, G.T. & Lesch, H., 2002, Aph, 17, 347
Spruit, H., 1997, A&A, 184, 173
Tavecchio, F. et al., 2000, ApJ, 544, L23
Ulrich, M.-H., Maraschi., L. & Urry, C.M., 1997, ARA&A, 35, 445
Urry C.M. & Padovani, P. 1995, PASP, 107, 803
Völk, H.J., Berezhko, E. G. & Ksenofontov, L. T., 2003, A&A, 409, 563
Waxman, E. & Bahcall, J., 1999, PRD, 59, 023002
Wehrle, A. et al., 1999, ApJ, 497, 178
Zatsepin G.T. & Kuz'min, V.A., 1966, JETP lett, 4, 78