



HAL
open science

Modélisation dépendante du temps des blazars du TeV par un modèle de jet stratifié inhomogene

Timothé Boutelier

► **To cite this version:**

Timothé Boutelier. Modélisation dépendante du temps des blazars du TeV par un modèle de jet stratifié inhomogene. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. Français. NNT: . tel-00633164

HAL Id: tel-00633164

<https://theses.hal.science/tel-00633164v1>

Submitted on 17 Oct 2011

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

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

THÈSE
présentée par

Timothé BOUTELIER

pour obtenir le diplôme de Docteur en sciences de l'Université Joseph-Fourier

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité : ASTROPHYSIQUE – PHYSIQUE & MILIEUX DILUÉS

Modélisation dépendante du temps des blazars du TeV par un modèle de jet stratifié inhomogène

Soutenue publiquement le 15 Mai 2009
devant le jury composé de

Mme.	Catherine BOISSON	Rapporteur
Mr.	Berrie GIBELS	Examinateur
Mr.	Gille HENRI	Directeur de Thèse
Mme.	Laura MARASCHI	Rapporteur
Mr.	François MONTANET	Examinateur & Président
Mr.	Pierre-Olivier PETRUCCI	co-Directeur de Thèse

Thèse préparée au sein de l'Équipe



Laboratoire d'AstrOphysique de Grenoble

UMR-5571 (OSUG/UJF/CNRS), BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9

Timothé BOUTELIER

Modélisation dépendante du temps des blazars du TeV

Thèse de doctorat — Université Grenoble I (Joseph-Fourier)

— May 2009 —

Remerciements

ET bien voilà, je crois que cette fois ci, ce sont bien les derniers mots que je suis entrain d'apporter à ce manuscrit. Le lecteur averti pourra d'ailleurs noter que j'ai choisi de terminer par la fin; croyez moi, c'est bien plus facile comme ça!!! Ceci est donc le point final de mes années de thésard. C'est donc le coeur serré par l'émotion (attention, violons...) que j'entame ce chapitre de (sincères) remerciements, en espérant n'oublier personne.

Je voudrais commencer par remercier mon directeur de thèse, Gilles, ainsi que mon co-directeur de thèse Pop. J'ai énormément apprécié de travailler avec vous au cours de ces quatre années de thèse. Ca restera pour moi une expérience inoubliable, tant au niveau professionnel qu'au niveau personnel. Grâce à vous j'ai toujours eu quelqu'un vers qui me tourner lorsque j'avais besoin d'un avis éclairé. Merci à Gilles de m'avoir permis d'aller en conférence aux quatre coins du monde, notamment à Ann Arbor, et à Pop pour avoir pris en charge mon entraînement aux batailles de boules de neige et de polochons. Je vous remercie pour votre gentillesse et votre amitié qui ont permis que ces trois années se passent si bien.

Je remercie également Laura Maraschi et Catherine Boisson, qui ont toutes deux accepté d'être rapporteurs de cette thèse, et d'en lire en détail les 230 pages et des poussières! Merci à Berrie Giebels d'avoir participé à mon Jury de thèse, et à François Montanet pour l'avoir présidé. Je vous en suis tous très reconnaissant.

Un grand merci à tout les SHERPAS, pour votre accueil, votre soutien, et surtout pour l'excellente ambiance que vous savez entretenir au sein de ce groupe! Les sherpiades resteront pour moi parmi mes meilleurs souvenirs, où sont subtilement mélangés discussions scientifiques passionnantes (si si! n'en déplaise aux jaloux/détracteurs, on travail sérieusement durant ces journées ;-)) et moments de détente bon enfant dans des cadres naturels magnifiques. Jon, Guillaume, Guy, PYL, Didier, merci à vous.

Merci aux postdocs de l'équipe, Gareth, Claudio, et Céline ("*c'est une femme libérée...*"), et surtout à mes collègues de galère: j'ai nommé Nico, Clément, et mon pote Geoffroy! (Glesur, c'est son petit nom...) Tu as toujours été là pour me remonter le moral et m'aider lorsque je me battais avec mes "*seg fault*". J'écoute maintenant DSLZ ou les Inconnus différemment! Un grand merci au p'tit Benoît dont la gentillesse n'a jamais fait défaut pendant tout le temps où nous partagions le même bureau. Benoît, je te repasse le flambeau pour tenir la dragée haute aux trois Nico au nom de l'équipe SHERPAS! ;-)

Je remercie évidemment tous ceux avec qui j'ai eu le plaisir de travailler au cours de ma thèse pour la collaboration H.E.S.S.: Jean-Philippe, Giulia, Catherine, Andreas, et Berrie, mais aussi Eben, Maveipi et Albert, pour leur aide en Namibie.

Je n'oublie pas mes camarades, thésards et autres, avec qui j'ai passé de si bons moments. Rémy, Philippe, NC et NT, merci pour les inoubliables parties de X-Blast auxquelles nous avons tout de même consacré presque une heure tous les midis pendant 3 ans!

Merci à Jo et Klr pour toutes les poses que nous avons partagées sur la terrasse de la Kfet. Merci à Romain mon collègue breton et Morgan qui pousse l'amour de la science jusqu'à dormir à la belle étoile devant le pallier du labo. Merci à tous les thésards pour les "TT avec choc" de 17h.

Un merci très spécial à Myriam pour la musique (pas toujours déprimante ;-), mais toujours géniale) que nous avons échangée, et pour les supers moments et soirées que nous avons passé ensemble. Et un merci encore plus spécial à Vane pour avoir toujours été présente pour m'écouter et me remonter le moral dans la dernière ligne droite! Merci pour les longues discussions autour d'un verre au Jaguar, et les soirées Naruto pour décompresser. Merci également d'avoir bien voulu m'héberger quand ma situation précaire de contractuel de la recherche m'a vu sans domicile fixe!

Merci aussi aux chevelus, aux camarades du secteur, à la coloc' Ampère ainsi qu'à tous mes potes grenoblois, pour avoir eu la patience d'écouter mes élucubrations sur les trous noirs. Un merci spécial à Guillaume, Rémi et Sophie pour être venus de Paris m'écouter le jour de ma soutenance.

Un grand merci à toute ma famille, en commençant bien sûr par mes parents, qui m'ont soutenu en permanence, et m'ont toujours apporté le soutien, les grands et les petits riens dont j'avais besoin pour réaliser ce rêve; merci du fond du coeur. Merci à mes frères et soeurs, Alix, Jérémie, Clélie, Charlotte et Martin! Décidément frerot, on aura toujours suivi plus ou moins les même chemins, j'espère que ça va continuer! Merci à ma grand mère qui a été la première à être témoin de mon intérêt pour l'astronomie, quand elle me trouva un soir les yeux tournés vers le ciel et cherchant ma planète, au lieu de rester couché bien sagement comme tous les petits garçons de 4 ans...

Et je voudrais terminer ces remerciements par toi Mar, pour ta présence et ton soutien, tant dans les meilleurs que dans mes moments de doute (et tu es bien placée pour savoir qu'il y en a eu! ;-)). Malgré la distance qui nous a tenu séparé, tu as tout fait pour que je puisse sans cesse compter sur toi au cours de ces 4 ans, et je t'en serai toujours reconnaissant. Tout simplement, je te remercie pour ton amour dans lequel j'ai puisé l'énergie de poursuivre mon rêve jusqu'au bout. Gracias mi vida, con todo mi corazon. :-)

*À mes parents,
&
À Mar.*

Table des matières

Remerciements	i
Table des matières	ix
Table des figures	ix
Liste des tableaux	xix
Partie 1. INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1. AGNs et Blazars	3
1. Les noyaux actifs de galaxie	4
§ 1. Les objets radio-quiets	5
§ 2. Les objets radio-louds	6
§ 3. Modèle standard d'unification des AGN	7
2. Les blazars	9
§ 4. FSRQ et Lacertides	10
§ 5. Le spectre des blazars	10
§ 6. Séquences de blazars et modèle d'unification	15
§ 7. Nécessité des jets relativistes	18
3. Les blazars du TeV	21
CHAPITRE 2. Accélération de particules	25
1. L'accélération de Fermi	25
2. Accélération par onde de choc - Processus de Fermi I	28
§ 8. Relations de passage dans un choc: les relations de Rankine-Hugoniot	28
§ 9. Accélération des particules par une onde de choc	28
3. Accélération stochastique - Processus de Fermi II	30
§ 10. Equation de Fokker-Planck	30
§ 11. Formation d'une pile-up	30
CHAPITRE 3. Processus radiatifs	35
1. Emission d'une source en mouvement relativiste	35
§ 12. Transformations de Lorentz	35
§ 13. Conséquences observationnelles	36
2. Emission synchrotron	38
§ 14. Puissance émise	38
§ 15. Description qualitative du rayonnement synchrotron	39
§ 16. Description quantitative des propriétés spectrales	41

3. Diffusion Compton inverse du rayonnement	41
§ 17. Diffusion par un électron au repos	42
§ 18. Diffusion Compton inverse	43
CHAPITRE 4. Création de paires et absorption des photons gamma	47
1. Le processus de création de paires	47
2. Absorption intrinsèque à la source	49
§ 19. Calcul de l'opacité $\gamma\gamma$	49
§ 20. Calcul de l'atténuation du spectre	51
§ 21. Calcul du terme de production de paires	53
3. Absorption par le fond cosmique infrarouge	53
§ 22. Le fond cosmique diffus infrarouge	53
§ 23. Opacité due au fond cosmique diffus infrarouge	55
§ 24. Halo de paires	59
Partie 2. MODÉLISATION HOMOGENE UNE ZONE DES BLAZARS	63
CHAPITRE 5. Le modèle SSC homogène une zone	65
1. Hypothèses du modèle	65
2. Construction de la SED	67
§ 25. Spectre synchrotron	67
§ 26. Spectre Compton inverse	69
§ 27. Opacité à la création de paires	71
3. Estimation des paramètres du modèle une zone	71
§ 28. Evaluation des paramètres dans l'approximation du régime Thompson	72
§ 29. Evaluation des paramètres dans l'approximation du régime Klein-Nishina	74
§ 30. Contraintes supplémentaires	76
CHAPITRE 6. Modélisation homogène une zone de PKS 0548–322	81
1. Introduction	81
2. Observations	82
§ 31. Analyse H.E.S.S.	82
§ 32. Analyse multi longueur d'onde	85
3. Modélisation du spectre	87
§ 33. Construction de la distribution spectrale d'énergie (SED)	87
§ 34. Modélisation par un modèle homogène SSC une zone	88
§ 35. Discussion	91
Partie 3. MODÉLISATION INHOMOGÈNE PAR UN MODÈLE DE JET RELATIVISTE STRATIFIÉ DÉPENDANT DU TEMPS	93
CHAPITRE 7. Le paradigme du two-flow	95
1. Le scénario du two-flow	95
2. Applications du two-flow	96
CHAPITRE 8. Description du code numérique	99

1. Paramétrisations du modèle	100
§ 36. Géométrie du modèle	101
§ 37. Évolution du champ magnétique	101
§ 38. Accélération d'ensemble du jet	102
§ 39. Fonction de distribution du plasma de paires	103
2. Equations d'évolution du plasma de paires	104
§ 40. Equation de continuité du nombre de paires	104
§ 41. Equation sur l'énergie des particules	105
3. Emission synchrotron du plasma de paires	107
§ 42. Formules de l'émissivité pour une pile-up	107
§ 43. Transfert radiatif	108
§ 44. Propriétés spectrales de l'émission synchrotron	110
4. Emission Compton inverse SSC du plasma de paires	111
§ 45. Emissivité Compton inverse d'une pile-up dans le régime de diffusion Thomson	112
§ 46. Emissivité Compton inverse d'une pile-up dans régime de diffusion Klein-Nishina	114
§ 47. Emissivité Compton inverse totale	118
§ 48. Opacité $\gamma\gamma$ et création de paires	118
5. Méthodes numériques	120
§ 49. Discrétisation en fréquence du spectre observé	121
§ 50. Changement de coordonnées	121
§ 51. Méthode de calcul d'une solution	125
§ 52. Discrétisation temporelle	127
§ 53. Résolution de l'équation d'énergie des particules	129
CHAPITRE 9. Application à PKS 2155–304	133
1. Méthode générale d'utilisation d'un modèle de jet stratifié	133
§ 54. Détermination des paramètres du modèle	133
§ 55. Construction d'une solution dépendante du temps	136
2. Propriété des solutions de jet stratifié	137
§ 56. Stratification de l'émission et opacité à la création de paires	137
§ 57. Temps de variabilité	139
3. Application à la nuit du "big flare" (MJD 53944)	143
§ 58. Détermination des paramètres géométriques du modèle	144
§ 59. Modélisation de la courbe de lumière	145
§ 60. Discussion	149
4. Application à la nuit "Chandra" (MJD 53945)	151
§ 61. Modélisation dépendante du temps	152
§ 62. Comportement spectral	155
§ 63. Corrélations temporelles	158
§ 64. Discussion	159
5. Evolution du plasma de paires	160
§ 65. Contenu énergétique du jet	160
§ 66. Rôle de la création de paires	161
Partie 4. DE L'INFLUENCE DE LA COLLIMATION DES JETS	169

CHAPITRE 10. Influence de la collimation sur l'apparence des jets relativistes	171
1. Introduction	171
2. Méthode	175
§ 67. Formalisme	175
§ 68. Calcul de la vitesse apparente du jet	176
§ 69. Cas test: modélisation d'un jet parfaitement collimaté	180
3. Résultats	181
§ 70. Influence du profil de vitesse dans le jet	181
§ 71. Influence de l'ouverture géométrique	185
§ 72. Vitesse apparente maximale observable	185
4. Discussion	186
Partie 5. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	191
Conclusion et perspectives	193
Partie 6. BIBLIOGRAPHIE	196
Bibliographie	199

Table des figures

1		5
2	A gauche: image composite de la galaxie FR-I Centaurus A, en rayon X (Chandra), Optique (ESO) et Radio (VLA). A droite: image VLA de la galaxie FR-II Cygnus A.	6
3	Distribution des galaxies FR-I et FR-II dans le plan $L_{\text{radio}} - L_{\text{opt}}$. La luminosité radio (en ordonnée) est évaluée à 1400 MHz, et la luminosité optique de la galaxie hôte (en abscisse) est donnée en magnitude absolue. (D'après Ledlow & Owen 1996)	7
4	Modèle standard d'unification des galaxies actives, d'après Urry & Padovani (1995).	8
5	Succession temporelle d'images VLBI (43 GHz) du jet de la radio-galaxie 3C120 (Gómez <i>et al.</i> 2000). Sur ces images d'une résolution de 0.1 pc, une des composante du jet s'est apparemment déplacée de 5 années lumière en l'espace d'un an, conduisant à une vitesse apparemment superluminique $v_{\text{jet}}^{\text{app}} \approx 5c$.	9
6	Exemples de SED de quelques blazars, comparées à des SED de galaxies de Seyfert. Tiré de Dermer & Gehrels (1995)	11
7	Séquence des blazars d'après Fossati <i>et al.</i> (1998). A gauche: les blazars les plus puissants (FSRQ) sont le plus décalés vers les basses énergies, alors que les moins puissants (BL Lac) piquent à plus haute énergie. A droite: anticorrélation entre la puissance radio (à 5 GHz) et la fréquence du pic synchrotron observée par Fossati <i>et al.</i> (1998) pour un large échantillon de blazars.	15
8	Nouvelle séquence des blazars proposée par Ghisellini & Tavecchio (2008), contrôlée par les paramètres d'accrétion du blazar. A gauche: diagramme des blazars dans le plan $M_{\text{tn}} - L_{\text{disc}}$ (équivalent à \dot{M}_{acc}) et où chacune des classes de blazars est attendue. A droite: spectres de blazars prédits en fonction de la masse du trou noir et de la luminosité du disque. Pour les FSRQ (traits gras), seule la masse du trou noir varie et la luminosité du disque est fixée à $L_{\text{disc}} = 0.3 L_{\text{edd}}$. Pour les BL Lacs, (traits fins), la masse du trou noir est fixée à $10^9 M_{\odot}$ et la luminosité du disque varie comme indiquée sur la figure.	17
9	SED de deux radio-galaxies FR-I. A gauche: Centaurus A (3.5 Mpc) et à droite NGC 6252 ($z = 0.023$). Les spectre de ces deux objets montrent des similitudes avec ceux des Lacertides (structure à deux bosses), et un modèle SSC une zone ajuste bien les donnée en supposant un grand angle d'observation. Tiré de Chiaberge <i>et al.</i> (2001) et Chiaberge <i>et al.</i> (2003).	18
10	A gauche: schéma explicatif du mouvement superluminique. Ci dessus: vitesse apparente en fonction de l'angle d'observation pour différents facteurs de Lorentz du jet.	19

-
- 11 A gauche: courbes de lumière simultanées pour Mrk 421 en optique (bande V, en bas), rayons X (bande 2–10 keV au milieu), et TeV ($E > 0.4$ TeV, en haut) tirée de Fossati *et al.* (2008). A droite: courbes de lumière simultanées pour PKS 2155–30 en optique (bande V, en bas), rayons X (bande 0.5–5 keV, au milieu) et TeV ($E > 0.2$ TeV, en haut) pendant l'épisode d'intense activité de juillet 2006 observé par H.E.S.S. (Aharonian *et al.* 2009). 22
- 12 Diffusion d'une particule sur un nuage magnétisé se déplaçant à la vitesse $\vec{V} = \vec{\beta}c$ 26
- 13 Les relations de Rankine-Hugoniot permettent de calculer les grandeurs hydrodynamiques en amont et en aval d'un choc non relativiste en fonction du rapport de compressibilité $r = v_2/v_1$. Les particules s'isotropisent dans chacun des milieux par diffusion sur les irrégularités magnétiques. 28
- 14 A gauche: Facteur Doppler $\delta(\beta, \theta)$ en fonction de l'angle θ , pour un facteur de Lorentz $\Gamma = 5$. A droite: Focalisation relativiste vue dans le référentiel de l'observateur de l'émission émise isotropiquement dans le référentiel comobile R' de la source. 37
- 15 Evolution du rapport \mathcal{R} entre le facteur Doppler du jet et du contre jet en fonction de l'angle de l'axe du jet par rapport à la ligne de visée, pour différents facteurs de Lorentz du jet. 37
- 16 Cônes d'émission à différentes position d'une particules en mouvement circulaire relativiste. 40
- 17 Diffusion d'un photon d'énergie ϵ par un électron au repos. Suite à l'interaction, l'électron emporte une partie de l'énergie du photon incident et le photon voit son énergie diminuer et sa direction changer. 42
- 18 L'interaction entre un photon gamma d'énergie réduite ϵ_1 , et un photon mou d'énergie ϵ_2 , peut donner lieu à la création d'une paire électron-positron. La section efficace de ce processus dépend de l'énergie des photons incidents ϵ_1 et ϵ_2 , ainsi que de l'angle d'attaque θ . 48
- 19 Taux de production de paires moyenné sur les angles \mathcal{R}_{pp} en fonction du produit de l'énergie des deux photons impliqués. La fonction admet un maximum en $x_{\max} \simeq 3.5481$, proche du seuil de création de paires. Les courbes pointillées représentent les comportements asymptotique et près du seuil de la fonction (Eq. 19.128 et 19.129). 51
- 20 Spectre du fond diffus cosmique infrarouge mesuré par différentes équipes indépendantes (voir Fig. 1 de Franceschini *et al.* (2008) pour les détails de la légende). En trait épais le modèle publié par ces mêmes auteurs, et en trait fin le CMB. La composante de gauche (proche infrarouge) est la composante stellaire, et la composante de droite (infrarouge lointain) est la composante de poussière due à la diffusion de photons plus énergétiques par les poussières. Les photons entre 1 et 10 TeV seront absorbés par les photons compris entre 2 et 20 μm . Figure tirée de Franceschini *et al.* (2008) 54
- 21 Energies correspondantes à des profondeurs optiques de $\tau = 0.1, 1$ et 10, en fonction du redshift de la source. Cette figure est tirée de Franceschini *et al.* (2008). 57
- 22 A gauche: Evolution de la densité de photons par bande d'énergie $n_{\text{CIB}}(\epsilon)$ multipliée par l'énergie ϵ en eV, en fonction du redshift. L'unité de la densité numérique de photon est la densité réelle et non comobile et s'exprime en $[\text{cm}^{-3}]$. Les différentes courbes correspondent à des redshifts différents: rouge: $z = 0, 0.2, 0.4$; vert: $z = 0.6, 0.8, 1.0$;

	bleu: $z = 1.2, 1.4, 1.6$; cyan: $z = 1.8, 2$. A droite: Profondeur optique $\tau_{\gamma\gamma}(E_0, z_s)$ en fonction de l'énergie du photon observé E_0 , pour des sources situées à des redshifts $z_s = 0.003, 0.01, 0.03, 0.1, 0.3, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 4$ (de bas en haut). Ces figures sont tirées de Franceschini <i>et al.</i> (2008).	59
23	Paramètres du modèle homogène une zone SSC.	66
24	Spectre synchrotron d'une distribution homogène et isotrope de leptons relativistes en loi de puissance d'indice p entre γ_1 et γ_2 .	69
25	Spectre synchrotron self-Compton (SSC) dans l'approximation Thomson, d'une distribution homogène et isotrope de leptons relativistes en loi de puissance d'indice p entre γ_1 et γ_2 .	72
26	Carte de l'espace des paramètres $(R - \delta)$ pour le modèle homogène une zone stationnaire. L'ensemble des contraintes apportées par les 4 observables du spectres conduisent à une dégénérescence des solutions possibles, qui se trouvent sur une courbe $R\delta^{2+\alpha} = cte$ (en trait gras). Le temps de variabilité apporte une limite supérieure sur R qui dépend de δ , et qui exclue l'espace des paramètres à droite de la courbe $R\delta^{-1} = cte$ (en pointillé). La courbe d'iso-opacité $\tau_{\gamma\gamma=1}$ caractérisée par $R\delta^{3+2\alpha} = cte$ (longs pointillés) permet de séparer le plan en une zone optiquement mince et une zone optiquement épaisse, qui contraint encore l'espace des paramètres si on se limite aux solutions transparentes au rayons gamma. La taille du trou noir central rajoute une contrainte, une limite inférieure R_{\min} sur la taille de la source (trait vertical, exclu la zone en rouge). Finalement, le nombre de solutions possibles est considérablement réduit, et se limite sur la figure à la zone en pointillés bleus.	78
27	Distribution angulaire des événements. Les points avec des barres d'erreur montrent la distribution des événements en fonction de la distance angulaire au carré θ^2 par rapport à la position de PKS 0548–322. L'histogramme représente le bruit de fond. L'excès dans la région $\theta^2 \leq 0.01 \text{ deg}^2$ a une signification statistique de 5.6σ .	84
28	Spectre en photon au TeV de PKS 0548–322. La région grisée représente le contour à 1σ du spectre ajusté par un modèle de loi de puissance.	84
29	Courbe de lumière de PKS 0548–322 échantillonnée tous les ans. Le flux est compatible avec un ajustement par une constante ($\chi^2 = 2.1/3 \text{ d.o.f.}$).	84
30	Distribution spectrale d'énergie de PKS 0548–322. Cercles ouverts: données d'archives radio, IR, et optique provenant de la base de données de NED (Les barres d'erreur sont de l'ordre ou plus petite que la taille des symboles). Carrés pleins rouges: données ATOM. Cercles pleins verts: observations <i>Swift</i> contemporaines des observations H.E.S.S. (corrigées de l'absorption galactique). Diamants ouverts: limites supérieures des observatoires <i>swift</i> /BAT, EGRET, Mark VI, et CANGAROO. La région grisée représente le contour à 1σ de l'ajustement par une loi de puissance des données observées par H.E.S.S. au-delà de 250 GeV. La ligne rouge (resp. bleue) est le résultat du modèle A (resp. B). Les lignes pointillées à haute énergie montrent le spectre calculé désabsorbé de l'absorption par le fond diffus infrarouge cosmologique. La vignette de gauche montre en détails les spectre UV et X. Les lignes tiretées montrent les niveaux de flux maximum et minimum pour cet objet rapportés dans (Perri <i>et al.</i> 2007). La vignette	

- de droite détaille le spectre H.E.S.S. La limite de sensibilité de *Fermi* au bout d'un an est aussi représentée. 87
- 31 Schéma de principe du modèle du two-flow 96
- 32 Schéma représentant la géométrie du jet de paires, ainsi que les différents paramètres utilisés dans le modèle 102
- 33 Spectre synchrotron en photons d'une pile-up 110
- 34 Schéma de l'interaction Compton inverse. Une particule relativiste (électron ou positron) d'énergie $\gamma m_e c^2$ transfère son énergie à un photon mou d'énergie réduite $\epsilon = h\nu/m_e c^2$ pour produire un photon de haute énergie $\epsilon_1 = h\nu_1/m_e c^2$. 112
- 35 En régime de diffusion Klein-Nishina, seuls les photons d'énergie réduite inférieure à $1/\epsilon_1$ contribuent au régime de diffusion Thomson. Au delà, il faut tenir compte des corrections Klein-Nishina. 114
- 36 Discrétisation en fréquence du problème. Le maillage dans le référentiel de l'observateur est la référence pour les calculs dans le référentiel comobile. 121
- 37 Illustration du changement de coordonnées utilisé qui nous fait passer du système de coordonnées trivial $\mathcal{R}^1(z, t)$ au système de coordonnées $\mathcal{R}^2(t_{inj}, t_{obs})$ qui est plus adapté à la discrétisation du problème. Pour plus de clarté et contrairement à ce qui est implémenté dans le modèle, on suppose ici une vitesse constante dans le jet ($\beta_b(z) = \beta$). Voir le texte pour plus de détails. 124
- 38 Similaire à la figure 37 mais pour la loi de vitesse $\beta_b(z)$ utilisée dans le modèle (voir l'équation 38.245 page 102). Contrairement au cas β_b constant, les points à t_{inj} constants ne sont plus sur des droites mais sur des courbes. Cet effet est surtout visible à la base du jet ($z \ll Z_0$) lorsque les particules passent d'un régime faiblement relativiste ($\Gamma_b(z) < 3$) à un régime ultrarelativiste ($\Gamma_b(z) \sim \Gamma_b^\infty$). Les paramètres de la loi de vitesse utilisée (Eq. 38.245) sont: $Z_0 = 2 \times 10^{15}$ cm, $\Gamma_b^\infty = 15$, $\cos \theta = 0.5$, et $a = 4$. 124
- 39 Principe du calcul du flux reçu par l'observateur dans le cas d'une injection de particules en créneaux. Voir le texte pour plus de détails. 126
- 40 Schéma résumant le principe de l'algorithme permettant de calculer le maillage adaptatif. Tant que les conditions sur le taux de variation du flux et de l'énergie des particules ne sont pas vérifiées, le pas de temps est diminué avant de passer au point suivant. On a pris $\tau_{max} = 0.001$. Voir le texte pour de plus amples détails. 128
- 41 Représentation schématique d'un jet, pour lequel on a représenté en rouge (resp. jaune) les particules qui ont été injectées initialement en état de flare (resp. quiescence). A gauche sont représentés en rouge les points du spectre instantané de PKS 2155–304 observé pendant la nuit Chandra simultanément par H.E.S.S. (TeV), CHANDRA (X), et l'observatoire de Bronberg (bande V), correspondant à un état de flare. A droite et en vert, un spectre en état de quiescence du même objet, avec des données simultanées de H.E.S.S., RXTE (X) et ROTSE (bande R) en 2003 (Aharonian *et al.* 2005). Les points noirs sont des données d'archives, et correspondent à des mesures non simultanées. 135
- 42 Exemple d'une fonction d'injection sur le flux de particules initial $\Phi_0(t)$, typique de ce qui sera utilisé par la suite. On utilise une fonction en créneaux évoluant entre les états

- de flare et quiescence, et qui respecte le cycle d'activité f de l'objet. L'origine temporelle correspond au début de l'observation d'un flare, pendant lequel la fonction d'injection oscille de manière continue entre les états minimum et maximum du flare (voir texte). 136
- 43 Contribution de l'émission des différentes sections du jet dans le spectre total pour un jeu donné de paramètres. Chacun des spectres délimité par une ligne pointillée correspond à l'émission intégrée d'une décade en Z_0 ($Z_0 \times [10^n; 10^{n+1}]$) du jet. La lignes verticales rouge (resp. bleue) repère la position des photons d'énergie 100 GeV (resp. 5 TeV) qui seront absorbés par les photons mous à ν_{abs} (Eq. 56.393 avec $\delta_b \sim 25$), repérée par la ligne tiretée rouge (resp. bleue). 138
- 44 Calcul du temps caractéristique de variabilité dans un modèle de jet stratifié, pour une zone émettrice de longueur Z_0 dans le jet. 140
- 45 *Gauche*: Courbes de lumières normalisées au minimum du flux dans la bande spectrale observée. Résultats de la simulation réalisée avec les paramètres géométriques du tableau 6 et la fonction d'injection en marche décrite par l'équation 57.395 et le tableau 7. *Droite*: Comme pour la figure de gauche, mais comparant les courbes de lumières obtenues à très haute énergie selon que l'on tient compte de l'absorption due au processus de création de paires (ligne pleines) ou non (lignes tiretées). 142
- 46 Identique à la figure 45, mais pour une plus grande durée d'observation. 143
- 47 Distributions spectrales d'énergie instantanées simulées à différents temps d'observation, résultat de la simulation réalisée avec les paramètres géométrique du tableau 6 et la fonction d'injection en marche décrite par l'équation 57.395 et le tableau 7. 143
- 48 Ajustement de l'état de flare artificiel moyen de PKS 2155–304 par le modèle. *Points noirs*: données d'archives (voir texte). *Diamants rouges*: spectre basse énergie du faux état de flare avec un facteur de cycle d'activité $f = 0.1$. *Triangles rouges*: spectre moyen H.E.S.S. de la nuit du "big flare" (MJD53944). *Point rouge*: niveau de flux optique observé pendant la période de flare. *Aire grisée*: enveloppe des archives X de BeppoSAX, *Swift* et XMM-Newton. 145
- 49 Ajustement du faux état de quiescence de PKS 2155–304 par le modèle. Les points noirs et la zone grisée est définie comme pour la figure 48. Les données en vert ont été mesurée en 2003 (Aharonian *et al.* 2005). *Points verts*: spectre RXTE. *Triangles verts*: spectre H.E.S.S. *Losange vert*: flux dans la bande R. 146
- 50 *Ligne continue*: moyenne sur la période d'observation de H.E.S.S. de PKS 2155–304 des spectres instantanés issus de la simulation dépendante du temps. *Ligne tiretée*: spectre de l'état de quiescence. *Ligne pointillée tiretée*: spectre de l'état de flare. *Ligne pointillée rouge*: un spectre instantané issu de la simulation dépendante du temps. Les points du spectre observé sont labellisés comme pour les figures 48 et 49. 147
- 51 *En haut*: courbe de lumière H.E.S.S. au-delà de 200 GeV, superposée au modèle (ligne continue). *Milieu*: fonction d'injection utilisée dans la simulation. L'échelle pour le flux de particule à l'altitude Z_0 (en ligne continue) et à la base du jet (ligne tiretée) est située à gauche, celle pour le facteur de normalisation du taux d'accélération Q_0 (ligne tiretée pointillée) à droite. *En bas*: courbes de lumières prédites en X (ligne tiretée, graduation à droite) et en optique (ligne continue, graduation à gauche). Les lignes pointillées

- verticales indiquent la position des maximums t_{\max} des 5 composantes de la fonction d'injection. 149
- 52 Evolution du courant de particule dans le jet pour les quatre solutions stationnaires calculées. *Ligne continue bleue*: état de quiescence. *Ligne continue rouge*: état de flare moyen. *Ligne tiretée pointillée rouge*: niveau maximum du flare. *Ligne tiretée rouge*: niveau minimum de l'état de flare. La droite verticale pointillée indique la position de Z_0 . 150
- 53 *Ligne continue*: ajustement instantané du spectre de PKS 2155–304 par le modèle pour la nuit *Chandra*. *Ligne tiretée*: spectre de l'état de quiescence. *Ligne pointillée tiretée*: spectre de l'état de flare. *Ligne pleine*: spectre moyennés sur la période d'observation de *Chandra* et H.E.S.S. (voir texte). *Ligne pointillée rouge*: un spectre instantané issu de la simulation dépendante du temps. Les points du spectre sont labellisés comme pour les figures 48 et 49. De plus, les triangles rouges pointés vers le bas sont les points *Chandra*, qui se prolongent par un spectre *RXTE* en croix rouge. Le point rouge est la mesure en bande V de l'observatoire de Bronsberg. 152
- 54 *A gauche*: courbe de lumière H.E.S.S. au-delà de 200 GeV pour la nuit *Chandra* (points rouges), superposée au résultat du modèle (ligne continue). *A droite*: fonction d'injection utilisée pour cette simulation; le flux de particules injectées est représenté en ligne tiretée pointillée, le flux de particules à l'altitude Z_0 en ligne continue, et le taux de chauffage en ligne tiretée. Les lignes pointillées verticales indiquent la position des maximums t_{\max} des 5 composantes de la fonction d'injection. 154
- 55 *A gauche*: courbe de lumière mesurée par le télescope *Chandra* (0.5-5 keV) simultanément à H.E.S.S. (points rouges), superposée au résultat du modèle (ligne continue). *A droite*: courbe de lumière en bande V mesurée par l'observatoire de Bronsberg (points rouges), superposée au résultat du modèle (ligne continue). 154
- 56 *A gauche*: Indice spectral au TeV (entre 200 GeV et 2 TeV) en fonction du flux observé au delà de 200 GeV, pour la simulation de la nuit *Chandra*, superposé aux mesures faites lors de la nuit *Chandra* run par run (croix bleues). *A droite*: Indice spectral en X (entre 0.5 et 5 keV) en fonction du flux dans la même bande. Le diamant repère le début de la simulation, le rond la fin de la simulation. La portion de courbe en gras correspond à gauche (resp. à droite) aux instants où H.E.S.S. observe (resp. *Chandra*). 156
- 57 *A gauche*: Indice spectral au TeV entre 200 GeV et 3 TeV en fonction de l'indice spectral en X, pour la simulation de la nuit *Chandra*. *A droite*: Flux au TeV ($E > 200$ GeV) en fonction du flux X (entre 0.5 et 5 keV) mesuré pendant la nuit *Chandra* (en bleu), superposé au résultat de la simulation dépendante du temps, qu'on a ajusté par une loi de puissance d'indice α (pointillés rouges). Le faisceau en pointillés rouges indique les pentes canoniques pour une relation linéaire, quadratique, et cubique entre le flux en X et le flux au TeV. Comme pour la figure 56, le diamant indique le début de la simulation, et le rond la fin de la simulation. 157
- 58 Fonctions de corrélation normalisées à leur maximum (voir texte). 158
- 59 Evolution du facteur de Lorentz de la pile-up γ_0 (ligne rouge continue), de la densité d'énergie du champ magnétique U_B (ligne tiretée bleue), du champ de photons sous la limite Klein-Nishina $U_{\text{ph}}^{\text{eff}}$ (ligne tiretée pointillée verte), et de celle du plasma de paires

- U_e (ligne tiretée magenta). A gauche, pour la solution de l'état quiescent, à droite pour la solution de l'état de flare. La ligne pointillée verticale indique la position Z_0 dans le jet. 160
- 60 Evolution de la densité de particules (ligne bleue continue) et du flux de particules (ligne tiretée pointillée rouge) dans le jet, pour la solution de l'état quiescent (à gauche), et pour la solution de l'état de flare (à droite). La ligne pointillée verticale indique la position Z_0 dans le jet. 162
- 61 Evolution de l'opacité (ligne bleue continue) et de la longueur caractéristique de production de paires (ligne rouge tiretée), normalisée par la position dans le jet qui est aussi la taille caractéristique du jet à une altitude donnée (voir texte). A gauche, pour la solution de l'état quiescent, à droite pour la solution de l'état de flare. La ligne pointillée verticale indique la position Z_0 dans le jet. 162
- 62 Carte du logarithme du rapport entre le flux de particules injectées Φ_0 et le flux de particules asymptotiques Φ_∞ , en fonction des deux paramètres de l'injection, pour la géométrie de jet calculée pour PKS 2155–304. On a tracé en traits continus les contours d'iso-rapport. 164
- 63 Comme pour la figure 62, carte du rapport des flux de particules entre la base du jet et son extrémité en fonction des paramètres d'injection à la base du jet. Ici, les contours en traits pleins (resp. pointillés) indiquent les valeurs du χ^2 pour l'état de flare (resp. pour l'état de quiescence). Le trait bleu indique la fonction d'injection ($Q_0(\Phi_0(t))$) utilisée pour la nuit du *big flare* (Eq. 59.396). Le diamant indique le début de la simulation, et le rond la fin. 165
- 64 Comme pour la figure 62, carte du rapport des flux de particules entre la base du jet et son extrémité, mais en fonction du taux de chauffage Q_0 et de la densité de particules à l'altitude Z_0 N_0 . Comme pour la figure 63, les contours en traits pleins (resp. pointillés) indiquent les valeurs du χ^2 pour l'état de flare (resp. pour l'état de quiescence). Le trait bleu indique la fonction d'injection ($Q_0(N_0(t))$) utilisée pour la nuit du *big flare* (Eq. 59.396). 166
- 65 Fonction d'injection utilisée pour la simulation de la nuit du *big flare*. 166
- 66 Courbes de lumière radio à long terme mesurées par les instruments Nançay, ATCA, HartRAO (Aharonian *et al.* 2009 *in prep*). 167
- 67 *A gauche*: schéma explicatif du calcul de la vitesse apparente d'une composante se déplaçant à une vitesse βc dans une direction faisant un angle θ avec la direction d'observation. *A droite*: vitesse apparente en fonction de l'angle d'observation pour différentes valeurs du facteur de Lorentz de la source ($\gamma = \sqrt{2}, 2, 3, 4, 5$). La courbe en pointillés bleus indique la position du maximum de vitesse apparente. 172
- 68 *A droite*: Evolution en fonction du temps de la composante C3 du jet de 0827+243 à 22 GHz. Cette composante se déplace à $25c$. *A gauche*: Evolution de la position en fonction du temps de composantes du jet de différents blazars (dont la composante C3 de 0827+243 au centre). Les droites sont le résultat de l'ajustement de ces points, dont la pente donne la vitesse de chacune composante. Chacun de ces trois blazars a des composantes superluminiques. Ces figures sont tirées de (Piner *et al.* 2006). 173

- 69 Différentes distributions de vitesses utilisées pour déterminer le mouvement apparent du jet. A gauche: profil cône D_1 , où le facteur de Lorentz vaut γ_0 à l'intérieur d'un cône de demi angle au sommet θ_j , et la vitesse est nulle à l'extérieur. A droite: profil de vitesse continu D_2 , D_3 et D_4 (voir texte). 177
- 70 Schéma du modèle pour la distribution de vitesse D_1 . Le jet est caractérisé par un demi angle au sommet θ_j et un facteur de Lorentz constant γ . L'angle θ repère la position par rapport à l'axe du jet, et α par rapport à la direction d'observation qui fait un angle θ_{obs} avec l'axe du jet. L'ensemble des points du jets observés à un même instant donné T_{obs} sont situés sur la courbe en bleu. le point $M(\theta, R(T_{\text{obs}}))$ a une vitesse βc et son émission est focalisée dans un cône d'ouverture $\sim 1/\gamma$. 178
- 71 Ensemble des points vus par l'observateurs à un instant T_{obs} donné (Eq. 68.412), dans le cas non relativiste ($\gamma_0 = 1.00001$, en noir) et dans le cas relativiste ($\gamma_0 = 3$, en rouge), pour un angle d'observation $\theta_{\text{obs}} = 30^\circ$ et un angle de collimation géométrique $\theta_j = 20^\circ$. De gauche à droite et de haut en bas: coquille sphérique se propageant à vitesse constante, profil cône (D_1 , Eq. 67.406), profil cône plus ailes en loi de puissance (D_2 , Eq. 67.407) et profil gaussien (D_3 , Eq. 67.408). La direction d'observation est repérée par une droite pointillée, et la zone grisée représente l'ouverture géométrique du jet. 179
- 72 Résultats des différentes étapes de calcul de la vitesse apparente d'un jet ($\theta_j = 15^\circ$, $\gamma_0 = 10$) vu sous un angle $\theta_{\text{obs}} = 20^\circ$, pour un profil de vitesse conique (D_1 en noir) et gaussien (D_3 en rouge). A gauche: ensemble des points du jet observés à un instant donné. La ligne pointillée indique la direction d'observation. Centre gauche: profil de vitesse. Centre droit: intensité en fonction de l'angle polaire α par rapport à la direction d'observation (voir texte). A droite: intensité projetée dans le plan du ciel, en fonction de β_{app} (Eq. 68.414). La position du maximum d'intensité est indiquée par une ligne pointillée verticale et dans la vignette supérieure gauche. 180
- 73 Points noirs: vitesse apparente en unité de c (à gauche) et facteur Doppler (à droite) en fonction de l'angle d'observation θ_{obs} , pour un jet d'ouverture $\theta_j = 0.001^\circ$, et un profil cône (D_1) avec $\gamma_0 = 10$. Traits rouge: courbes théoriques attendues pour une source ponctuelle se propageant avec un facteur de Lorentz $\gamma_0 = 10$. 181
- 74 Vitesse apparente en unité de c (à gauche) et facteur Doppler (à droite), en fonction de l'angle d'observation θ_{obs} , pour le profil de vitesse D_1 (Eq. 67.406). L'ouverture géométrique du jet vaut $\theta_j = 15^\circ$, et le facteur de Lorentz sur l'axe du jet vaut $\gamma_0 = 10$. Les courbes en rouges sont les courbes théoriques attendues pour une source ponctuelle avec un facteur de Lorentz $\gamma_0 = 10$. Les lignes pointillées repèrent la position du maximum de vitesse apparente $\beta_{\text{app, max}}$, et le facteur Doppler associé. 181
- 75 Idem figure 74 pour le profil de vitesse D_2 (Eq. 67.407). 182
- 76 Idem figure 74 pour le profil de vitesse D_3 (Eq. 67.408). 182
- 77 Idem figure 74 pour le profil de vitesse D_4 (Eq. 67.409). 182
- 78 A gauche: évolution de la vitesse maximale atteignable $\beta_{\text{app, max}}$ en fonction de la collimation géométrique du jet, pour les quatre profils de vitesses utilisés et un facteur de Lorentz sur l'axe du jet valant $\gamma_0 = 10$. A droite: facteur Doppler associé au maximum de vitesse apparente. 185

79	Courbes de niveaux pour la vitesse apparente maximale atteignable en unité de c (à gauche) et le facteur Doppler associé (à droite), en fonction de la collimation géométrique du jet θ_j et du facteur de Lorentz sur l'axe γ_0 , pour le profil de vitesse D_1 (Eq. 67.406).	186
80	Idem figure 79, pour le profil de vitesse D_2 (Eq. 67.407).	187
81	Idem figure 79, pour le profil de vitesse D_3 (Eq. 67.408).	187
82	Idem figure 79, pour le profil de vitesse D_4 (Eq. 67.409).	187

Liste des tableaux

1	AGN détectés au TeV, par ordre croissant de redshift. Les instruments de nouvelle génération sont indiqués avec une *. (issu de Gérard 2008)	21
2	Valeurs de la fonction $\eta(\alpha)$ (Eq.19.132), en fonction de l'indice spectral α du champ de photons mous (Svensson 1987).	51
3	Coupures utilisées dans l'analyse des données de PKS 0548–322	83
4	Coefficients d'extinction pour PKS 0548–322 dans les bandes photométriques d'UVOT, calculées en supposant $E_{B-V} = 0.035$, en accord avec les observations en rayon X (voir texte).	86
5	Paramètres pour les modèles A et B utilisés pour ajuster les données (voir le texte pour plus de détails).	88
6	Paramètres géométriques du modèle utilisés pour la simulation d'une fonction d'injection en marche. Rappel sur la signification des paramètres du modèle: $\Gamma_{b\infty}$ est le facteur de Lorentz asymptotique dans le jet; R_i le rayon à la base du jet; R_0 le rayon à l'altitude Z_0 ; Z_c la distance à laquelle le chauffage est coupé; B_0 le champ magnétique en Z_0 ; ω l'indice de la loi de puissance décrivant la géométrie du jet; λ celui du champ magnétique; ζ celui de la loi de chauffage dans le jet.	141
7	Paramètres de la fonction d'injection (Eq. 57.395) utilisée dans la simulation.	141
8	Temps de variabilité observés pour différents instruments exprimés en seconde.	141
9	Paramètres géométriques de PKS 2155–304.	146
10	Paramètres de l'injection pour les états de quiescence et de flare. Pendant l'état de flare, le flux de particules injectées varie entre les deux extrêmes indiqués, suivant la fonction d'injection de la figure 51, les autres paramètres restant constants.	146
11	Paramètres de la fonction d'injection (Eq. 59.396) utilisée pour la simulation de la courbe de lumière de la nuit du <i>big flare</i> .	148
12	Paramètres de l'injection pour la nuit <i>Chandra</i> .	153
13	Paramètres de la fonction d'injection (Eq. 59.396) utilisée pour la simulation de la courbe de lumière de la nuit <i>Chandra</i> .	153
14	Vitesses apparentes dans les blazars du TeV	174

Partie I

Introduction

1	AGNs et Blazars	3
2	Accélération de particules	25
3	Processus radiatifs	35
4	Création de paires et absorption des photons gamma	47

1

AGNs et Blazars

Plan du chapitre

1. Les noyaux actifs de galaxie	4
§ 1. Les objets radio-quiets	5
§ 1.1. Les galaxies de Seyfert	5
§ 1.2. Les QSO	6
§ 2. Les objets radio-loués	6
§ 3. Modèle standard d'unification des AGN	7
2. Les blazars	9
§ 4. FSRQ et Lacertides	10
§ 5. Le spectre des blazars	10
§ 5.3. Les modèles leptoniques	12
§ 5.4. Les modèles hadroniques	13
§ 6. Séquences de blazars et modèle d'unification	15
§ 6.5. Séquence des blazars	15
§ 6.6. Unification avec les radio-galaxies	17
§ 7. Nécessité des jets relativistes	18
§ 7.7. Arguments morphologiques	18
§ 7.8. Arguments radiatifs	20
3. Les blazars du TeV	21

LES BLAZARS, QUI CONSTITUENT LE SUJET D'ÉTUDE DE CE TRAVAIL DE THÈSE, appartiennent à la grande classe des noyaux actifs de galaxie, communément appelés AGN, acronyme de l'anglais "*Active Galactic Nuclei*". Un noyau actif de galaxie désigne le cœur compact et extrêmement brillant que certaines galaxies abritent en leur sein. Ainsi, la luminosité bolométrique d'un AGN est généralement de l'ordre de $10^{43-46} \text{ erg s}^{-1}$, mais elle peut atteindre dans certains cas exceptionnels des valeurs telles que $10^{48-49} \text{ erg s}^{-1}$, soit beaucoup plus que la luminosité intégrée de l'ensemble des étoiles de la galaxie abritant l'AGN! Ces objets incroyablement brillants sont aussi caractérisés par une variabilité étonnante à toutes les longueurs d'onde. Les temps caractéristiques de variabilité des AGN s'étendent sur plusieurs ordres de grandeurs, allant de plusieurs années jusqu'à des temps aussi courts que quelques minutes. Le principe de causalité qui impose que rien ne peut se propager plus rapidement que la vitesse de lumière per-

met de déduire de ces temps de variabilité très courts que les tailles caractéristiques des régions d'émission sont de l'ordre voire inférieures à la taille de notre système solaire.

Les astrophysiciens se sont alors trouvés devant un problème de taille s'agissant d'expliquer une telle libération d'énergie dans des régions aussi compactes. L'activité stellaire à elle seule est incapable d'expliquer un tel phénomène, mais l'énergie gravitationnelle qui peut être extraite d'un disque d'accrétion autour d'un trou noir super massif ($M_{\text{tn}} \gtrsim 10^6 M_{\odot}$) s'est rapidement imposé comme la seule source d'énergie possible permettant de concilier compacité et luminosité. La puissance d'accrétion s'écrit comme:

$$P_{\text{acc}} = \frac{1}{2} \dot{M} \frac{GM_{\text{tn}}}{r_i} \approx 10^{46} \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{edd}}} \right) \left(\frac{M_{\text{tn}}}{10^8 M_{\odot}} \right) \left(\frac{\eta}{0.1} \right)^{-1} \text{ erg s}^{-1} \quad (0.1)$$

où \dot{M} est le taux d'accrétion du système, \dot{M}_{edd} le taux d'accrétion d'Eddington (taux d'accrétion maximal théorique pour une accrétion sphérique), et η est le paramètre qui caractérise l'efficacité de l'accrétion ($\sim 8\%$ pour un trou noir statique de Schwarzschild dans l'approximation newtonienne, et $\sim 42\%$ pour un trou noir de Kerr en rotation maximale). Ainsi, l'accrétion est capable de libérer suffisamment d'énergie pour expliquer la luminosité des AGN, pourvu que le trou noir central soit suffisamment massif. L'existence de trous noirs super massifs se nichant au coeur de certaines galaxies est aujourd'hui une hypothèse acceptée, et permet d'expliquer nombre de phénomènes. Parmi eux on peut citer le cas de notre propre galaxie. La trajectoire des étoiles du coeur de la Voie Lactée ne peut s'expliquer que par le mouvement orbital autour d'un trou noir d'environ $2.6 \times 10^6 M_{\odot}$.

La matière accrétante autour du trou noir va libérer une partie de la puissance d'accrétion par dissipation visqueuse turbulente au sein du disque, en produisant un puissant rayonnement thermique piquant dans le domaine UV. Cette signature radiative appelée "*big blue bump*" a été détectée dans le spectre de nombreux AGN, confirmant la présence de disques d'accrétion. En interagissant avec les poussières ou le gaz environnant le trou noir, une partie de ce rayonnement est diffusée à plus basse énergie, contribuant aux basses fréquences du spectre des AGN. Enfin, une fraction de la puissance d'accrétion peut également être éjectée du système dans des jets bipolaires, pour être rayonnée ensuite par différents processus physiques, mis en évidence par les observations dans toutes les longueurs d'onde.

Avant de décrire de manière plus approfondie les mécanismes responsables de l'émission des AGN, et en particulier ceux des blazars du TeV, je vais décrire succinctement les différentes classes d'objets qui constituent le vaste bestiaire des AGN.

1. Les noyaux actifs de galaxie

Il est rapidement apparu que certains AGN partageaient la particularité d'être de puissants émetteurs dans le domaine radio, alors que d'autres sources se trouvaient être beaucoup plus calmes dans ce domaine du spectre électromagnétique. On a ainsi d'un côté les sources silencieuses en radio ("*radio-quiet sources*") et de l'autre les forts émetteurs radio ("*radio-loud sources*"). En utilisant le paramètre de "*radio-loudness*", défini comme le rapport de la puissance radio à une fréquence donnée normalisée à luminosité optique à 4400 \AA :

$$R = \frac{F_{\nu}^{\text{rad}}}{F_{\nu}^{\text{opt}}} \quad (0.2)$$

il est possible de mettre en évidence cette dichotomie dans des échantillons statistiquement significatifs d'AGN.

La figure 1 montre la distribution du paramètre de radio-loudness obtenue par Kellermann *et al.* (1989) pour un large échantillon d'AGN et de quasars (apparentés comme nous le verrons plus loin à des AGN très éloignés) issus du catalogue BQS¹. On note immédiatement qu'il n'y a pas de différences significatives dans les propriétés radio de la population d'AGN et de quasars, et que la distribution en R est bimodale. On peut définir une valeur du rapport de radio-loudness séparant les objet radio-loud des objets radio-quiet autour de $R \sim 30$. La proportion des objets radio-louds est alors de l'ordre de 10 à 15%.

§ 1. Les objets radio-quiets

Les galaxies radio-quiets ont la particularité de ne pas montrer de signature de jets relativistes. On distingue deux sous catégories de sources parmi les AGN radio-quiets: premièrement les galaxies de Seyfert, du nom de Carl Seyfert, qui, le premier, les a caractérisées en 1943. Les galaxies de Seyfert montrent de fortes raies d'ionisation émises près du coeur. La seconde catégorie d'objets sont les sources quasi stellaires ou QSO ("*quasi stellar sources*"), dont l'éloignement les fait apparaître comme des sources ponctuelles. Néanmoins, leur spectre diffère de celui des étoiles par un continuum beaucoup plus bleu, la présence de raies fortement décalées vers le rouge (conséquence de l'expansion de l'univers), et parfois la contribution de la galaxie hôte.

§ 1.1. Les galaxies de Seyfert

Les galaxies de Seyfert sont en majorité des galaxies spirales (Adams 1977; Malkan *et al.* 1998) dont la luminosité bolométrique est relativement faible comparée aux autres AGN (10^{43-45} ergs⁻¹). On distingue dans le spectre de ces objets plusieurs composantes: l'infrarouge est dominé par l'émission thermique de la poussière, alors que l'optique et l'UV sont dominés par l'émission du disque d'accrétion (big blue bump). Dans le domaine des X, les spectres observés sont des lois de puissance dans le régime 2 – 20 keV pour un indice spectral compris entre 0.7 et 0.9, et qui présente une coupure exponentielle aux alentours de la centaine de keV.

Les raies d'émission sont dues à la désexcitation du gaz environnant l'AGN, après photo-ionisation par le continuum UV du disque d'accrétion. L'étude de ces raies d'émission, et notamment de leur largeur, permettent de séparer les galaxies de Seyfert en deux sous catégories: les objets de type 1 (Seyfert 1) et les objets de type 2 (Seyfert 2). Les deux groupes présentent des raies étroites (largeur à mi-hauteur < 2000 km s⁻¹), mais seuls les Seyfert 1 présentent des raies

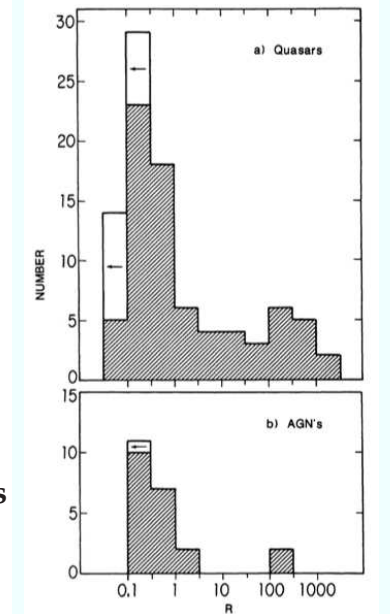


FIG. 1. Distribution du paramètre R (Eq. 0.2) pour un échantillon de (a) 91 quasars et (b) 22 AGN (Kellermann *et al.* 1989).

¹Palomar Bright Quasar Survey

d'émission larges. On verra plus loin que ces différences peuvent être expliquées par des effets d'orientation de la galaxie par rapport à la ligne de visée de l'observateur.

§ 1.2. Les QSO

Comme mentionné plus haut, les QSO tiennent leur nom de leur aspect ponctuel qui pendant longtemps les a fait passer pour des étoiles. Toutefois, bien que leur continuum diffère sensiblement de celui des étoiles, c'est la présence dans leur spectre de large raies d'émission fortement décalées vers le rouge qui a permis d'établir leur origine extragalactique, et, partant, de les associer aux AGN que nous observons plus proche de nous. La luminosité des QSO est variable avec le temps.

§ 2. Les objets radio-louds

Les objets radio-louds regroupent les radio-galaxies ainsi que les radio-sources quasi stellaires ("*quasi stellar radio sources*", plus communément appelées "*quasars*"). Les radio-galaxies sont le plus souvent associées aux galaxies elliptiques. A l'instar des galaxies de Seyfert, les radio-galaxies se séparent en deux groupes selon la présence ou non dans leur spectre de raies larges en émission. Ainsi, on distingue les galaxies à raies larges ("*Broad Line Radio Galaxy*"), et les galaxies à raies étroites ("*Narrow Line Radio Galaxy*"). Ces raies sont associées à différentes régions d'émission dans l'environnement de l'AGN, qui se nomment naturellement la "*Broad Line Region*" (BLR) pour les raies larges et la "*Narrow Line Region*" (NLR) pour les raies étroites. Comme pour les sources radio-quietes, certains objets radio-louds apparaissent ponctuels, et on parle alors de quasars.

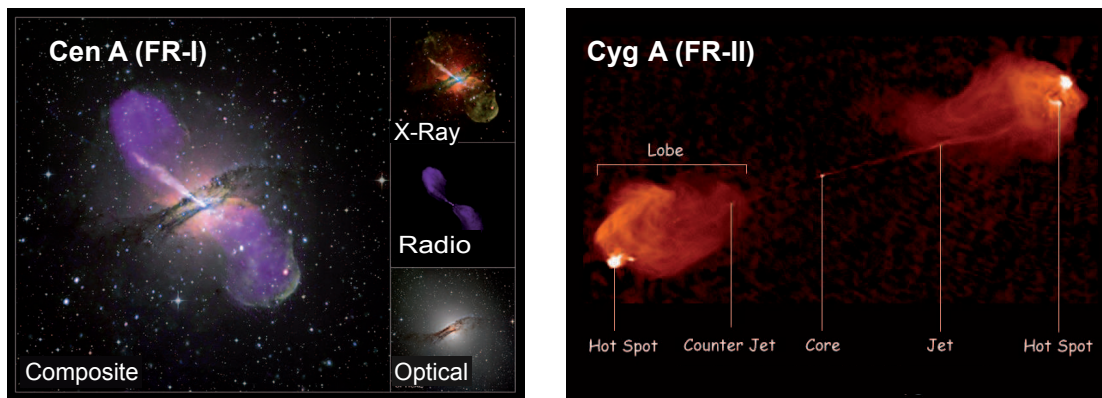


FIG. 2. A gauche: image composite de la galaxie FR-I Centaurus A, en rayon X (Chandra), Optique (ESO) et Radio (VLA). A droite: image VLA de la galaxie FR-II Cygnus A.

Les sources radio-louds montrent de puissants jets de matière, plus ou moins collimatés, se terminant par une formidable onde de choc lorsque le jet interagit avec le milieu intergalactique. Cette onde de choc est visible à l'extrémité des jets sous la forme de gigantesques lobes détectés en radio à l'échelle du Mpc. Fanaroff & Riley (1974) ont mis en évidence une corrélation entre la puissance radio et la morphologie du jet, distinguant alors deux grands groupes de galaxies.

Tout d'abord les galaxies FR-I, qui sont caractérisées par un jet peu collimaté dont la luminosité décroît avec la distance du coeur jusqu'aux lobes. Centaurus A, représenté à gauche de la figure 2 est une galaxie typique de la classe des FR-I. Fanaroff & Riley (1974) ont établi que la puissance radio à 178 MHz des galaxies FR-I est inférieure à $P_{\text{FR-I}} < 4 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$, ou encore en terme de luminosité bolométrique $L_{\text{FR-I}} < 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$. Les galaxies FR-II présentent une luminosité radio supérieure à ce seuil et sont caractérisées par un jet extrêmement bien collimaté et très peu radiatif. L'émission du jet est dominée par le choc terminal (point chaud, ou "hot spot") et le lobe radio. Cygnus A que l'on peut voir à droite de la figure 2 est une galaxie de type FR-II.

Les travaux de Ledlow & Owen (1996) ont montré que la luminosité radio à elle seule n'était pas un critère radiatif suffisant pour discriminer les galaxies FR-I des FR-II. En considérant un large échantillon de 188 radio-galaxies de l'amas de Abell, les auteurs montrent qu'il est possible de séparer presque parfaitement les galaxies FR-I des galaxies FR-II en tenant compte de la luminosité optique de la galaxie hôte en plus de la luminosité radio de l'AGN. On peut voir sur la figure 3 la répartition des galaxies FR-I et FR-II de l'échantillon de Ledlow & Owen (1996) dans le plan luminosité optique - luminosité radio. On peut mettre alors en évidence une relation quadratique entre la luminosité radio critique qui sépare les FR-I des FR-II et la luminosité optique de la galaxie hôte ($L_{\text{radio}} \propto L_{\text{opt}}^2$). De plus, à luminosité de galaxie hôte constante, on trouve que l'intensité des raies d'émissions optique des galaxies FR-II est supérieure d'un ordre de grandeur à celles des galaxies FR-I.

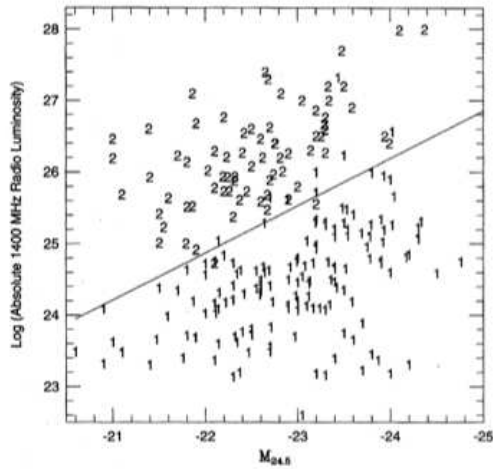


FIG. 3. Distribution des galaxies FR-I et FR-II dans le plan $L_{\text{radio}} - L_{\text{opt}}$. La luminosité radio (en ordonnée) est évaluée à 1400 MHz, et la luminosité optique de la galaxie hôte (en abscisse) est donnée en magnitude absolue. (D'après Ledlow & Owen 1996)

Il existe également une classification spectrale des radio-galaxies radio-louds à partir de l'indice spectral α du spectre radio ($F_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$). Lorsque $\alpha < 0.5$, on parle alors de radiosource à spectre plat (FSRQ pour "flat spectrum radio quasar"), et dans le cas inverse de radio source à spectre raide (SSRQ pour "steep spectrum radio quasar").

§ 3. Modèle standard d'unification des AGN

Comme on peut s'en rendre compte, les AGN montrent une grande variété de classe d'objets présentant des propriétés radiatives ou morphologiques très différentes. Malgré ce foisonnement de types d'objets différents, un modèle standard d'unification des AGN est apparu et s'est peu à peu imposé dans la communauté astrophysique (Begelman *et al.* 1984; Urry & Padovani 1995). Ce modèle s'est construit à partir de la représentation commune que l'on se fait des AGN, c'est

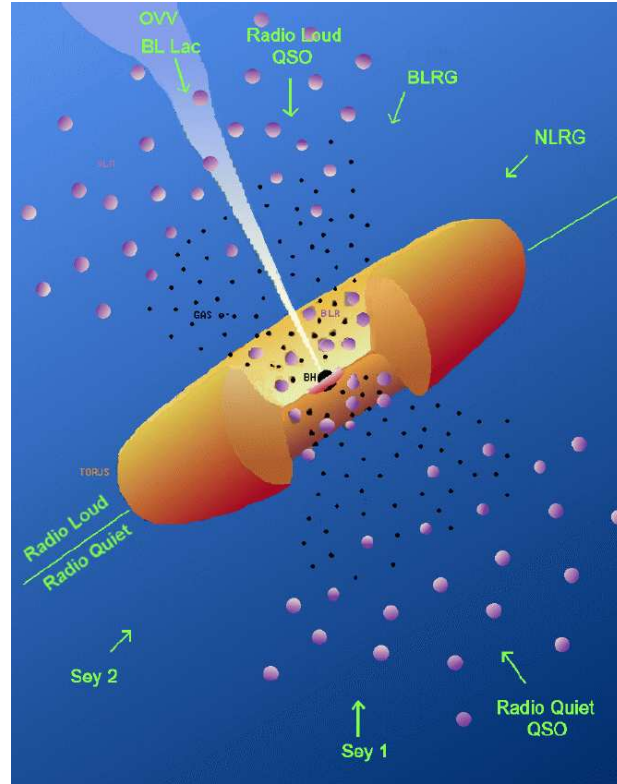


FIG. 4. Modèle standard d'unification des galaxies actives, d'après Urry & Padovani (1995).

à dire d'un système accréant (disque) autour d'un trou noir super massif ($M_{\text{tn}} \sim 10^6\text{--}10^{11} M_{\odot}$), associé éventuellement à des phénomènes d'éjection dans le cas des objets radio-louds pour lesquels des jets sont clairement observés. Cette structure est entourée d'un tore de poussière, et on suppose de plus la présence de nuages de gaz en rotation rapide dans l'environnement proche du trou noir du fait du fort potentiel gravitationnel. On attribue alors à ces nuages de gaz les raies d'émission larges en optique et en UV (broad line region - BLR). L'élargissement de ces raies est alors dû à la rotation keplerienne des nuages de gaz autour du trou noir. Les raies d'émission étroites sont quant à elles attribuées à l'émission de nuages situés au dessus du tore de poussière (narrow line region - NLR). Etant situés à plus grande distance du trou noir central, et donc en rotation moins rapide, ces raies ont alors naturellement une largeur équivalente plus faible. Selon la position de l'observateur par rapport au plan du disque d'accrétion (ou de l'axe du jet), le tore de poussière peut occulter ou non l'émission des raies larges émises près du trou noir, alors que les raies étroites seront toujours observées car émises au dessus du tore. Cette image très simplifiée d'AGN permet alors d'interpréter par des effets d'orientation les différences entre certaines catégories d'objets présentant les mêmes propriétés du continuum (Seyfert 1/Seyfert 2, BLRG/NLRG), mais des caractéristiques différentes dans leur raies d'émission. On définit alors par objets de type 2 les AGN (radio-quiets ou radio-louds) montrant seulement des raies d'émission étroites, par objets de type 1 les AGN montrant les deux types de raies d'émission, et par AGN de type 0 les AGN ne montrant aucune raies d'émission.

La figure 4 schématise ce modèle d'unification des AGN, en indiquant les types d'objets observés selon la ligne de visée. Les objets de type 2 sont vus par la tranche, les objet de type 1

sont vus sous un angle suffisamment élevé pour que le tore ne cache pas le coeur, et les objets de type 0 sont vus sous un angle très proche de l'axe du jet. Comme on le verra par la suite, ce type d'orientation conduit à un spectre de l'AGN dominée par l'émission du jet, qui noie les raies d'émission qui ne peuvent donc pas être détectées (cas des BL Lac).

2. Les blazars

Les blazars qui font parties de la classes des AGN radio-louds est sans aucun doute la classe d'objet la plus surprenante parmi les AGN. Ces objets battent tous les records en terme de luminosité, d'énergie maximale atteinte par les photons émis (jusqu'au TeV), et de rapidité de variabilité (de l'ordre de la minute Aharonian *et al.* 2007b). Plus précisément, le terme de blazar désigne les sources radio-louds qui partagent les caractéristique observationnelles suivantes:

- Emission non thermique large bande dominée par le coeur, s'étendant sur tout le spectre de la radio aux rayons gamma (jusqu'au TeV pour les blazars les plus extrêmes)
- Emission radio à spectre plats ($\alpha < 0.5$)
- Emission radio et optique fortement polarisée ($> 3\%$)
- Forte variabilité à toutes les longueurs d'onde, de plus en plus rapide à mesure qu'on se déplace vers les hautes énergies

De plus, les observations VLBI (à l'échelle du pc) montrent que les jets de certains blazars se déplacent à des vitesses apparemment supérieures à la vitesse de la lumière (voir la figure 5), et de manière plus générale on remarque dans ces observations l'absence de contre jet. Ces caractéristiques s'interprètent en supposant que les jets se déplacent à des vitesses relativistes ($v_{\text{jet}} \approx c$). Alors les effets d'amplification Doppler de l'émission du jet peuvent expliquer ces caractéristiques si le blazar est observé sous un petit angle θ par rapport à l'axe du jet. Typiquement, on doit avoir $\theta \lesssim 1/\Gamma_b$ où Γ_b est le facteur de Lorentz d'ensemble du jet.

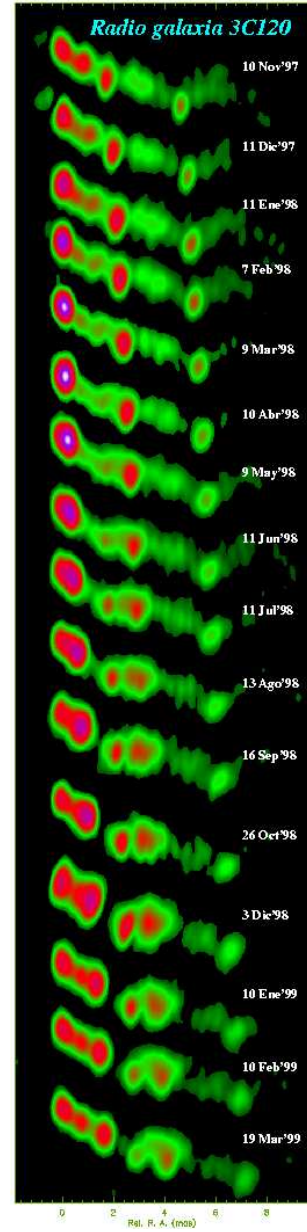


FIG. 5. Succession temporelle d'images VLBI (43 GHz) du jet de la radio-galaxie 3C120 (Gómez *et al.* 2000). Sur ces images d'une résolution de 0.1 pc, une des composante du jet s'est apparemment déplacée de 5 années lumière en l'espace d'un an, conduisant à une vitesse apparemment superluminique $v_{\text{jet}}^{\text{app}} \approx 5c$.

§ 4. FSRQ et Lacertides

La classe des blazars inclue les objets OVV (“*optically violently variable quasars*”), les HPQ (“*highly polarized quasars*”), et les FSRQ (“*flat spectrum radio quasars*”). Selon la présence ou non dans leur spectre de raies d’émission de largeur équivalente supérieure à 5 \AA , la classe des blazars est subdivisée en deux catégories (Stickel *et al.* 1991): les FSRQ et les BL Lac, ou Lacertides.

Cette définition est toutefois sujette à caution car on sait maintenant que certaines Lacertides peuvent montrer de manière transitoire des raies d’émission. Gorham *et al.* (2000) a reporté ainsi la détection de raies d’émission H_α et $[\text{N II}]$ en provenance du noyau de Mrk 421 et de largeur équivalente supérieure à 80 \AA . Des observations similaires ont été reportées pour d’autres Lacertides telles que BL Lac (Vermeulen *et al.* 1995; Corbett *et al.* 1996), OJ 287 (Sitko & Junkkarinen 1985), et PKS 0521–365 (Ulrich 1981; Scarpa *et al.* 1995). Les Lacertides tirent leur nom de leur prototype, BL Lacertae, radio-galaxie de la constellation du Lézard. BL Lac a été initialement identifiée comme une étoile variable (Hoffmeister 1929), parfois qualifiée d’étrange car ne présentant pas de raie d’émission, et étant fortement polarisée en optique avec un continuum apparemment non thermique. Elle a été associée à la fin des années 60 à la source radio VRO 42.22.01 (Schmitt 1968; MacLeod & Andrew 1968), dont les mesures de distance ont permis d’établir son origine extragalactique (Pigg & Cohen 1971; Oke & Gunn 1974). Quant au terme blazar, il a été suggéré par Ed Spiegel lors d’un dîner de cloture d’une conférence à la fin des années 60; faisant remarquer la similitude entre les quasars et les Lacertides, il proposa une contraction des deux termes. D’un point de vue de la variabilité dramatique de ces objets, la signification de “*to blaze*”, flamber en anglais, prend ici tout son sens.

Si les caractéristiques des blazars s’expliquent par des effets d’orientation, on s’attend à ce qu’il existe des contreparties intrinsèquement identiques mais observées hors axe. Dans le cadre du modèle d’unification des AGN, Urry & Padovani (1995) ont proposé que les radio-galaxies FR-I soient le pendant des Lacertides et les FR-II celui des FSRQ (voir la figure 4). Dans ce contexte, il apparaît alors que le terme blazar ne se réfère pas à une classe d’objets particulière, mais plutôt aux phénomènes relativistes d’aberration et d’amplification de la lumière dus au quasi-alignement de l’axe du jet avec la direction d’observation.

Ostriker & Vietri ont proposé que les Lacertides seraient en réalité des artefacts dus à l’amplification de l’émission de FSRQ par effet de lentille gravitationnelle (Ostriker & Vietri 1985, 1990). La lentille amplifiant préférentiellement le continuum du spectre du blazar au détriment des raies d’émission, ces derniers apparaissent alors dénués de raies d’émission. Mais si cette explication peut être appliquée pour quelques Lacertides (A0 0235+164, MS 0205.7+3509, PKS 0537–441; voir Rector & Stocke (2003) pour plus de détails), elle peine à interpréter la grande majorité des Lacertides (Urry & Padovani 1995).

§ 5. Le spectre des blazars

Il est habituel d’afficher la distribution spectrale d’énergie (SED) des blazars dans un diagramme νF_ν en fonction de ν en représentation logarithmique, où F_ν est le flux différentiel monochromatique ($\text{erg s}^{-1} \text{s}^{-1}$). Comme on a:

$$P = \int_{\nu_1}^{\nu_2} F_\nu d\nu = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \nu F_\nu \frac{d\nu}{\nu} = \int_{\ln \nu_1}^{\ln \nu_2} \nu F_\nu d(\ln \nu) \quad (5.3)$$

cette représentation a l'avantage de permettre de comparer directement la puissance entre différentes bandes spectrales. La SED des blazars est constituée de deux larges composantes (s'étendant sur un nombre important de décades en fréquence), semblables à deux "bosses" en représentation νF_ν (voir la figure 6). La première bosse atteint son maximum à basse fréquence, dans le domaine radio-millimétrique/infrarouge, voir pour les sources les plus extrêmes, dans les rayons X. La seconde bosse pointe dans le domaine des rayons gammas, c'est à dire au-delà du MeV, atteignant même le TeV dans certains cas. On observe des spectres en loi de puissance ($F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$) sur plusieurs décades en fréquence, ce qui dénote une origine non thermique de ce rayonnement. Le spectre radio des blazars est généralement plat dans le domaine radio ($-0.5 \leq \alpha \leq 0.5$), alors qu'il se durcit à haute énergie ($0 \leq \alpha \leq 1$). De plus, la température de brillance des lacertides est généralement très élevée, au delà de $T_B > 10^{11}$ K (Kellermann & Pauliny-Toth 1969; Quirrenbach *et al.* 1992; Kellermann 2003).

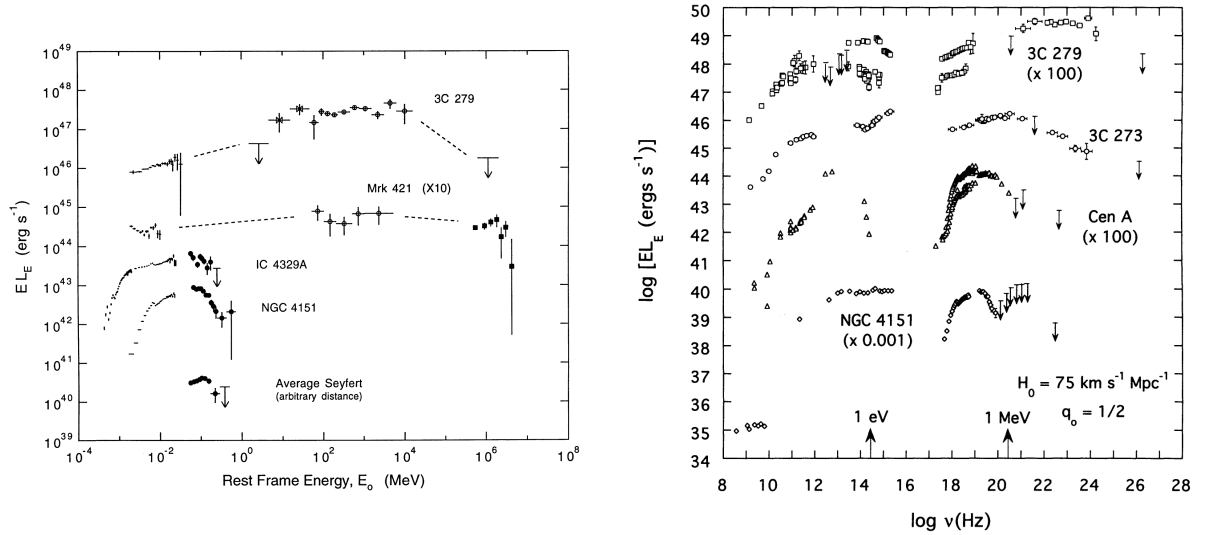


FIG. 6. Exemples de SED de quelques blazars, comparées à des SED de galaxies de Seyfert. Tiré de Dermer & Gehrels (1995)

On subdivise les Lacertides en deux sous classes, selon la position du maximum de la première bosse du spectre. Dans le cas où le pic à basse énergie est situé dans le domaine radio ou infrarouge, on parle alors d'objets LBL pour "low peaked BL Lac"; si le pic se situe plutôt dans le domaine UV/X, on parle alors de HBL pour "High peaked BL Lac".

Tous les AGN qui ont été détectés au delà de 100 MeV par le satellite EGRET font partis de la classe des blazars (90 objets environ), dont 90% sont des FSRQ, les 10% restant étant des Lacertides (von Montigny *et al.* 1995; Mukherjee *et al.* 1997; Mattox & Ormes 2002). Les blazars constituent ainsi la grande majorité des sources non transitoires détectées par EGRET.

Depuis la détection de Mrk 421 au TeV par l'expérience Whipple en 1992 (Punch *et al.* 1992), les Lacertides sont suspectées d'être des sources puissantes dans ce domaine du spectre électromagnétique. Avec l'avènement des télescopes Cherenkov sensibles au rayons gamma du TeV (H.E.S.S., Magic, Veritas, ...), plus d'une vingtaine de blazars ont été détectées au TeV, la

grande majorité appartenant à la classe des HBL (voir le tableau 1 page 21).

De nombreux modèles ont été développés pour interpréter avec plus ou moins de succès le spectre en double bosse des blazars. Tous ces modèles peuvent être regroupés en deux grandes familles, selon la nature des particules relativistes qui sont à l'origine de l'émission de haute énergie.

§ 5.1. Les modèles leptoniques

Dans les modèles leptoniques, la composante basse énergie du spectre est attribuée à l'émission synchrotron de particules leptoniques relativistes (électrons ou/et positrons), interagissant avec un champ magnétique B et se propageant à vitesse relativiste dans un jet avec un facteur de Lorentz d'ensemble Γ_b . Cette hypothèse permet d'expliquer la polarisation du rayonnement radio et optique, ainsi que la forme en loi de puissance des spectres observés en radio. A partir de là, plusieurs interprétations émergent pour expliquer la deuxième bosse du spectre.

Les modèles leptoniques interprètent la composante haute énergie de la SED par la diffusion Compton inverse d'un rayonnement de photons mous par la population de particules leptoniques relativistes. Dans ce processus, les particules leptoniques transfèrent lors de l'interaction Compton inverse tout ou partie de leur énergie à des photons mous, qui voient ainsi leur énergie augmentée d'autant. Selon l'origine des photons mous impliqués dans le processus de diffusion Compton, deux types de modèles leptoniques émergent.

Le premier type de modèle, appelé modèle Compton externe (EC pour "*external Compton*") regroupe les modèles qui considèrent que le champ de photons mous est extérieur à la source. Ainsi, il peut s'agir des photons émis par le disque d'accrétion (Dermer & Schlickeiser 1993) qui interagissent alors dans les régions centrales de l'AGN, proche de la base du jet. La région d'interaction étant relativement compacte, on s'attend à une forte création de paires électron/positron pouvant atténuer fortement le rayonnement de haute énergie (Henri & Pelletier 1991), effet qui n'a pas été pris en compte par les auteurs. Sikora *et al.* (1994) ont développé un modèle alternatif dans lequel la source de photons mous est l'émission de la broad line region (BLR) qui diffuse les photons du disque. Ghisellini & Madau (1996) ont proposé que la BLR soit illuminée par le rayonnement synchrotron de la source elle-même, lorsque la source traverse cette région. Ce modèle a l'avantage de proposer une interprétation auto-cohérente de la variabilité, puisqu'on attend alors une forte émission de rayons gammas lors de la traversée de la BLR par le plasma de leptons. Enfin, d'autres modèles font l'hypothèse que les photons mous sont issus du tore de poussière de l'AGN (Sikora *et al.* 1994).

La deuxième grande classe de modèle leptonique considère que les photons mous impliqués dans le processus de diffusion Compton sont les photons synchrotrons de la source elle-même. Dans ce cas, la même population de particules est responsable de l'émission synchrotron (première bosse) et de l'émission Compton inverse (deuxième bosse) en interagissant avec son propre rayonnement. Ce processus porte le nom de processus SSC pour "*self-synchrotron Compton*" (Marscher & Gear 1985). Ce modèle prédit une variabilité corrélée entre les composantes haute et basse énergie de la SED: on peut montrer que dans le régime de diffusion Thomson du processus Compton inverse, le rapport de luminosité Compton sur luminosité synchrotron est directement égal au rapport de la densité d'énergie des photons synchrotrons

sur la densité d'énergie magnétique:

$$\frac{L_{ci}}{L_{syn}} = \frac{U_{syn}}{B^2/8\pi} \quad (5.4)$$

En écrivant que $U_{syn} = L_{syn}/4\pi R^2 c$ où R est la taille caractéristique de la source, on obtient:

$$L_{ci} = \frac{2}{c} \left(\frac{L_{syn}}{BR} \right)^2 \propto L_{syn}^2 \quad (5.5)$$

Peu de modèles fournissent une explication auto-cohérent aussi élégante de la variabilité corrélée des blazars. Celle-ci est généralement attribuée à la variation *ad hoc* de la distribution de particules relativistes ou de l'interaction de la source avec son environnement (Ghisellini & Madau 1996). Les travaux réalisés à Grenoble par l'équipe SHERPAS lient la variabilité des blazars à la production de paires qui s'avère être un phénomène non linéaire extrêmement instable dans certaines conditions (Henri & Pelletier 1991; Marcowith *et al.* 1995; Saugé & Henri 2004; Boutelier *et al.* 2008). Développés dans le cadre du modèle du two-flow (Pelletier 1985), ces modèles apparaissent comme une piste de recherche très prometteuse pour interpréter la variabilité des Lacertides.

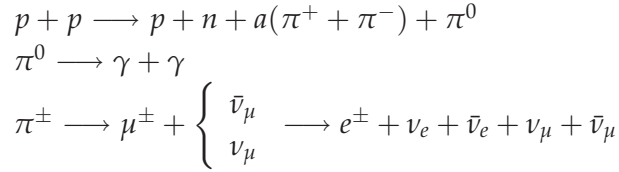
Les modèles d'émission leptoniques peuvent se subdiviser en deux autres catégories selon la géométrie adoptée pour modéliser la source. On a d'un côté les modèles inhomogènes, où on considère le jet à grande échelle (Ghisellini *et al.* 1985; Boutelier *et al.* 2008; Graff *et al.* 2008). L'émission perçue par l'observateur est alors le résultat de l'intégration sur toute la longueur du jet de l'émission de tranches élémentaires de jet. Il convient alors de calculer ou de prescrire l'évolution spatiale et temporelle des paramètres physiques du jet et du plasma. D'autre part, on distingue les modèles homogènes une zone (Marscher & Gear 1985), pour lesquels la source a une symétrie sphérique. Les photons sont simultanément produits de manière co-spatiale dans la zone d'émission et toutes les grandeurs physiques sont alors moyennées sur la taille de la source. Ces modèles sont considérablement simplifiés par rapport aux modèles inhomogènes car on n'a pas de dépendance spatiale des paramètres. Cette approche fournit néanmoins d'excellents résultats et est beaucoup plus simple à implémenter et à interpréter que les modèles inhomogènes. Elle est particulièrement bien adaptée aux modélisations SSC pour décrire les composantes haute énergie du spectre (rayons X et gamma) ainsi que leur variabilité rapide dans le cadre de variations locales des propriétés du plasma ou du jet. Le cadre fourni par les modèles homogènes apparaît de plus particulièrement adaptée à la modélisation des nodules observés en VLBI. Néanmoins, pour des raisons d'auto-absorption du rayonnement synchrotron, les modèles homogènes une zone se trouvent dans l'impossibilité de reproduire la composante radio de basse fréquence des spectres. Des modèles alternatifs adoptent une approche hybride, pour laquelle la partie haute énergie du spectre est reproduite par un modèle homogène une zone, et la partie basse énergie par un modèle de jet inhomogène simplifiée ("blob in jet model" Katarzyński *et al.* 2001, 2003).

§ 5.2. Les modèles hadroniques

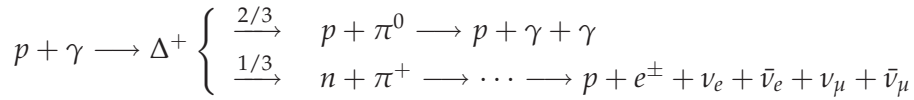
Les modèles hadroniques font l'hypothèse que les particules précurseurs du rayonnement sont des hadrons (protons, pions). La désintégration de ces particules produit alors le rayonnement

observé, ou encore des paires électrons/positrons qui contribueront ensuite le rayonnement observé. Il existe plusieurs processus amenant à la création de paires à partir de protons ou de pions:

- Le premier, par l'intermédiaire de la décomposition de pions créés par interaction proton/proton:



- Le second, complémentaire du premier est la photo-production de pions par excitation de la résonance $\Delta(1232)$:



Ainsi, des hadrons suffisamment énergétiques peuvent conduire à la l'émission de photons gamma via l'interaction pp sur le gaz environnant et/ou via l'interaction $p\gamma$ avec les photons ambiants. Ceci conduit à la formation de mésons $\pi^{\pm,0}$ qui peuvent eux aussi conduire à la formation de photons, paires, et neutrinos. Aharonian (2000) propose le rayonnement synchrotron direct de protons énergétiques ($E > 10^{19}$ eV) dans un environnement fortement magnétisé ($B \sim 30 - 100$ G). Ces modèles prévoient des conditions physiques régnant au sein de la zone d'émission encore plus extrêmes que ce que prévoient les modèles leptoniques. Cela soulève des problèmes théoriques épineux pour expliquer comment ces conditions physiques peuvent se former au sein d'un flot relativiste (accélération des protons, génération de champs magnétiques intenses...). De plus, ces modèles ont beaucoup de mal à rendre compte de la variabilité corrélée observée entre les composantes haute et basse énergie du spectre.

Dans le modèle PIC ("*protons initiated cascade*", Mannheim *et al.* 1991), les électrons et les protons sont accélérés simultanément et cospatialement. Le rayonnement synchrotron des électrons produit alors la composante radio du spectre. En interagissant avec des photons créés en dehors de la source, les protons produisent des pions par collision $p\gamma$ qui produisent à leur tour des photons gamma, qui se dégradent alors dans une cascade électromagnétique, produisant l'émission haute énergie du spectre. Si ce modèle peut reproduire avec succès les SED de certains objets (Mannheim & Biermann 1992; Mannheim 1996), il échoue encore à reproduire la variabilité observée.

Le modèle SPB ("*synchrotron proton blazar*") reprend les mêmes ingrédients que le modèle PIC, en considérant cette fois que les photons qui entrent en jeu dans l'interaction $p\gamma$ sont les photons synchrotrons produits par les électrons co-accélérés. Ce type de modèle est appelé SS-PIC pour "*synchrotron-self protons initiated cascade*", non sans rappeler les modèles leptoniques SSC. Rachen (2000) a introduit deux ingrédients supplémentaires au modèle SPB classique, en tenant compte de l'émission synchrotron des muons et des électrons issus de leur dégradation, ce qui reproduit le spectre haute énergie en X et au TeV. Ce scénario a l'avantage de prédire une variabilité corrélée X-TeV.

Tous les modèles hadroniques prédisent un flux important de neutrinos en tant que produits de désintégration des hadrons. Cette prédiction constitue un diagnostic observationnel très important et pouvant discriminer les modèles hadroniques des modèles leptoniques.

§ 6. Séquences de blazars et modèle d'unification

§ 6.1. Séquence des blazars

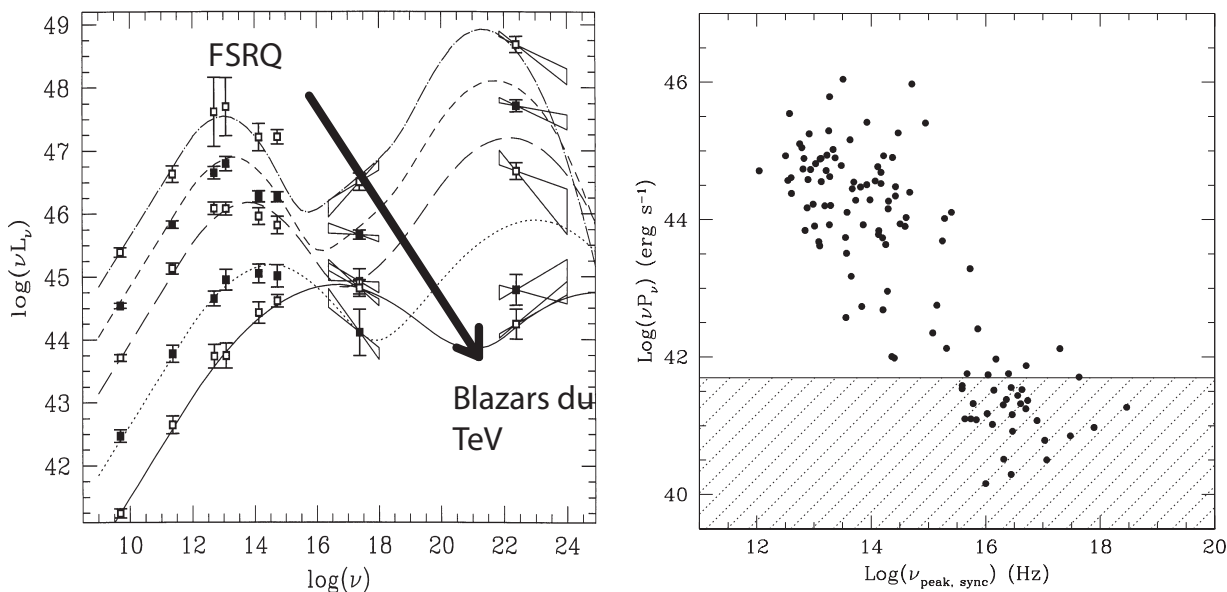


FIG. 7. Séquence des blazars d'après Fossati *et al.* (1998). A gauche: les blazars les plus puissants (FSRQ) sont le plus décalés vers les basses énergies, alors que les moins puissants (BL Lac) piquent à plus haute énergie. A droite: anticorrélation entre la puissance radio (à 5 GHz) et la fréquence du pic synchrotron observée par Fossati *et al.* (1998) pour un large échantillon de blazars.

En superposant dans un même diagramme les SED d'un échantillon de blazars, Fossati *et al.* (1998) ont mis en évidence une continuité spectrale entre les différents types de blazars. Les blazars les plus lumineux sont aussi ceux dont le spectre pique aux énergies les plus basses, qui correspondent aux FSRQ, tandis que les moins puissants qui piquent à plus haute énergie correspondent aux HBL et blazars du TeV (voir la figure 7, Fossati *et al.* 1998).

La transition entre FSRQ, LBL, HBL, et blazars du TeV apparaît continue, et une anticorrélation entre la puissance radio et la position du pic d'émission synchrotron a été clairement mise en évidence par Fossati *et al.* (1998) (voir le diagramme $\nu L\nu_{\text{radio}} - \nu_{\text{sync}}$ à droite de la figure 7). Ainsi en dessous d'une puissance radio de $10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$, le pic d'émission synchrotron est situé au delà de $\sim 10^{15.5} \text{ Hz}$. Le spectre des blazars semble alors être contrôlé par un seul paramètre observationnel, la puissance bolométrique radio: c'est ce que Fossati *et al.* (1998) appelle la séquence des blazars. Cette transition entre différents types d'objets ne peut s'expliquer par les seuls effets d'orientation, et il est nécessaire de considérer des différences intrinsèques entre ces objets (Fossati *et al.* 1998; Urry 1999).

En ce basant sur l'ajustement de SED d'un large échantillon de blazars, Ghisellini *et al.* (1998) ont proposés que les différences observationnelles des blazars pourraient s'interpréter

en terme d'efficacité du processus d'émission Compton inverse externe. Selon eux, la transition FSRQ \rightarrow BL Lac s'expliquerait par une diminution de la densité d'énergie du champ de photons mous externes. Ainsi, le processus Compton externe serait dominant dans les FSRQ, induisant un refroidissement efficace des particules ce qui conduit à des fréquences caractéristiques d'émission relativement faibles et des puissances bolométriques dissipées importantes. À l'inverse, seul le processus SSC serait à l'oeuvre dans les Lacertides. Etant moins efficace, cela conduit naturellement à des fréquences caractéristiques d'émission plus élevées, mais des puissances bolométriques dissipées plus faibles.

Toutefois, la séquence des blazars comme elle a été définie par Fossati *et al.* (1998) a été rapidement remise en cause par différents auteurs, critiquant notamment les biais de sélection dont souffre l'échantillon de blazars utilisé par Fossati *et al.* (1998). En se basant sur un échantillon plus hétérogène, notamment en explorant le domaine des faibles puissances radio du diagramme $\nu L\nu_{\text{radio}} - \nu_{\text{syn}}$, Padovani *et al.* (2003) ne trouvent pas d'anticorrélation, et les sources sont très dispersés sur plusieurs ordres de grandeurs dans le diagramme. L'étude de l'échantillon de blazars CLASS par Caccianiga & Marchã (2004), qui explore lui aussi les très basses puissances radio, ne confirme aucune anticorrélation. De plus, il met en évidence qu'au minimum 30 % des sources à faible puissance radio ne respectent pas la séquence des blazars. Si Caccianiga & Marchã (2004) reconnaît que son échantillon peut être contaminé par des sources n'étant pas des blazars, cette contamination à elle seule ne peut expliquer un tel résultat. De surcroît, Caccianiga & Marchã (2004) identifie au moins deux de ces sources comme appartenant de manière certaine à la classe des blazars. Ces sources sont caractérisées par une faible puissance radio et un pic d'émission synchrotron à basse fréquence. Elles sortent alors clairement de la séquence des blazars. L'article de revue de Padovani (2007) dresse une liste des faits observationnels qui contredisent la séquence des blazars, et conclue que cette dernière serait en fait un artefact due à des biais de sélection de l'échantillon de blazars de Fossati *et al.* (1998). De plus, Nieppola *et al.* (2008) montre que si une corrélation existe dans le plan $\nu L\nu_{\text{radio}} - \nu_{\text{syn}}$, celle-ci est positive dès lors qu'on considère les paramètres intrinsèques aux sources, c'est à dire en tenant compte du facteur Doppler pour les corriger des effets relativiste.

Bref, l'idée de séquence des blazars comme elle a été introduite par Fossati *et al.* (1998) est certainement fautive, ou du moins trop simpliste. Elle a eu en tout cas le mérite de susciter lors des dix dernières années de nombreuses études sur les différentes populations de blazars et sur la façon de les relier entre elles. Dans ce contexte, les travaux de Ghisellini & Tavecchio (2008) proposent un autre type de séquence des blazars, contrôlée cette fois par les paramètres d'accrétion des blazars: la masse du trou noir M_{tn} et le taux d'accrétion \dot{M}_{acc} (ou de manière équivalente, la luminosité du disque L_{disc}). À partir d'un certain nombre d'hypothèses simplificatrices que je ne détaille pas ici, Ghisellini & Tavecchio (2008) parviennent à expliquer la plupart des caractéristiques de la population des blazars, et notamment comment la nature passe d'une classe d'objet à une autre. Ce modèle propose également un certain nombre de prédictions qui pourront être vérifiées ou falsifiées, notamment grâce à la contribution du télescope gamma *Fermi*. La figure 8 montre où les différentes classes de blazars se situent dans un diagramme $M_{\text{tn}} - \dot{M}_{\text{acc}}$, et explique le passage d'une classe à une autre par la variation de ces paramètres.

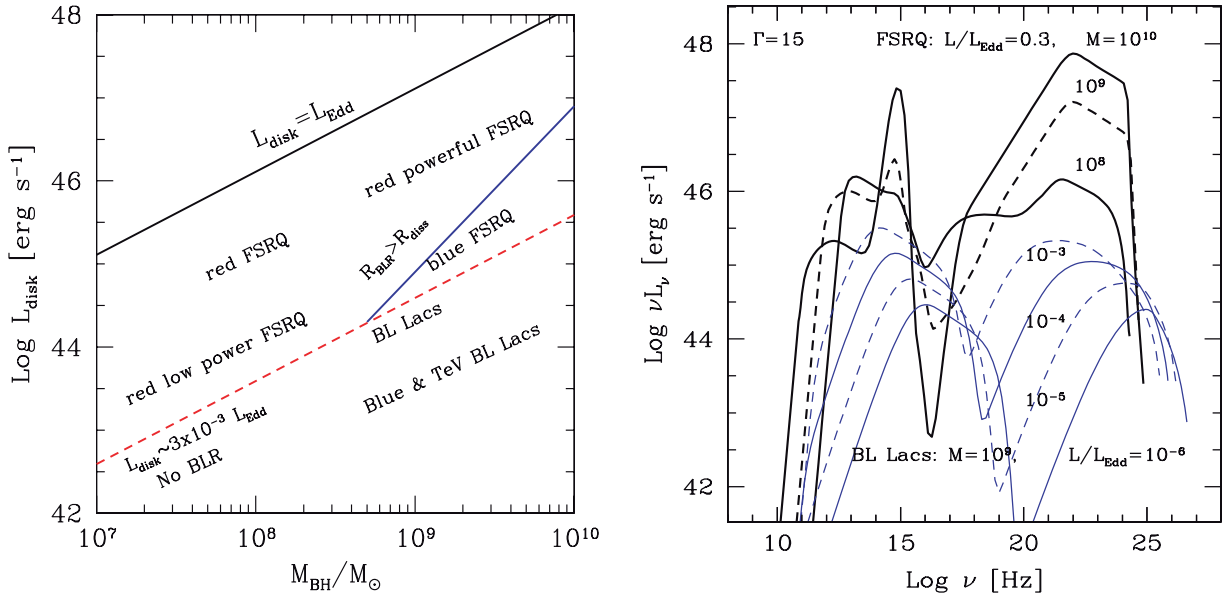


FIG. 8. Nouvelle séquence des blazars proposée par Ghisellini & Tavecchio (2008), contrôlée par les paramètres d'accrétion du blazar. A gauche: diagramme des blazars dans le plan $M_{\text{th}} - L_{\text{disc}}$ (équivalent à \dot{M}_{acc}) et où chacune des classes de blazars est attendue. A droite: spectres de blazars prédits en fonction de la masse du trou noir et de la luminosité du disque. Pour les FSRQ (traits gras), seule la masse du trou noir varie et la luminosité du disque est fixée à $L_{\text{disc}} = 0.3 L_{\text{edd}}$. Pour les BL Lacs, (traits fins), la masse du trou noir est fixée à $10^9 M_{\odot}$ et la luminosité du disque varie comme indiquée sur la figure.

§ 6.2. Unification avec les radio-galaxies

Comme on a pu le voir, il semble raisonnable de relier les blazars aux radio-galaxies FR-I et FR-II, en attribuant les différences observées par des effets d'orientation qui implique d'importants effets relativistes pour les blazars. En se basant sur des arguments de puissance émise, il est tentant d'associer les Lacertides (moins puissantes) aux radio-galaxies de type FR-I, et les FSRQ aux radio-galaxies de type FR-II (les plus puissantes). Cette hypothèse a été étudiée intensivement dans les années 90, et ces principaux résultats sont synthétisés par l'article de Urry & Padovani (1995) (voir également Chiaberge *et al.* 2000a). L'étude de la luminosité des sources radio-louds permet de mettre en évidence une continuité entre radio-galaxies et blazars. Cette approche permet de contraindre avec plus ou moins de précision la dynamique d'ensemble des jets (leur vitesse). Celle-ci serait relativiste avec des facteurs de Lorentz de quelques unités ($\langle \Gamma_b \rangle \approx 7$ voir moins, de l'ordre de 3 ou 4).

Le fait que les modèles SSC et EC utilisés pour modéliser les Lacertides s'appliquent bien aux radio-galaxies FR-I vient conforter cette idée d'unification. Ainsi, Marcowith *et al.* (1998) puis Chiaberge *et al.* (2001) ont modélisé avec succès le spectre de la galaxie Centaurus A (FR-I) (voir la figure 9) à partir de tels modèles, vus sous un angle $50^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$ contraint à partir d'observations VLBI (Tingay *et al.* 1995). De même pour la galaxie NGC 6251 en utilisant $\theta \sim 20^\circ$ (Chiaberge *et al.* 2003).

De plus, on commence à détecter certaines galaxies FR-I dans le domaine du TeV (M87 et Centaurus A).

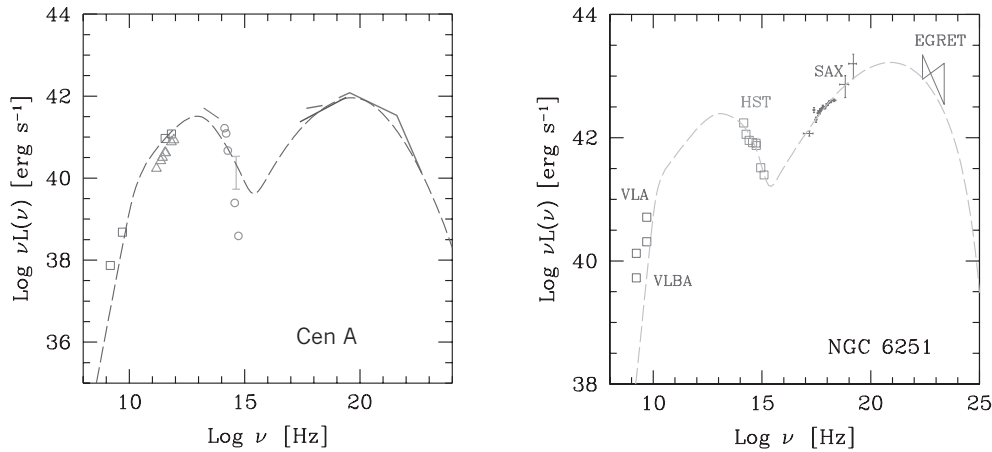


FIG. 9. SED de deux radio-galaxies FR-I. A gauche: Centaurus A (3.5 Mpc) et à droite NGC 6252 ($z = 0.023$). Les spectre de ces deux objets montrent des similitudes avec ceux des Lacertides (structure à deux bosses), et un modèle SSC une zone ajuste bien les donnée en supposant un grand angle d'observation. Tiré de Chiaberge *et al.* (2001) et Chiaberge *et al.* (2003).

§ 7. Nécessité des jets relativistes

On associe généralement aux objets radio-louids l'idée de jets relativistes. Il apparaît en réalité que cette hypothèse s'avère être nécessaire pour interpréter correctement les observations. Je vais à présent passer en revue quelques arguments observationnels qui nécessitent ces jets relativistes.

§ 7.1. Arguments morphologiques

Par argument morphologiques, j'entend par là traiter de l'apparence des jets des radio-galaxies.

•Mouvement superluminique

La possibilité d'observer des mouvements apparemment superluminiques a été prédite par Rees (1966). Il stipule en effet qu'un objet en mouvement relativiste vu sous un angle d'observation favorable peut sembler se déplacer à des vitesses supérieure à celle de la lumière. Ce résultat n'a pas tardé à être vérifié observationnellement dès les années 70, avec la détection de déplacements de nodules radio en VLBI apparemment plus rapide que la vitesse de la lumière. Depuis, il est apparu que ces déplacement superluminiques sont une caractéristique commune des radio-galaxies, excepté pour le cas de blazars du TeV. Des déplacement apparents jusqu'à 25 fois plus rapide que la vitesse de la lumière ont été observés dans le cas de 3 sources, ce qui constitue un record (Piner *et al.* 2006).

Ce phénomène intervient dès lors qu'une se source se déplace avec une vitesse réelle proche de la vitesse de la lumière ($v_b = \beta_b c$ avec $\beta_b \approx 1$) et est dû à deux effets. Premièrement le mouvement est projeté dans le plan du ciel, ce qui résulte donc en un déplacement apparent observé entre t et $t + dt$ valant $v_b dt \sin \theta$, où θ est l'angle que fait la direction de propagation avec la ligne de visée. Deuxièmement, il faut tenir compte du délai de propagation de la lumière à la vitesse finie c , qui affecte des signaux émis en direction de l'observateur à t et $t + dt$. Ainsi, l'intervalle de temps séparant l'arrivée des deux signaux émis à t et $t + dt$ vaut $dt_{\text{obs}} = dt(1 - \beta_b \cos \theta)$. La figure 10 (à gauche) montre comment est calculé le déplacement apparent.

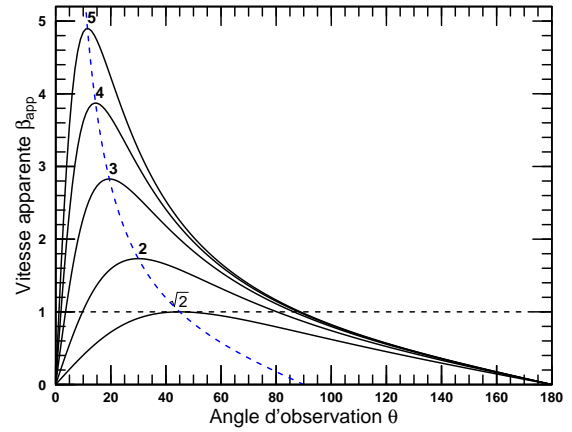
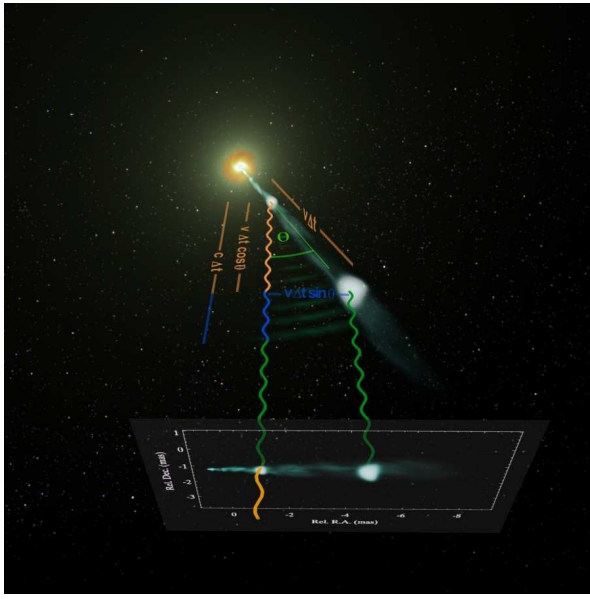


FIG. 10. A gauche: schéma explicatif du mouvement superluminaire. Ci dessus: vitesse apparente en fonction de l'angle d'observation pour différents facteurs de Lorentz du jet.

Il en résulte que la vitesse apparente β_{app} mesurée par un observateur vaut (exprimée en unité de c):

$$\beta_{\text{app}} = \frac{\beta_b \sin \theta}{1 - \beta_b \cos \theta} \leq \beta_b \Gamma_b \quad (7.6)$$

La vitesse apparente peut être supérieure à c dès lors que $\beta_b > \sqrt{2}/2$ (ou $\Gamma_b > \sqrt{2}$). La figure 10 (à droite) montre l'évolution de la vitesse apparente du jet en fonction de l'angle d'observation pour différentes valeurs de facteur de Lorentz.

• Absence de contre jet

Les observations de Lacertides à très haute résolution (VLBI) montrent que seul le jet se dirigeant dans notre direction est visible alors que le contre-jet (qui fuit l'observateur) n'est jamais détecté. Cette observation s'interprète aisément si on tient compte de l'amplification du rayonnement d'une source en mouvement relativiste. En effet, les transformations de Lorentz appliquées à un rayonnement initialement isotrope dans le référentiel d'une source au repos se trouve être focalisé vers l'avant de la trajectoire de la source dans un cône d'ouverture $\sim 1/\Gamma_b$ dans le référentiel de l'observateur. Ce calcul fait intervenir le facteur Doppler de la source $\delta_b = 1/\Gamma_b(1 - \beta_b \cos \theta)$ qui dépend de l'angle θ entre la direction de la trajectoire et la direction d'observation. En notant I_0 l'intensité de la source dans son référentiel au repos, l'intensité reçue par l'observateur vaut $I = I_0 \delta_b^4$. Ainsi, on déduit que le contraste d'intensité \mathcal{C} entre le jet (qui se propage à $+\beta_b$) et le contre-jet (qui se propage à $-\beta_b$) vaut:

$$\mathcal{C} = \left(\frac{\delta_b^+}{\delta_b^-} \right)^4 = \left(\frac{1 + \beta_b \cos \theta}{1 - \beta_b \cos \theta} \right)^4 \quad (7.7)$$

soit, dans le cas des Lacertides ($\theta \leq 1/\theta \ll 1$),

$$\boxed{16\Gamma_b^8 \leq \mathcal{C} \leq 256\Gamma_b^8} \quad (7.8)$$

Pour un facteur de Lorentz de seulement 5, le contraste entre les deux composante est déjà supérieur à 10^5 .

§ 7.2. Arguments radiatifs

•Température de brillance

La température de brillance d'une source radio ne peut dépasser 10^{12} K sans provoquer ce qu'on appelle l'effet de catastrophe Compton inverse (Kellermann & Pauliny-Toth 1969). La catastrophe Compton inverse désigne le refroidissement dramatique des particules relativistes par émission Compton inverse lorsque la densité d'énergie en photons mous est trop importante. Les mesures de températures de brillance dans les AGN montrent des valeurs de l'ordre ou supérieur à cette valeur critique (Kellermann & Pauliny-Toth 1969; Quirrenbach *et al.* 1989, 1992). Pour les objets dont il n'est pas possible de résoudre la structure, la température de brillance est estimée à partir de la mesure du temps de variabilité de l'objet (on parle aussi de température de variabilité). On montre que celle-ci vaut (Blandford *et al.* 1990):

$$T_{\text{var}} = \frac{1}{2\pi} \frac{S_\nu}{\nu^2} \left(\frac{d}{t_{\text{var}}} \right)^2 \quad (7.9)$$

où S_ν est la densité différentielle de flux monochromatique, t_{var} le temps caractéristique de variabilité, et d la distance de l'objet (les effets cosmologiques sont négligés).

Si on suppose que la source est animée d'un mouvement relativiste caractérisé par Γ_b , alors la température mesurée dans le référentiel de l'observateur est relié à la température intrinsèque de la source T_b par le facteur Doppler par la relation:

$$T_{\text{var}} = \delta_b^3 T_b \quad (7.10)$$

Ainsi, des facteur de Lorentz de l'ordre de 10 donnant lieux à des facteurs Doppler de l'ordre de $\delta_b \approx 20$ dans la limite des petits angles permet de repousser la température de brillance critique observée à $\sim 8 \times 10^{15}$ K. C'est néanmoins insuffisant pour expliquer les valeur de l'ordre de $\sim 10^{18}$ K qui ont été reportées par Quirrenbach *et al.* (1989), et des facteurs de Lorentz encore plus élevés sont à invoquer pour s'affranchir de la catastrophe Compton inverse.

•Compacité $\gamma\gamma$

Les photons gammas de très haute énergie sont susceptibles d'interagir avec des photons de plus basse énergie pour créer des paires électron/positron. Ce phénomène introduit un terme d'opacité au rayonnement des photons gammas, et si la densité de photons mous de la source est trop importante, cette dernière devient opaque à son propre rayonnement gammas et forme à la place des paires électron/positron. Ce phénomène est quantifié par ce qu'on appelle la compacité $\gamma\gamma$, via le paramètre de compacité ℓ , qui vaut pour une source de taille caractéristique R :

$$\ell = \frac{\sigma_{th} L}{4\pi R m_e c^3} \quad (7.11)$$

où L est la luminosité de la source à 1 MeV dans son référentiel au repos. Cette définition est adaptée aux blazars dont l'émission de haute énergie pique aux environs du MeV. Pour les blazars du TeV, il faut considérer dans cette équation la luminosité de la source à des énergies plus faibles, mais ceci n'a aucune influence sur la discussion à venir.

En utilisant le temps de variabilité de la source pour estimer une limite supérieure de sa taille caractéristique, on obtient une estimation de la limite inférieure de la compacité:

$$\ell \geq \ell_{\text{min}} = \delta_b^{-5} \frac{\sigma_{th}}{4\pi m_e c^4} \frac{L}{t_{\text{var}}} \longrightarrow \ell_{\text{min}} = 0.9 \delta_b^{-5} \left(\frac{L_{\text{obs}}}{10^{45} \text{ erg s}^{-1}} \right) \left(\frac{t_{\text{var}}}{\text{jour}} \right)^{-1} \quad (7.12)$$

où $L_{\text{obs}} = \delta_b^{-4} L$ (Maraschi *et al.* 1992; Henri *et al.* 1993). Lorsque $\ell > 1$, la production de paires est si efficace que tous les photons gammas sont absorbés pour créer des paires. Les luminosités ainsi que les temps de variabilité très rapides observés ($t_{\text{var}} \sim 250$ s; Aharonian *et al.* 2007b) nécessitent alors de grands facteurs Doppler pour que la compacité ($\ell \propto \delta_b^{-5}$) soit suffisamment faible pour permettre aux photons gammas de s'échapper de la source. Encore une fois, le caractère relativiste des jets est ici une nécessité.

3. Les blazars du TeV

AGNs	Redshift	Type	First Detection	
			Year	Instrument
Cen A	0.002	FRI	2008	H.E.S.S.*
M87	0.004	FRI	2003	HEGRA
Mkn 421	0.030	HBL	1992	Whipple
Mkn 501	0.034	HBL	1996	Whipple
1ES 2344+514	0.044	HBL	1998	Whipple
Mkn 180	0.046	HBL	2006	MAGIC*
1ES 1959+650	0.047	HBL	1999	7-Tel. Array
BL Lac	0.069	LBL	2008	MAGIC*
PKS 0548-322	0.069	HBL	2007	H.E.S.S.*
PKS2005-489	0.071	HBL	2005	H.E.S.S.*
RGB J0152+017	0.080	HBL	2007	H.E.S.S.*
W Comae	0.102	IBL	2008	VERITAS*
PKS2155-304	0.116	HBL	1999	Mark VI
RGB J0710+590	0.125	BLLac	2009	VERITAS*
H 1426+428	0.129	HBL	2002	Whipple
1ES 0806+524	0.138	HBL	2008	VERITAS*
1ES 0229+200	0.139	HBL	2006	H.E.S.S.*
H 2356-309	0.165	HBL	2006	H.E.S.S.*
1ES 1218+304	0.182	HBL	2006	MAGIC*
1ES 1101-232	0.186	HBL	2006	H.E.S.S.*
1ES 0347-121	0.188	HBL	2007	H.E.S.S.*
1ES 1011+496	0.212	HBL	2007	MAGIC*
PG 1553+113	>0.250	HBL	2006	H.E.S.S.*
S5 0716+714	0.3(?)	HBL	2008	MAGIC*
3C 66A	0.4(?)	IBL	2006	VERITAS*
3C 279	0.536	FSRQ	2008	MAGIC*
PKS 1424+240	?	IBL	2009	VERITAS*

TAB. 1. AGN détectés au TeV, par ordre croissant de redshift. Les instruments de nouvelle génération sont indiqués avec une *. (issu de Gérard 2008)

Le premier blazar à avoir été découvert dans le domaine d'énergie du TeV (10^{12} eV) a été Mrk 421, par le télescope Whipple en 1992 (Punch *et al.* 1992). Depuis, avec le développement des techniques d'observation gamma, notamment dans le domaine des télescopes Cherenkov (H.E.S.S., Magic, Veritas, ...), une vingtaine de Lacertides ont été détectées avec un haut niveau de confiance (voir le tableau 1). Les blazars du TeV font tous partie de la classe des HBL, et ont leurs pic basse énergie (resp. haute énergie) dans le domaine des rayons X (resp. GeV-TeV).

Comme je l'ai déjà mentionné, ces objets sont relativement peu puissants par rapport aux autres blazars (les FSRQ notamment). Par contre, ces sources sont celles qui montrent des phénomènes de variabilité les plus complexes et les plus rapides de tous les AGN. On peut définir deux types de variabilité selon leur échelle de temps caractéristique:

Premièrement une variabilité à long terme à l'échelle de l'année, pendant laquelle se succèdent des périodes d'activité et de flux intense, entrecoupées de périodes de quiescence à des niveaux de flux plus bas.

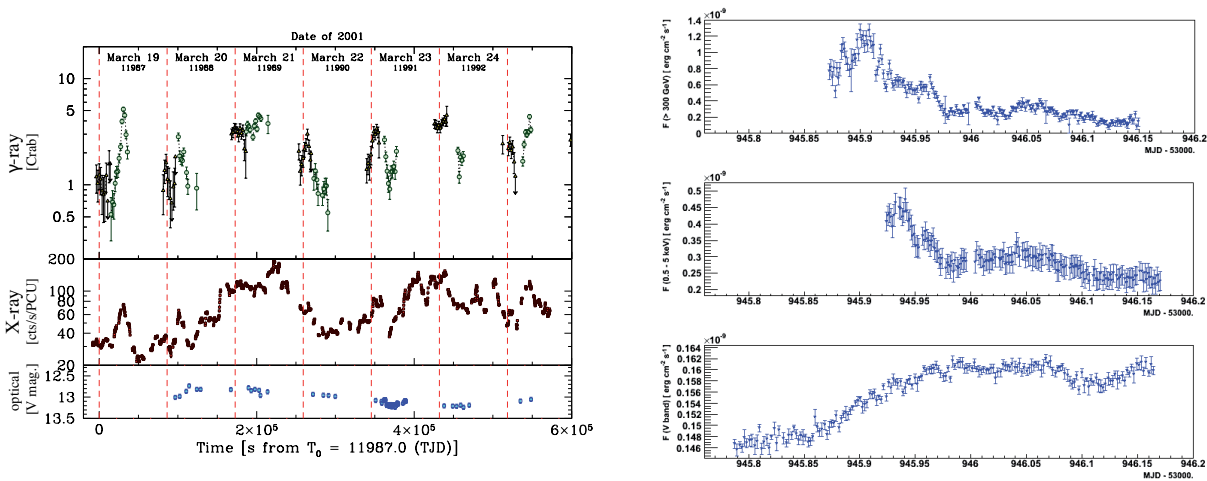


FIG. 11. A gauche: courbes de lumière simultanées pour Mrk 421 en optique (bande V, en bas), rayons X (bande 2–10 keV au milieu), et TeV ($E > 0.4$ TeV, en haut) tirée de Fossati *et al.* (2008). A droite: courbes de lumière simultanées pour PKS 2155–30 en optique (bande V, en bas), rayons X (bande 0.5–5 keV, au milieu) et TeV ($E > 0.2$ TeV, en haut) pendant l'épisode d'intense activité de juillet 2006 observé par H.E.S.S. (Aharonian *et al.* 2009).

Pendant les épisodes de flux élevé, une variabilité très rapide est observée (temps de variabilité variant de la journée à quelques minutes). Le blazar est alors dans un état d'éruption, ou “flare” en anglais. On parle de variabilité “intraday” (voir la figure 11). La variabilité la plus rapide jamais observée concerne le blazar PKS 2155–304, pour lequel le télescope H.E.S.S. a mesuré des variations de flux sur une échelle de 250 s pendant que le flux TeV atteignait un niveau 50 fois supérieur à la normale (Aharonian *et al.* 2007b). Des temps de variations aussi rapides requièrent des tailles de source extrêmement compactes. La compacité est d'ailleurs si élevée que les modèles d'émission homogènes une zone nécessitent des facteurs de Lorentz incroyablement élevés ($\gtrsim 50 - 100$; Begelman *et al.* 2007). Ces épisodes de flares sont associés à l'éjection de composantes radio (voir par exemple le cas de BL Lac rapporté par Marscher *et al.* 2008). Dans la plupart des cas, ces composantes ne sont pas superluminiques, voir stationnaires

(Piner *et al.* 2008). Evidemment ce fait observationnel ne plaide pas en faveur des grands facteurs de Lorentz déduits des modèles d'émission homogène une zone.

On observe lors des épisodes de flare au TeV une variabilité corrélée entre les composantes basse énergie et haute énergie du spectre, notamment entre le TeV et les rayons X. Il a été observé dans le cas de Mrk 421 que l'amplitude de la variabilité décroît avec l'énergie (Giebels *et al.* 2007), mais cela reste à tester pour les autres objets. De plus, les flux X et TeV évoluent le plus souvent de manière quadratique, ce qui rend très crédible l'hypothèse SSC (voir l'équation 5.5) pour interpréter les observations simultanées X et TeV. Les comportements de variabilité sont évidemment plus complexes que cette simple relation quadratique, et des retards peuvent être observés entre bandes d'énergie, qu'il est possible de comprendre en tenant compte dans les modèles d'émission de l'évolution du plasma au cours d'un flare. On peut noter le cas de 1ES 1959+650 qui a montré un épisode de flare au TeV non suivi de variabilité en X, dénommé pour cette raison flare orphelin (Krawczynski *et al.* 2004).

En supposant que les photons du TeV sont produits par le processus SSC, alors le plasma de particules émettrices est nécessairement hautement relativiste, avec des électrons possédant une énergie au moins équivalente à celle des photons observés (au facteur Doppler près). Il est donc nécessaire que les électrons du plasma aient des facteurs de Lorentz individuels de l'ordre de $\gamma \sim 10^{5-6}$ et donc de trouver un mécanisme efficace capable d'accélérer les particules à ces énergies.

Ainsi, l'étude du rayonnement de très haute énergie des blazars du TeV permet de mieux comprendre les processus d'accélération de particules dans l'environnement proche des trous noirs. Les processus d'accélération pouvant produire de tels plasma relativistes dans des conditions astrophysiques ont été introduit par Fermi à la fin des années 40 pour expliquer l'origine des rayons cosmiques.

Appliquées au contexte des AGN, les idées de Fermi ont été adaptées aux conditions physiques dans les jets relativistes. L'idée la plus communément admise est celle de l'accélération dans les chocs. Une particule piégée au voisinage d'un choc subit un grand nombre de diffusions conduisant à un gain en énergie à chaque aller-retour de la particule de part et d'autre du front de choc. Ce processus est appelé processus de Fermi du premier ordre (Fermi I) car le gain en énergie dépend au premier ordre de la vitesse du choc. Ce mécanisme d'accélération a l'avantage de générer des distributions d'énergie de particules en loi de puissance, particulièrement bien adaptées pour reproduire les spectres des AGN qui sont des lois de puissance.

D'autres modèles supposent l'accélération des particules par interaction entre le plasma et la turbulence magnétique. Les particules subissent des diffusions multiples sur les irrégularités du champ magnétique ayant des vitesses aléatoires. Il en résulte un gain en énergie nul au premier ordre, mais non nul au second. De ce fait, ce mécanisme est appelé processus d'accélération de Fermi du second ordre (Fermi II). Ce processus d'accélération conduit à des distributions de particules hors-équilibre quasi mono-énergétiques de type quasi-maxwelliennes relativistes.

Je vais décrire en détails dans le chapitre à venir ces différents mécanismes d'accélération. Puis le chapitre suivant traite des processus radiatifs (synchrotron et Compton inverse) invoqués pour interpréter l'émission des blazars, et le dernier chapitre d'introduction de cette thèse est

consacré à la description du processus de création de paires. Comme j'espère le montrer dans cette thèse, ce processus serait un ingrédient essentiel pour l'interprétation des observations de variabilité rapide des blazars du TeV.

2

Accélération de particules

Plan du chapitre

1. L'accélération de Fermi	25
2. Accélération par onde de choc - Processus de Fermi I	28
§ 8. Relations de passage dans un choc: les relations de Rankine-Hugoniot	28
§ 9. Accélération des particules par une onde de choc	28
3. Accélération stochastique - Processus de Fermi II	30
§ 10. Equation de Fokker-Planck	30
§ 11. Formation d'une pile-up	30
§ 11.1. Coefficient de diffusion sur une turbulence d'onde d'Alfvén	30
§ 11.2. Solution de l'équation de Fokker-Planck	31
§ 11.3. Discussion qualitative	32

L'OBSERVATION DE SPECTRES NON THERMIQUES en provenance de diverses sources compactes, galactiques ou extra-galactiques, nécessite pour en comprendre l'origine de supposer l'existence de particules très relativistes. Notamment, la détection d'objet à des énergies allant jusqu'au TeV ne s'interprète correctement qu'en invoquant la présence d'électrons de l'ordre du GeV pour que le processus Compton inverse permette d'expliquer ces observations. De plus, les paramètres des modèles reproduisant ces observations impliquent des temps de refroidissement radiatif très courts. Il est donc nécessaire de trouver un mécanisme efficace d'accélération de ces particules afin de justifier l'utilisation des modèles radiatifs qu'on applique aux différentes sources astrophysiques, les blazars notamment.

1. L'accélération de Fermi

Fermi a proposé en 1949 un nouveau processus permettant d'accélérer des particules chargées en milieu neutre jusqu'à des énergies relativistes, et ce afin d'expliquer l'existence des rayons cosmiques. Le processus fait intervenir la diffusion de particules chargées sur des nuages magnétisés du milieu interstellaire en mouvement aléatoire. Lorsque la collision entre la particule et le nuage est frontale, la particule gagne de l'énergie, et elle en perd lorsque la collision est fuyante. Néanmoins, les collisions frontales sont plus fréquentes et la particule peut ainsi gagner globalement de l'énergie au bout d'un grand nombre de collisions.

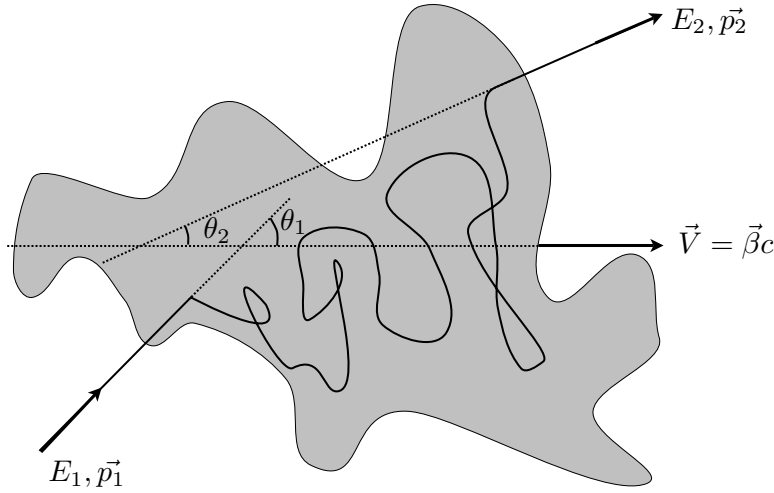


FIG. 12. Diffusion d'une particule sur un nuage magnétisé se déplaçant à la vitesse $\vec{V} = \vec{\beta}c$

Pour comprendre ce mécanisme, considérons un nuage se déplaçant à la vitesse $V = \beta c$, rencontrant une particule avec un angle d'attaque θ_1 qui ressort du nuage avec un angle θ_2 (voir Fig. 12). L'énergie E_1 de la particule dans le référentiel d'un observateur au repos se calcule dans le référentiel du nuage grâce aux transformations de Lorentz:

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (7.13)$$

où γ est le facteur de Lorentz du nuage. A sa sortie du nuage, l'énergie de la particule reste inchangée dans le référentiel du nuage car les forces magnétiques ne travaillent pas et donc on a $E'_2 = E'_1$. En revenant dans le référentiel de l'observateur, on obtient l'énergie finale de la particule:

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2) \quad (7.14)$$

Il en découle que:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\beta(\cos \theta'_2 - \cos \theta_1) + \beta^2(1 - \cos \theta_1 \cos \theta'_2)}{1 - \beta^2} \quad (7.15)$$

Il s'agit à présent de moyenniser cette relation sur les angles d'attaque. Du fait des irrégularités magnétiques portées par le nuage, on fait l'hypothèse que la particule est isotropisée rapidement avant de sortir du nuage. Alors la moyenne de $\cos \theta'_2$ est nulle. Pour le calcul de la moyenne sur l'angle d'attaque θ_1 , il convient de tenir compte du fait que les collisions frontales sont plus probables que les collisions fuyantes. On effectue une pondération par un facteur $1 - \beta \cos \theta_1$. Le résultat final donne le gain moyen en énergie pour un nuage en mouvement non relativiste ($\beta \ll 1$):

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \simeq \frac{4}{3} \beta^2 \quad (7.16)$$

Supposons maintenant que nous injectons une particule d'énergie E_0 dans la zone d'accélération. A chaque traversée d'un nuage, son énergie se trouvera multipliée par un facteur $(1 + \langle \frac{\Delta E}{E} \rangle)$, et après n cycles d'accélération, l'énergie de la particule sera:

$$E_n = E_0 \left(1 + \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \right)^n \quad (7.17)$$

En appelant P_e la probabilité qu'a la particule de s'échapper de la zone accélératrice après un cycle, la probabilité d'avoir au moins n cycles d'accélération vaut:

$$P_n = (1 - P_e)^n \quad (7.18)$$

Le passage à la limite pour les grandes valeurs de n donne:

$$E(n) = E_0 \exp \left[n \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \right] \quad (7.19)$$

$$P(n) = \exp[-nP_e] \quad (7.20)$$

Si on considère maintenant N_0 particules injectées à un instant donné dans la zone d'accélération avec l'énergie initiale E_0 , le nombre de particules sortant de la zone d'accélération avec une énergie comprise entre E et $E + dE$ vaut:

$$dN = \frac{dN}{dE} dE = \frac{dN}{dn} \left(\frac{dE}{dn} \right)^{-1} dE = N_0 \frac{\partial P}{\partial n} \left(\frac{\partial E}{\partial n} \right)^{-1} dE \quad (7.21)$$

En combinant les expressions de $P(n)$ et de $E(n)$ pour éliminer n , on trouve que

$$P(n) = \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{P_e}{\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle} \quad (7.22)$$

Alors, le nombre de particules quittant la zone d'accélération avec une énergie comprise entre E et $E + dE$ vaut:

$$dN = \frac{\alpha N_0}{E_0} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-(\alpha+1)} dE \quad (7.23)$$

On a donc un spectre de particules en loi de puissance, qui peut s'étendre théoriquement jusqu'à des énergies infinies. En pratique, les particules perdent de l'énergie radiativement (ce qu'on a négligé jusqu'ici), d'autant plus rapidement que leur énergie est grande. Il existe donc un seuil en énergie où la loi de puissance est coupée exponentiellement lorsque le temps de refroidissement devient plus rapide que le temps d'accélération. De plus, la taille finie de la zone accélératrice impose également un seuil sur l'énergie maximale atteignable par les particules.

Le mécanisme proposé par Fermi (1949) se révèle être inefficace pour accélérer correctement des particules, car les temps d'accélération sont extrêmement longs. Dans notre galaxie, la vitesse moyenne des nuages moléculaires étant de $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$, le gain en énergie de la particule à chaque cycle est très faible ($\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \sim 10^{-8}$). En tenant compte du libre parcours moyen d'une particule entre deux nuages de notre galaxie, on montre qu'il faudrait environ 10^7 ans pour multiplier l'énergie de la particule par un facteur 3, ce qui n'est pas suffisant pour expliquer l'origine des rayons cosmiques.

Toutefois, ce principe général peut être adapté à d'autres situations beaucoup plus favorables. Les particules peuvent diffuser sur les irrégularités du champ magnétique comme les ondes d'Alfvén. Cette situation présente deux avantages rendant ce mécanisme pertinent en astrophysique: la vitesse d'Alfvén qui remplace la vitesse des nuages du modèle de Fermi est beaucoup plus élevée que celle des nuages interstellaires, ce qui implique un gain en énergie plus important. Ensuite, la distance entre les irrégularités magnétiques étant beaucoup plus courte que celle séparant deux nuages, le processus s'en trouve d'autant plus efficace. Ce processus étant du second ordre en β est appelé le processus d'accélération de Fermi du second ordre, ou accélération stochastique (processus Fermi II). Le processus d'accélération peut être également appliqué dans les chocs relativistes, où la particule effectuera rapidement des allers retours

entre les zones amont et aval du choc, gagnant de l'énergie à chaque cycle. Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, le gain en énergie est du premier ordre en β , ce qui justifie l'appellation de processus de Fermi du premier ordre, ou Fermi I.

2. Accélération par onde de choc - Processus de Fermi I

§ 8. Relations de passage dans un choc: les relations de Rankine-Hugoniot

Les relations de Rankine-Hugoniot permettent de calculer, dans le cas d'un choc plan, les relations reliant les différentes grandeurs hydrodynamiques qui caractérisent les milieux amont et aval du choc que sont la pression, la vitesse, et la densité. Notamment, si on appelle v_1 la vitesse dans le milieu amont, et v_2 la vitesse du milieu aval, toutes deux exprimées dans le référentiel de l'onde de choc au repos, on obtient:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1 + 2M_1^{-2}} \quad (8.24)$$

où γ est le coefficient adiabatique² du milieu (valant 5/3 pour un gaz parfait monoatomique) et M_1 est le nombre de Mach du choc ($M_1 = v_1/c_s$). Pour les grands nombres de Mach, le rapport des vitesses tend vers:

$$r = \frac{v_1}{v_2} \simeq \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (8.25)$$

Pour un gaz monoatomique, le rapport de compression du choc tendra vers $r \simeq 4$.

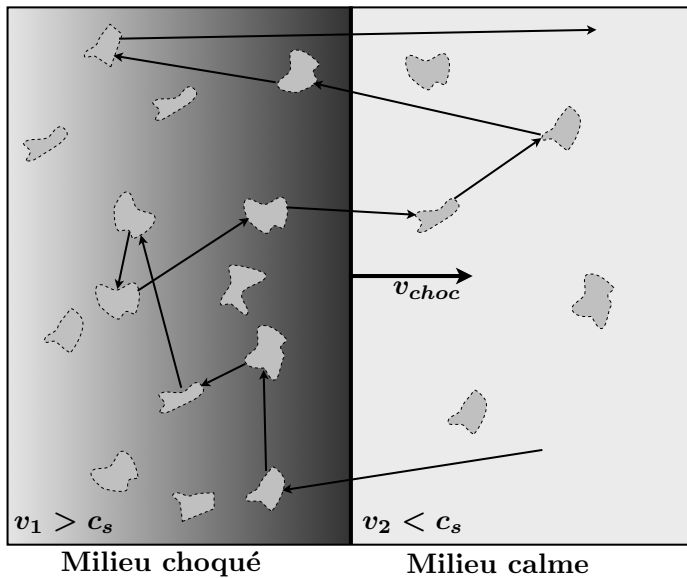


FIG. 13. Les relations de Rankine-Hugoniot permettent de calculer les grandeurs hydrodynamiques en amont et en aval d'un choc non relativiste en fonction du rapport de compressibilité $r = v_2/v_1$. Les particules s'isotropisent dans chacun des milieux par diffusion sur les irrégularités magnétiques.

§ 9. Accélération des particules par une onde de choc

Considérons une particule suprathermique diffusant sur les irrégularités magnétiques de part et d'autre du front d'un choc. La vitesse de la particule étant grande devant celle du choc, on suppose que la particule est capable de faire un grand nombre d'aller-retour entre les deux

²A ne pas confondre avec le facteur de Lorentz, également représenté par γ

milieux si la diffusion est suffisamment efficace. A chaque demi cycle, la particule est isotropisée dans le milieu et elle gagne donc de l'énergie à chacun de ses passages d'un milieu à l'autre.

Pour calculer le gain en énergie de la particule à la traversée du choc, on réutilise l'équation 7.15 page 26 en remplaçant la vitesse du nuage par la vitesse du fluide choqué par rapport au milieu calme $V = \beta c$. Cette vitesse s'exprime en fonction de la vitesse du choc v_{choc} et du rapport de compressibilité du choc r :

$$V = \frac{r-1}{r} v_{\text{choc}} \quad (9.26)$$

Les particules sont isotropisées dans chacun des deux milieux, et donc les valeurs moyennes sur θ_1 et θ'_2 se calculent de la même manière et sont juste opposées l'une à l'autre car la particule traverse le front de choc en des sens opposés. La valeur moyenne des cosinus se prend seulement entre 0 et $\pi/2$, avec le poids $\cos\theta_1$ (ou $\cos\theta'_2$), proportionnel à la fréquence de passage des particules à travers le choc avec l'angle θ_1 (ou θ'_2). En négligeant les termes en β^2 car le fluide n'est pas relativiste, le gain en énergie moyen vaut pour un cycle complet:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \beta = \frac{4}{3} \frac{r-1}{r} \frac{v_{\text{choc}}}{c} \quad (9.27)$$

Le gain en énergie étant du premier ordre en β , on appelle ce processus naturellement accélération de Fermi du premier ordre.

On montre que la probabilité pour une particule de s'échapper de la région d'accélération sans jamais être rattrapée par le choc vaut³ $P_e = 4v_{\text{choc}}/rc$. A partir de cette probabilité, et de la valeur du gain en énergie de la particule après chaque cycle, on peut calculer l'indice de la loi de puissance de la distribution en énergie des particules de l'équation 7.23 page 27:

$$N(E) = \frac{\alpha N_0}{E_0} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-(\alpha+1)} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{3}{r-1} \quad (9.28)$$

Finalement, l'indice de la loi de puissance ne dépend que du rapport de compression r du jet et vaut $\frac{r+2}{r-1}$. Pour un gaz parfait monoatomique, $r \sim 4$, et le spectre en énergie des particules qui quittent la zone d'accélération est en E^{-2} .

Le temps d'accélération se calcule à partir du temps nécessaire à la particule pour faire un cycle qui est relié aux coefficients de diffusion D_1 et D_2 dans les régions amont et aval du choc. Un résultat d'hydrodynamique permet de lier le coefficient de diffusion D et le libre parcours moyen λ d'une particule par la relation $D = \lambda v/3$ où v est la vitesse de la particule. Dans la situation qui nous intéresse, nous prendrons $v \simeq c$, et, pour un plasma non collisionnel, où les déviations angulaires sont liées aux irrégularités magnétiques, le libre parcours moyen λ est toujours supérieur au rayon de giration r_g de la particule dans le champ magnétique local. On paramétrise donc le coefficient de diffusion comme $D = \eta r_g c/3$, où η est un coefficient supérieur à un de l'ordre de l'unité. Le cas extrême $\eta = 1$ correspond au régime de diffusion de Bohm. Le temps nécessaire pour accélérer une particule de l'impulsion d'injection p_i à l'impulsion p vaut (Reynolds 1998):

$$\tau_{\text{acc}} = \frac{3}{v_1 - v_2} \int_{p_i}^p \left(\frac{D_1}{v_1} + \frac{D_2}{v_2} \right) \frac{dp'}{p} \quad (9.29)$$

³Cette probabilité s'obtient à partir du rapport entre le flux de particules s'échappant en aval du choc et le flux de particule traversant le choc.

En faisant l'hypothèse d'un même coefficient de diffusion dans les deux régions ($D_1 = D_2 = \eta r_g c/3$), et comme $p \simeq E/c \gg p_i$, on a pour $r = 4$:

$$\tau_{\text{acc}} = \frac{\eta}{v_1^2} \frac{r(r+1)}{r-1} \frac{E}{eB} \simeq \frac{20}{3} \frac{\eta}{v_1^2} \frac{E}{eB} \quad (9.30)$$

Lorsque le rayon de giration de la particule deviens plus grand que la zone d'accélération, alors le mécanisme n'est plus efficace ce qui introduit un coupure naturelle dans le spectre en énergie des particules.

3. Accélération stochastique - Processus de Fermi II

§ 10. Equation de Fokker-Planck

Comme je l'ai mentionné plus haut, une autre manière de faire fonctionner efficacement le processus de Fermi est de remplacer les nuages diffuseurs par les irrégularités du champ magnétique comme les ondes d'Alfvén. Les particules sont diffusées par ces dernières et gagnent de l'énergie dans le cas de collisions frontales. Du fait de la marche au hasard de ces irrégularités, le gain en énergie des particules est du deuxième ordre en β et on parle donc de processus de Fermi II. L'étude de ce problème se fait dans le cadre de la théorie cinétique quasi-linéaire. Dans ce cas, l'évolution de la fonction de distribution des particules est contrôlée par une équation de diffusion dans l'espace des moments (Tsytovich 1977), ou équation de diffusion de Fokker-Planck:

$$\frac{df}{dt} = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left[p^2 D_{pp} \frac{\partial f}{\partial p} \right] \Leftrightarrow \frac{df(p)}{dt} - \text{div}(\mathcal{J}_p) = 0 \quad (10.31)$$

où p est le moment de la particule, $dn/dp = 4\pi p^2 f(p, t)$ est le nombre de particules par unité de moment et de volume, D_{pp} est le coefficient de diffusion dans l'espace des moments. \mathcal{J}_p est défini comme le courant de probabilité. Cette équation se réécrit sous la forme de l'équation de Kolmogorov:

$$\frac{dn(p)}{dt} = -\frac{\partial}{\partial p} \mathcal{A}(p)n(p) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \mathcal{B}_{pp}(p)n(p) \quad (10.32)$$

où on a:

$$\mathcal{A}(p) = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 D_{pp} \quad \text{et} \quad \mathcal{B}_{pp}(p) = 2D_{pp} \quad (10.33)$$

§ 11. Formation d'une pile-up

§ 11.1. Coefficient de diffusion sur une turbulence d'onde d'Alfvén

Considérons une turbulence d'onde d'Alfvén dont le spectre de puissance est décrit par une loi de puissance en nombre d'onde k d'indice r : $W(k) = W_0 k^{-r}$. L'indice r est compris entre 1 et 2, et vaut $r = 5/3$ dans le cas d'une turbulence de Kolmogorov. Le coefficient de normalisation W_0 est relié à l'énergie magnétique stockée dans la turbulence $\langle \delta B^2 \rangle / 8\pi$ par la relation:

$$\int dk W(k) = W_0 \int dk^{-r} \simeq \frac{W_0}{(r-1)k_{\min}^{r-1}} = \frac{\langle \delta B^2 \rangle}{8\pi} \quad (11.34)$$

Dans ce cas, on montre (Lacombe 1977) que le coefficient de diffusion moyenné sur les angles d'attaque est une loi de puissance d'indice r :

$$D_{\gamma\gamma} = (m_e c^2)^2 \frac{1}{4} \left[\frac{r-1}{r(r+2)} \right] \beta_A^2 \eta \left(\frac{c}{l_0} \right) \left(\frac{l_0}{r_L} \right)^{2-r} \gamma^r = D_0 \gamma^r \quad (11.35)$$

où $\eta = \langle \delta B^2 \rangle / \langle B^2 \rangle$ est le paramètre de turbulence du plasma, $r_L = m_e c^2 / eB$ le rayon de Larmor de l'électron, l_0 la taille caractéristique de la zone d'accélération, et $\beta_A = v_A / c$ où v_A est la vitesse d'Alfvén du plasma.

§ 11.2. Solution de l'équation de Fokker-Planck

Les particules diffusées par les irrégularités magnétiques perdent également de l'énergie par rayonnement synchrotron et Compton inverse. Il est nécessaire de tenir compte de ces pertes dans l'équation 10.32. Ce terme de refroidissement pour une particule d'énergie $\gamma m_e c^2$ s'écrit dans le cas où le refroidissement synchrotron est dominant:

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\frac{4}{3} \frac{\sigma_{th}}{m_e c} U_B \gamma^2 = -k_{syn} \gamma^2 \quad (11.36)$$

Ainsi, on abouti à une équation de Fokker-Planck modifiée sur γ :

$$\frac{\partial n(\gamma)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \gamma} [(\mathcal{A}_\gamma - k_{syn} \gamma^2) n(\gamma)] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \gamma^2} \mathcal{B}_{\gamma\gamma} n(\gamma) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \mathcal{A}_\gamma = D_0 (r+2) \gamma^{r-1} \\ \mathcal{B}_{\gamma\gamma} = 2D_0 \gamma^r \end{cases} \quad (11.37)$$

où on peut introduire un coefficient de dérive modifié:

$$\mathcal{A}'_\gamma \rightarrow \mathcal{A}_\gamma - k_{syn} \gamma^2 = D_0 (r+2) \gamma^{r-1} - k_{syn} \gamma^2 \quad (11.38)$$

La solution stationnaire d'une telle équation correspond à un courant de probabilité constant dans l'espace des impulsions (Becker 2003). A une dimension, c'est la solution de courant nul qui correspond à la solution formelle:

$$\mathcal{J}_\gamma = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \gamma} \mathcal{B}_{\gamma\gamma} n(\gamma) - \mathcal{A}'_\gamma n(\gamma) = 0 \quad \Rightarrow \quad n(\gamma) = \frac{N}{\mathcal{B}_{\gamma\gamma}} \exp \left[2 \int_a^\gamma du \frac{\mathcal{A}'_\gamma(u)}{\mathcal{B}_{\gamma\gamma}(u)} \right] \quad (11.39)$$

où N est une constante de normalisation tel que $\int d\gamma n(\gamma) = n_{tot}$ avec n_{tot} la densité totale de particules. Après quelques lignes de calculs, la solution peut s'écrire:

$$n(\gamma) = \frac{n_{tot}}{\gamma_{max}^3} \frac{1}{\Gamma\left(\frac{3}{3-r}\right)} \gamma^2 \exp \left[-\left(\frac{\gamma}{\gamma_{max}}\right)^{3-r} \right] \quad \text{et} \quad \gamma_{max} = \left(\frac{(3-r)D_0}{k_{syn}} \right)^{1/(3-r)} \quad (11.40)$$

Dans le cas où $r = 2$ que nous exploiterons plus tard, il vient (Schlickeiser 1984; Akharonian *et al.* 1986):

$$n(\gamma) \simeq \frac{n_{tot}}{2\gamma_{max}^3} \gamma^2 \exp \left(-\frac{\gamma}{\gamma_{max}} \right) \quad (11.41)$$

§ 11.3. Discussion qualitative

L'interprétation physique d'une telle distribution est relativement aisée à partir de petits raisonnements simples sur les temps caractéristiques de diffusion et de refroidissement. Le temps caractéristique de refroidissement dans le cas d'un refroidissement synchrotron s'écrit:

$$t_{\text{ref}}(\gamma) = \frac{\gamma}{|d\gamma/dt|} = \frac{\gamma^{-1}}{k_{\text{syn}}} \quad (11.42)$$

Par définition du coefficient de diffusion, on a:

$$D_{\gamma\gamma} = \frac{\langle \gamma^2 \rangle}{2\Delta t} \quad (11.43)$$

On en déduit que le temps caractéristique d'accélération (ou de diffusion) est de l'ordre de:

$$t_{\text{acc}}(\gamma) = \frac{\gamma^2}{D_{\gamma\gamma}(\gamma)} = \frac{\gamma^{2-r}}{D_0} \quad (11.44)$$

Les temps caractéristiques d'accélération et de refroidissement varient tous les deux en lois de puissance d'indices différents (sauf le cas $r = 3$ que l'on exclu). Il existe donc un facteur de Lorentz des particules γ_{eq} pour lequel le temps de refroidissement et le temps d'accélération s'équilibrent:

$$t_{\text{acc}}(\gamma_{\text{eq}}) = t_{\text{ref}}(\gamma_{\text{eq}}) \Leftrightarrow \gamma_{\text{eq}} = \left(\frac{D_0}{k_{\text{syn}}} \right)^{1/(3-r)} \quad (11.45)$$

On remarque que le facteur de Lorentz d'équilibre γ_{eq} est le même que le γ_{max} défini à l'équation 11.40, à un coefficient de l'ordre de l'unité près.

Ainsi, l'établissement de la fonction de distribution des particules peut s'interpréter de la manière suivante: une particule initialement injectée avec une énergie $\gamma m_e c^2$ tel que $\gamma \ll \gamma_{\text{eq}}$, aura un temps d'accélération beaucoup plus court que son temps de refroidissement. La particule gagne alors de l'énergie plus vite qu'elle n'en perd et son énergie augmente. Ce processus se poursuivra jusqu'à ce que son énergie atteigne γ_{eq} . Au-delà, le temps de refroidissement est plus rapide que le temps d'accélération, et la particule ne peut plus gagner d'énergie. Ainsi, dès lors que $\gamma \sim \gamma_{\text{eq}}$, les pertes radiatives compensent exactement les gains, et la particule est maintenue (de manière hors équilibre du fait de l'accélération continue de la particule) à un facteur de Lorentz de γ_{eq} aux fluctuations statistiques près. Ceci correspond à une coupure dans le spectre en énergie des particules à une énergie $\gamma_{\text{eq}} \simeq \gamma_{\text{max}}$, qui correspond à un facteur de Lorentz d'équilibre pour les particules.

De plus, le processus de diffusion isotropise et homogénéise les particules dans l'espace des phases. Donc la fonction de distribution des particules $dn = 4\pi p^2 f(p) dp = n(\gamma) d\gamma$ est proportionnelle à γ^2 : $n(\gamma) \propto \gamma^2$.

Finalement, la fonction de distribution des particules est une loi de puissance en γ^2 , avec une coupure exponentielle au-delà de γ_{eq} . On a alors:

$$n(\gamma) \propto \gamma^2 \exp \left[- \left(\frac{\gamma}{\gamma_{\text{eq}}} \right)^{(3-r)} \right] \quad (11.46)$$

Cette expression est en accord avec ce qu'on a obtenu précédemment à l'équation 11.40. Cette fonction de distribution est appelée pile-up, et correspond à la fonction de distribution homogène et isotrope dans l'espace des phases. C'est pour cette raison qu'on l'appelle également maxwellienne relativiste car c'est l'équivalent relativiste de ce qu'on obtient en régime classique

pour une population de particules en équilibre thermique: γ_{\max} joue ici le rôle d'une température relativiste

On montre que pour $r = 2$, presque 92% des particules ont leur facteur de Lorentz au-delà de γ_{\max} , représentant plus de 98% de l'énergie du plasma. C'est une différence fondamentale avec les distributions d'énergie en loi de puissance. Pour ces dernières, dès lors que l'indice s de la loi de puissance vérifie $s > 2$, l'enthalpie du plasma est contrôlée par les particules de la borne inférieure de la distribution. Au contraire, la pile-up voit presque toutes ces particules regroupées autour de γ_{\max} . Ainsi, l'énergie pertinente pour un plasma distribué en pile-up est $\gamma_{\max} m_e c^2$.

3

Processus radiatifs

Plan du chapitre

1. Emission d'une source en mouvement relativiste	35
§ 12. Transformations de Lorentz	35
§ 13. Conséquences observationnelles	36
2. Emission synchrotron	38
§ 14. Puissance émise	38
§ 15. Description qualitative du rayonnement synchrotron	39
§ 16. Description quantitative des propriétés spectrales	41
3. Diffusion Compton inverse du rayonnement	41
§ 17. Diffusion par un électron au repos	42
§ 18. Diffusion Compton inverse	43
§ 18.1. Diffusion par un électron en mouvement	43
§ 18.2. Puissance Compton inverse	44
§ 18.3. Spectre Compton inverse	45

DANS CE CHAPITRE SERONT DÉCRITS les principaux processus radiatifs responsables de l'émission des blazars. Je me limiterai aux processus leptoniques⁴ que sont les processus synchrotron et Compton inverse. Avant cela, je vais introduire les formules qui permettent de calculer le rayonnement d'une source en mouvement relativiste. Il est indispensable de tenir compte de ces effets pour traiter correctement le problème de l'émission des jets relativistes.

1. Emission d'une source en mouvement relativiste

§ 12. Transformations de Lorentz

Considérons une source animée d'un mouvement relativiste $v = \beta c$ par rapport à un observateur et dans une direction faisant un angle θ avec la ligne de visée. On appelle R' le référentiel inertiel attaché à la source en mouvement, et R le référentiel inertiel de l'observateur. Alors, les transformations de Lorentz permettent de calculer les différentes quantités physiques de

⁴Un lepton est une particule élémentaire de spin 1/2, tels que l'électron ou son antiparticule le positron.

la source dans le référentiel de l'observateur R à partir de leur expression dans le référentiel comobile de la source R' :

$$\begin{cases} E &= \delta E' \\ t &= \delta^{-1} t' \\ V &= \delta V' \\ v &= \delta v' \\ d\Omega &= \delta^{-2} d\Omega' \end{cases} \quad (12.47)$$

où δ est le facteur Doppler:

$$\delta = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos \theta)} \quad (12.48)$$

et Γ le facteur de Lorentz de la source:

$$\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (12.49)$$

Ces relations nous permettent de calculer la façon dont est perçu le champ de rayonnement d'une source en mouvement relativiste. La puissance émise par unité de fréquence et d'angle solide s'écrit dans le référentiel de l'observateur comme:

$$\frac{dE}{dt d\Omega dv} = \left(\frac{dE}{dE'} \right) \left(\frac{dt}{dt'} \right)^{-1} \left(\frac{dv}{dv'} \right)^{-1} \left(\frac{d\Omega}{d\Omega'} \right)^{-1} \frac{dE'}{dt' d\Omega' dv'} \quad (12.50)$$

A l'aide des transformations de Lorentz, on trouve que:

$$\frac{dE}{dt d\Omega dv} = \delta^3 \frac{dE'}{dt' d\Omega' dv'} \quad (12.51)$$

et l'intensité spécifique $I_\nu(\nu)$ devient:

$$I_\nu(\nu) = \frac{dE}{dt d\Omega dv dS} = \delta^3 I'_\nu(\nu') \quad (12.52)$$

Dans le cas d'une source rayonnant de manière isotrope dans son référentiel, la puissance bolométrique par unité d'angle solide s'écrit alors:

$$\frac{dE}{dt d\Omega} = \delta^4 \frac{P_0}{4\pi} \quad (12.53)$$

Dans le cas où la source est animée d'un mouvement relativiste ($\Gamma \gg 1$), alors la fonction $\delta(\beta, \theta)$ est piquée autour de $\theta = 0$ avec une largeur caractéristique de l'ordre de $\sim 1/\Gamma$ (voir Fig. 14). Alors, le champ de rayonnement vu depuis le référentiel de l'observateur est focalisé vers l'avant dans un cône de demi angle au somme $1/\Gamma$. Ce résultat très important est ce qu'on appelle l'effet d'amplification Doppler, ou *Doppler boosting*. Cet effet affecte l'émission de toute source en mouvement relativiste par rapport à un observateur (voir Fig. 14), que ce soit une source étendue ou une particule ponctuelle comme un électron.

§ 13. Conséquences observationnelles

L'effet de focalisation relativiste, qui transforme un rayonnement isotrope en un rayonnement fortement anisotrope vu dans le référentiel de l'observateur, implique d'importantes conséquences sur l'observation d'un jet relativiste. Les deux composantes du jet seront vu sous deux angles différents, et donc seront caractérisées par deux facteur Doppler différents. La composante progressive du jet (celle qui se propage dans la direction de l'observateur) est

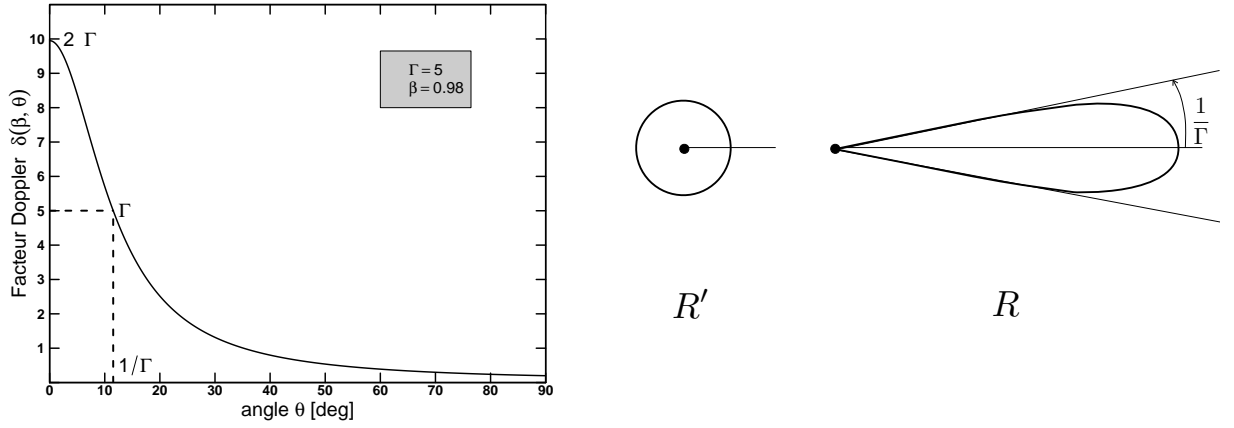


FIG. 14. *A gauche:* Facteur Doppler $\delta(\beta, \theta)$ en fonction de l'angle θ , pour un facteur de Lorentz $\Gamma = 5$. *A droite:* Focalisation relativiste vue dans le référentiel de l'observateur de l'émission émise isotropiquement dans le référentiel comobile R' de la source.

vue sous un angle θ , alors que la composante récessive (qui s'éloigne de l'observateur) est vue sous un angle $\pi - \theta$. Alors, il existe un contraste de luminosité très important entre les deux composantes qui dépend du rapport \mathcal{R} entre les facteurs Doppler des deux composantes (voir la figure 15):

$$\mathcal{R} = \frac{\delta_+}{\delta_-} = \frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (13.54)$$

Dans le cas où $\Gamma \gg 1$ et $\theta \ll 1$, l'expression ci-dessus peut s'écrire:

$$\mathcal{R} \simeq \frac{4\Gamma^2}{1 + (\Gamma\theta)^2} - 1 \leq 4\Gamma^2 \quad (13.55)$$

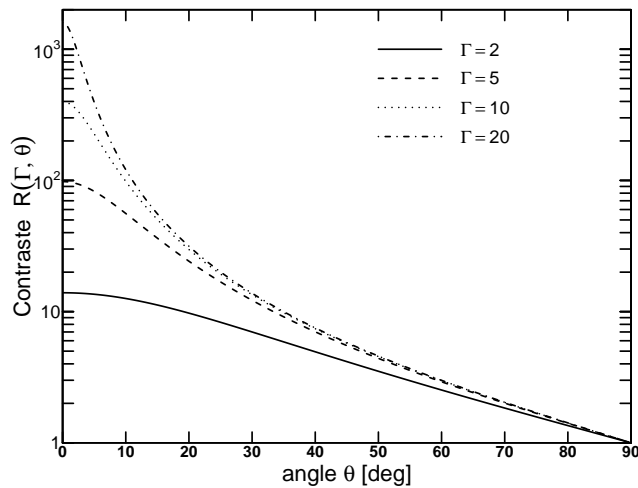


FIG. 15. Evolution du rapport \mathcal{R} entre le facteur Doppler du jet et du contre jet en fonction de l'angle de l'axe du jet par rapport à la ligne de visée, pour différents facteurs de Lorentz du jet.

Pour les blazars, qui sont des AGN dont on pense que le jet pointe vers l'observateur, on a $\theta \lesssim 1/\Gamma$, ce qui apporte une limite inférieure sur la valeur du rapport entre les deux facteurs Doppler:

$$2\Gamma^2 \leq \mathcal{R} \leq 4\Gamma^2 \quad (13.56)$$

Le rapport entre les deux facteurs Doppler est donc de l'ordre de Γ^2 . La luminosité d'une source animée d'un mouvement relativiste par rapport à l'observateur variant en δ^4 , on a alors un rapport de luminosité entre le jet et le contre-jet de l'ordre de Γ^8 . Le contre-jet n'est donc pas observable, ce qui se vérifie dans les observations VLBI des blazars.

2. Emission synchrotron

Une particule, relativiste ou non, évoluant dans un champ magnétique subira une accélération centripète due à la force de Lorentz, qui s'accompagnera alors de l'émission d'un rayonnement électromagnétique. Le cas non relativiste est relativement simple à traiter, et la fréquence de l'émission est la fréquence de giration de l'électron soumis à la force de Lorentz. On parle alors d'émission cyclotron. Dans le cas où la particule est relativiste, il faut alors tenir compte des effets relativistes (notamment l'effet Doppler décrit plus haut) ce qui complique un peu le traitement correct du problème. On parle dans ce cas d'émission synchrotron.

§ 14. Puissance émise

Soit une particule de masse m et de charge q animée d'un mouvement relativiste caractérisé par un facteur de Lorentz γ , évoluant dans un champ magnétique \vec{B} . Alors, elle est soumise à la force de Lorentz en régime relativiste et son mouvement dans le référentiel de l'observateur est gouverné par l'équation suivante:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \vec{v}) = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (14.57)$$

La force de Lorentz ne travaillant pas (elle s'exerce perpendiculairement au mouvement de la particule), la vitesse de la particule est constante en norme et on peut alors écrire:

$$m\gamma \frac{d\vec{v}}{dt}(\gamma m \vec{v}) = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (14.58)$$

En décomposant le vecteur vitesse de la particule en une composante v_{\parallel} parallèle au champ magnétique et une composante v_{\perp} normale au champ, on obtient:

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{dv_{\perp}}{dt} = \frac{q}{\gamma mc} v_{\perp} B \quad (14.59)$$

Il en résulte donc que la composante de la vitesse parallèle au champ est constante. La vitesse de la particule étant constante en norme, la solution de l'équation du mouvement est donc une trajectoire circulaire dans le plan normal au champ magnétique. La combinaison de ce mouvement circulaire et du mouvement uniforme le long du champ magnétique est donc une trajectoire hélicoïdale de la particule. La pulsation de giration de la particule, aussi appelée pulsation synchrotron, vaut:

$$\omega_s = \frac{qB}{\gamma mc} \quad (14.60)$$

La particule, subissant une accélération perpendiculaire à son mouvement, va émettre un rayonnement électromagnétique. La formule de Larmor nous permet de calculer la puissance perdue par la particule via ce rayonnement:

$$\mathcal{P}_{\text{Larmor}} = \frac{2q^2}{3c^3} \left(\frac{dp_{\mu}}{d\tau} \frac{dp^{\mu}}{d\tau} \right) \quad (14.61)$$

où τ est le temps propre et p^μ le quadrivecteur énergie-impulsion de la particule. La puissance étant un invariant de Lorentz, elle peut être évaluée dans tout référentiel à condition de connaître l'expression du quadrivecteur énergie-impulsion. En exprimant cette formule dans le référentiel au repos de la particule et en utilisant les transformations de Lorentz, elle peut être exprimée plus simplement en fonction de l'accélération de la particule dans le référentiel de l'observateur:

$$\mathcal{P}_{\text{Larmor}} = \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 (a_\perp^2 + \gamma^2 a_\parallel^2) \quad (14.62)$$

En y injectant l'équation 14.59, on trouve alors la puissance perdue par le rayonnement synchrotron de la particule:

$$\mathcal{P}_{\text{syn}} = \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 \left(\frac{q^2 B^2}{\gamma^2 m^2 c^2} v_\perp^2 \right) \quad (14.63)$$

Dans le cas d'un électron, en introduisant le rayon classique de l'électron $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$, on a:

$$\mathcal{P}_{\text{syn}} = \frac{2}{3} r_e^2 c \beta_\perp^2 \gamma^2 B^2 \quad (14.64)$$

On moyenne l'expression précédente sur tous les angles d'attaque et en remarquant que pour une distribution isotropique de particules on a:

$$\langle \beta_\perp^2 \rangle = \frac{2\beta^2}{3} \quad (14.65)$$

on peut écrire la puissance synchrotron comme:

$$\mathcal{P}_{\text{syn}} = \frac{4}{3} c \sigma_{\text{Th}} U_B \beta^2 \gamma^2 \quad (14.66)$$

où $\sigma_{\text{Th}} = 8\pi r_e^2/3$ est la section efficace Thomson, et $U_B = B^2/8\pi$ la densité d'énergie du champ magnétique.

En remarquant que $\mathcal{P}_{\text{syn}} = dE/dt = m_e c^2 (d\gamma/dt)$, on déduit le temps caractéristique de refroidissement de la particule par le processus synchrotron:

$$t_{\text{syn}} = \frac{\gamma}{d\gamma/dt} = \frac{1}{k_{\text{syn}}} \frac{1}{\gamma \beta^2} \quad \text{avec} \quad k_{\text{syn}} = \frac{4\sigma_{\text{Th}} U_B}{3m_e c} \quad (14.67)$$

§ 15. Description qualitative du rayonnement synchrotron

L'effet de focalisation relativiste de la lumière fera apparaître le rayonnement synchrotron de la particule relativiste comme étant focalisé vers l'avant de la trajectoire, dans un cône de demi angle au sommet $\sim 1/\gamma$, où γ est le facteur de Lorentz de la particule. Ainsi, un observateur au repos percevra une émission pulsée, pendant un intervalle de temps beaucoup plus court que le temps de giration de la particule. Le spectre synchrotron de la particule s'étendra donc sur un domaine beaucoup plus large que de l'ordre de ω_s .

Comme on peut le voir sur la figure 16, la durée de l'impulsion perçue par l'observateur sera de l'ordre du temps nécessaire à la particule pour parcourir un arc de cercle $\Delta\ell$ d'angle $\Delta\theta \approx 2/\gamma$. Pour une particule très relativiste ($\gamma \gg 1$), on peut écrire $\Delta\ell \approx r\Delta\theta = 2r/\gamma$, où r est le rayon de courbure de la trajectoire de la particule. Ce dernier est directement relié à

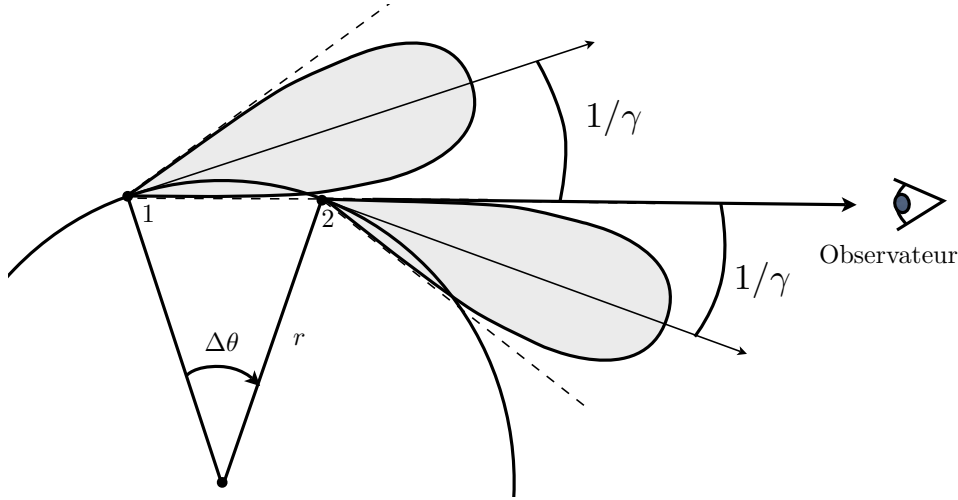


FIG. 16. Cônes d'émission à différentes position d'une particules en mouvement circulaire relativiste.

l'accélération normale de la particule via la formule $r = v^2/a_{\perp}$, et peut donc être calculé à partir de l'équation du mouvement (Eq. 14.59) qui nous donne l'accélération de la particule. On a:

$$a_{\perp} = v \frac{qB \sin \alpha}{\gamma m_e c} \quad (15.68)$$

où α est l'angle que fait le vecteur vitesse de la particule avec le champ magnétique, appelé aussi angle d'attaque. Donc, le rayon de giration de la particule vaut:

$$r = \frac{v \gamma m_e c}{qB \sin \alpha} = \frac{v}{\omega_s \sin \alpha} \quad (15.69)$$

et donc la longueur de l'arc de cercle parcouru par la particule vaut:

$$\Delta \ell = \frac{2v}{\gamma \omega_s \sin \alpha} \quad (15.70)$$

Les instants t_1 et t_2 auxquels la particule passe en 1 puis en 2 vérifient $t_2 - t_1 = \Delta \ell / v$ et on a donc:

$$t_2 - t_1 = \frac{2}{\gamma \omega_s \sin \alpha} \quad (15.71)$$

Dans le référentiel de l'observateur, la durée de l'impulsion $t_2^{\text{obs}} - t_1^{\text{obs}}$ est diminuée du temps mis par la radiation émise en 1 pour atteindre le point 2:

$$\Delta t^{\text{obs}} = t_2 - t_1 - \frac{\Delta \ell}{c} = (t_2 - t_1) \left(1 - \frac{v}{c}\right) \quad (15.72)$$

Dans le cas d'un mouvement relativiste, on peut faire l'approximation suivante:

$$1 - \frac{v}{c} \approx \frac{1}{2\gamma^2} \quad (15.73)$$

Finalement, la durée de l'impulsion mesurée dans le référentiel de l'observateur vaut:

$$\Delta t^{\text{obs}} = \frac{1}{\gamma^3 \omega_s \sin \alpha} \quad (15.74)$$

Ainsi, la durée de la pulsation mesurée par l'observateur est plus petite que la période de giration d'un facteur γ^3 , et le spectre de la particule s'étendra jusqu'à la pulsation critique synchrotron

$\omega_c \sim 1/\Delta t^{\text{obs}}$. Par définition la pulsation critique synchrotron ω_c s'écrit:

$$\omega_c = \frac{3}{2}\gamma^3\omega_s \sin \alpha \quad (15.75)$$

§ 16. Description quantitative des propriétés spectrales

Du fait du mouvement de giration de la particule autour du champ magnétique, le rayonnement synchrotron est très fortement polarisé elliptiquement. En décomposant le champ de rayonnement selon deux composantes polarisées elliptiquement (\perp) et rectilignement (\parallel), on montre (Rybicki & Lightman 1979) que le spectre de puissance d'une particule d'énergie $\gamma m_e c^2$ s'écrit:

$$\frac{dP^{(\perp)}}{d\nu d\Omega} = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{8\pi m_e c^2} \left[F_{\text{syn}}\left(\frac{x}{\sin \alpha}\right) + G_{\text{syn}}\left(\frac{x}{\sin \alpha}\right) \right] \quad (16.76)$$

$$\frac{dP^{(\parallel)}}{d\nu d\Omega} = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{8\pi m_e c^2} \left[F_{\text{syn}}\left(\frac{x}{\sin \alpha}\right) - G_{\text{syn}}\left(\frac{x}{\sin \alpha}\right) \right] \quad (16.77)$$

où x est la fréquence normalisée à la fréquence critique synchrotron ν_c :

$$x = \frac{\nu}{\nu_c} = \frac{4\pi\nu}{3\gamma^3\omega_s} \quad (16.78)$$

et $F_{\text{syn}}(x)$ et $G_{\text{syn}}(x)$ sont définies comme:

$$F_{\text{syn}}(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(x') dx' \quad \text{et} \quad G_{\text{syn}}(x) = x K_{2/3}(x) \quad (16.79)$$

où K_n est la fonction de Bessel modifiée d'ordre n (Abramowitz & Stegun 1964; Arfken & Weber 2001). La puissance totale émise est obtenue en sommant les deux états de polarisation et on obtient naturellement:

$$\boxed{\frac{dP}{d\nu d\Omega} = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{4\pi m_e c^2} F_{\text{syn}}\left(\frac{x}{\sin \alpha}\right)} \quad (16.80)$$

Ainsi, le spectre synchrotron d'une particule a une forme universelle, définie par la fonction F_{syn} qui est aussi appelée noyau fondamental du processus synchrotron. Cette fonction est maximum en $x = 0.29$. Elle a d'abord un comportement en loi de puissance d'indice $1/3$ ($x^{1/3}$) pour $x \ll 1$ puis une coupure exponentielle au-delà de son maximum.

3. Diffusion Compton inverse du rayonnement

La diffusion Compton est la diffusion d'un photon par une particule chargée comme un électron. L'effet Compton est l'augmentation de la longueur d'onde du photon diffusé suite à son interaction avec la particule chargée. Comme on le verra par la suite, les conditions physiques des plasmas relativistes permettent l'effet inverse, c'est à dire un gain en énergie du photon diffusé, qui emportera alors tout ou partie de l'énergie de la particule chargée. On parle alors d'effet Compton inverse.

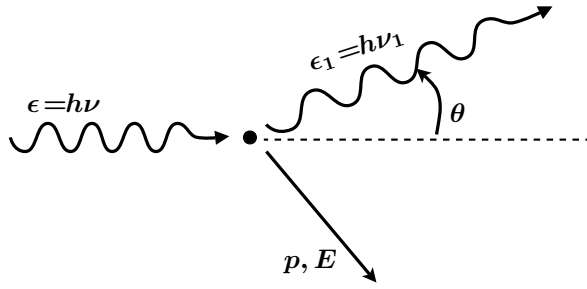


Fig. 17. Diffusion d'un photon d'énergie ϵ par un électron au repos. Suite à l'interaction, l'électron emporte une partie de l'énergie du photon incident et le photon voit son énergie diminuer et sa direction changer.

§ 17. Diffusion par un électron au repos

En faisant un bilan dans le référentiel au repos de l'électron sur les quadrivecteurs énergie-impulsions du photons et de l'électron avant et après l'interaction, on peut écrire l'énergie finale du photon $\epsilon_1 = h\nu_1$, en fonction de son énergie initiale $\epsilon = h\nu$ et de l'angle de diffusion θ :

$$\epsilon_1 = \frac{\epsilon}{1 + \frac{\epsilon}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (17.81)$$

Dans le cas où l'énergie du photon incident est négligeable devant l'énergie de masse de l'électron ($\epsilon \ll m_e c^2$), on peut écrire $\epsilon_1 \sim \epsilon$ et la collision est élastique. On est en régime d'approximation Thomson. La condition sur l'énergie du photon incident qui doit être petite devant l'énergie de masse de l'électron en régime Thomson, peut se réécrire en condition sur la longueur d'onde du photon incident, qui doit alors être grande devant la longueur Compton de l'électron $\lambda_c = h/m_e c$:

$$\text{en régime Thomson: } \lambda \gg \lambda_c = \frac{h}{m_e c}$$

La section efficace complète du processus de diffusion Compton est donné dans le cadre de l'électrodynamique quantique (Heitler 1954) par la formule de Klein-Nishina:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon} \right)^2 \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_1} + \frac{\epsilon_1}{\epsilon} - \sin^2 \theta \right) \quad (17.82)$$

Cette formule se réduit à l'expression classique de Thomson dans le cas de la diffusion élastique:

$$\epsilon_1 \sim \epsilon \implies \frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) \quad (17.83)$$

On remarque que la dépendance angulaire de cette expression fait que les photons diffuseront de manière quasiment isotrope en régime Thomson.

L'effet des corrections Klein-Nishina apparaît lorsque l'énergie du photon incident devient comparable à l'énergie de l'électron, ce qui provoque une diminution de la section efficace par rapport au cas classique.

En injectant dans la formule de la section efficace Klein-Nishina la relation qui relie l'énergie du photon diffusé à l'énergie du photon incident et à l'angle de diffusion (Eq. 17.81), puis en intégrant l'équation, on obtient la formulation suivante pour la section efficace de diffusion Compton:

$$\sigma = \sigma_{\text{Th}} \frac{3}{4} \left[\frac{1+x}{x^3} \left\{ \frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right\} + \frac{1}{2x} \ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right] \quad (17.84)$$

où $x = hv/m_e c^2$ est l'énergie réduite du photon incident. Dans le régime non relativiste ($x \ll 1$), cette expression peut s'approcher par l'expression suivante:

$$\sigma \simeq \sigma_{\text{Th}} \left(1 - 2x + \frac{26x^2}{5} \right) \quad (17.85)$$

et dans le régime relativiste ($x \gg 1$):

$$\sigma \simeq \frac{3}{8} \sigma_{\text{Th}} x^{-1} \left(\ln 2x + \frac{1}{2} \right) \quad (17.86)$$

§ 18. Diffusion Compton inverse

§ 18.1. Diffusion par un électron en mouvement

Supposons maintenant le centre diffuseur (l'électron) en mouvement à la vitesse $v = \beta c$. La formule du recul Compton (Eq. 17.81) s'applique toujours dans le référentiel au repos de l'électron. Toutefois, cette relation transférée dans le référentiel de l'observateur fait apparaître un gain net en énergie du photon diffusé, au détriment de l'électron. On parle alors de diffusion Compton inverse du rayonnement, pour laquelle l'électron transfère tout ou partie de son énergie au photon diffusé.

En transformant l'équation 17.81 dans le référentiel de l'observateur, on obtient:

$$\epsilon_1 = \frac{\epsilon(1 - \beta \cos \theta)}{1 - \beta \cos \theta_1 + \frac{\gamma \epsilon}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta_1 - \theta))} \quad (18.87)$$

Où θ (resp. θ_1) est l'angle orienté que forment dans le référentiel de l'observateur la direction du photon incident (resp. diffusé) et le vecteur vitesse de la particule.

Dans le cas d'une diffusion élastique dans le référentiel au repos de l'électron (régime Thomson), $\gamma \epsilon \ll m_e c^2$, on obtient:

$$\epsilon_1 = \epsilon \frac{1 - \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta_1} \quad (18.88)$$

Du fait du mouvement relativiste de la particule, les effets d'aberration de la lumière tendent à focaliser le rayonnement dans la direction de propagation de la particule. Ainsi, alors que les photons sont diffusés de manière quasiment isotrope dans le référentiel au repos de la particule, ce n'est plus le cas dans le référentiel de l'observateur pour lequel on a alors $\theta_1 \ll 1$. Il en découle que $\beta \cos \theta_1 \simeq \beta \simeq 1 - 1/2\gamma^2$. Alors, l'énergie dans le référentiel de l'observateur du photon diffusé peut s'écrire:

$$\epsilon_1 \simeq 2\gamma^2 \epsilon (1 - \beta \cos \theta) \quad (18.89)$$

L'énergie gagnée par le photon est maximale pour un choc frontal ($\theta = \pi$) pour lequel l'énergie finale du photon diffusée vaut $4\gamma^2$. Le gain en énergie du photon diffusé moyenné sur les angles d'attaque vaut quant à lui γ^2 .

Dans le cas où la diffusion n'est pas élastique dans le référentiel de l'électron ($\gamma \epsilon \gg m_e c^2$), la diffusion se fait en régime Klein-Nishina. L'énergie du photon diffusé devient alors:

$$\epsilon_1 = \gamma m_e c^2 \frac{1 - \beta \cos \theta}{1 - \cos \theta} \simeq \gamma m_e c^2 \quad (18.90)$$

Le photon diffusé emporte avec lui l'énergie de l'électron. Ces résultats peuvent se retrouver facilement en raisonnant sur les effets de changement de référentiel. Dans le référentiel au repos

de l'électron, ce dernier voit arriver vers lui un photon d'énergie $\epsilon' \sim \gamma\epsilon$, où l'intervention du facteur de Lorentz est due aux formules de changement de référentiels. Si la collision se fait dans le régime de Thomson (collision élastique), on peut écrire $\epsilon'_1 = \epsilon'$. Comme le photon ne peut emmener plus que l'énergie de masse de l'électron, on a l'inégalité suivante: $\epsilon'_1 = \gamma\epsilon < m_e c^2$. Transférée dans le référentiel de l'observateur, cette inégalité devient $\epsilon_1 = \gamma^2\epsilon < \gamma m_e c^2$.

§ 18.2. Puissance Compton inverse

Nous voulons à présent calculer la puissance perdue par un électron diffusant sur un champ de photon isotrope. Dans ce qui suit, les quantités primées se rapportent au référentiel de l'électron au repos, et les quantités non primées au référentiel de l'observateur. Soit $n d\epsilon$ la densité de photon ayant une énergie comprise entre ϵ et $\epsilon + d\epsilon$ dans le référentiel de l'observateur.

Dans le régime Thomson ($\gamma^2 \gg \epsilon/m_e c^2$ et $\epsilon' = \epsilon'_1$), la puissance totale diffusée dans le référentiel de l'électron au repos vaut:

$$\frac{dE'_1}{dt'} = c\sigma_{\text{Th}} \int \epsilon'_1 n' d\epsilon' \quad (18.91)$$

où $n'd\epsilon'$ est la densité de photons incidents entre l'énergie ϵ' et $\epsilon' + d\epsilon'$ dans le référentiel de l'électron au repos. De plus, $n d\epsilon/\epsilon$ et dE/dt étant des invariants de Lorentz, on a:

$$\frac{n d\epsilon}{\epsilon} = \frac{n' d\epsilon'}{\epsilon'} \quad \text{et} \quad \frac{dE'_1}{dt'} = \frac{dE_1}{dt} \quad (18.92)$$

On peut donc écrire:

$$\frac{dE_1}{dt} = c\sigma_{\text{Th}} \int \epsilon'^2 \frac{n' d\epsilon'}{\epsilon'} = c\sigma_{\text{Th}} \int \epsilon'^2 \frac{n d\epsilon}{\epsilon} \quad (18.93)$$

L'énergie ϵ' se transforme dans le référentiel de l'observateur grâce aux transformations de Lorentz:

$$\epsilon' = \epsilon\gamma(1 - \beta \cos \theta) \quad (18.94)$$

La puissance diffusée peut alors s'écrire en fonction seulement de variables exprimées dans le référentiel de l'observateur:

$$\frac{dE_1}{dt} = c\sigma_{\text{Th}}\gamma^2 \int (1 - \beta \cos \theta)^2 \epsilon n d\epsilon \quad (18.95)$$

Pour une distribution isotropique de photon, cette expression se moyenne aisément sur les angles d'attaque car on alors:

$$\langle (1 - \beta \cos \theta)^2 \rangle = 1 + \frac{1}{3}\beta^2 \quad (18.96)$$

Ainsi, on obtient:

$$\frac{dE_1}{dt} = c\sigma_{\text{Th}}\gamma^2 \left(1 + \frac{1}{3}\beta^2\right) U_{\text{ph}} \quad (18.97)$$

où U_{ph} est la densité d'énergie initiale du champ de photons incident:

$$U_{\text{ph}} = \int \epsilon n d\epsilon \quad (18.98)$$

Le champ de photons incidents perd de l'énergie à un taux:

$$\frac{dE}{dt} = -c\sigma_{\text{Th}} \int \epsilon n d\epsilon = -c\sigma_{\text{Th}} U_{\text{ph}} \quad (18.99)$$

Le bilan total d'énergie du champ de photons mous donne la puissance rayonnée par le processus Compton inverse:

$$\frac{dE_{\text{rad}}}{dt} = c\sigma_{\text{Th}}U_{\text{ph}} \left[\gamma^2 \left(1 + \frac{1}{3}\beta^2 \right) - 1 \right] \quad (18.100)$$

En remarquant que $\gamma^2 - 1 = \gamma^2\beta^2$, la puissance rayonnée par le processus Compton inverse peut s'écrire de la manière suivante:

$$\mathcal{P}_{\text{compt}} = \frac{4}{3}\sigma_{\text{Th}}cU_{\text{ph}}\beta^2\gamma^2 \quad (18.101)$$

Cette formule de la puissance rayonnée n'est valable qu'en régime Thomson. En régime Klein-Nishina, cette puissance sera plus faible car la section efficace chute dramatiquement dans ce régime, et on perd la dépendance en γ^2 .

La puissance Compton inverse rayonnée en régime Thomson est très similaire à la formule de la puissance rayonnée synchrotron (Eq. 14.66):

$$\mathcal{P}_{\text{syn}} = \frac{4}{3}c\sigma_{\text{Th}}U_{\text{B}}\beta^2\gamma^2 \quad (18.102)$$

où la densité d'énergie du champ magnétique est changée par celle d'un champ de photons. En fait, on peut voir le processus synchrotron comme la diffusion Compton inverse d'un champ de photons virtuels de densité d'énergie égale à celle du champ magnétique. Des équations 14.66 et 18.101 on tire un résultat général très important:

$$\frac{\mathcal{P}_{\text{syn}}}{\mathcal{P}_{\text{compt}}} = \frac{U_{\text{B}}}{U_{\text{ph}}} \quad (18.103)$$

ce qui indique que les pertes synchrotron et Compton inverse sont dans les mêmes proportions que les densités d'énergie magnétique et du champ de photons.

§ 18.3. Spectre Compton inverse

Le calcul du spectre des photons diffusés par le processus Compton inverse nécessite de connaître la distribution en énergie des particules. Je développe ici les calculs du spectre émis par l'interaction d'une particule d'énergie $\gamma m_e c^2$ avec un champ de photons isotrope de densité n de entre l'énergie ϵ et $\epsilon + d\epsilon$. Ensuite, en convoluant l'expression obtenue avec une distribution de particules isotrope, on obtiendra facilement le spectre résultant de l'interaction Compton entre le champ de photons et les électrons.

On se place dans le cas de l'approximation du choc frontal, pour laquelle on considère que dans le référentiel de l'électron au repos, ce dernier voit arriver la plupart des photons incidents dans la direction du centre diffuseur (effet de focalisation relativiste). Par la suite, ϵ désignera l'énergie d'un photon normalisée par l'énergie de masse de l'électron $\epsilon = hv/m_e c^2$. Alors, le taux de photons diffusés entre l'énergie réduite ϵ_1 et $\epsilon_1 + d\epsilon_1$ en tenant compte des corrections Klein-Nishina vaut (Jones 1968):

$$\frac{dN}{dt d\epsilon_1} = \mathcal{K}_{\text{jones}}(\epsilon_1, \epsilon, \gamma) n d\epsilon \quad (18.104)$$

Où $\mathcal{K}_{\text{jones}}$ est le noyau fondamental de l'interaction Compton inverse, appelé noyau de Jones:

$$\mathcal{K}_{\text{jones}}(\epsilon_1, \epsilon, \gamma) = \frac{3}{4} \frac{c\sigma_{\text{Th}}}{\epsilon\gamma^2} f(q, \Gamma_\epsilon) \Theta(q - 1/4\gamma^2) \Theta(1 - q) \quad (18.105)$$

où Γ_ϵ et q sont définis comme:

$$\Gamma_\epsilon = 4\epsilon\gamma \quad \text{et} \quad q = \frac{\epsilon_1}{4\epsilon\gamma(\gamma - \epsilon_1)} \quad (18.106)$$

et la fonction f :

$$f(q, \Gamma_\epsilon) = 2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{1}{2} \frac{(\Gamma_\epsilon q)^2}{1 + \Gamma_\epsilon q} (1 - q) \quad (18.107)$$

Le paramètre Γ_ϵ détermine le domaine de diffusion: si $\Gamma_\epsilon \ll 1$, on est en régime Thomson, alors que l'inverse $\Gamma_\epsilon \gg 1$ correspond au régime de diffusion Klein-Nishina. Le noyau de Jones donne la forme universelle du spectre d'un électron diffusant un champ de photons quelconque.

On peut exprimer la puissance totale Compton inverse diffusée en intégrant l'expression 18.104:

$$\mathcal{P}_{\text{compt}} = \int \epsilon_1 m_e c^2 \frac{dN}{dt d\epsilon_1} d\epsilon_1 = m_e c^2 \int d\epsilon_1 \epsilon_1 \int d\epsilon \mathcal{K}_{\text{jones}}(\epsilon_1, \epsilon, \gamma) n(\epsilon) \quad (18.108)$$

Dans le régime de diffusion Thomson, le noyau de Jones se simplifie et on a (Blumenthal & Gould 1970; Rybicki & Lightman 1979):

$$q \simeq \frac{\epsilon_1}{4\epsilon\gamma^2} \quad \text{et} \quad f(q) \simeq 2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) \quad (18.109)$$

Alors, en faisant le changement de variable de ϵ_1 en q dans l'intégrale, la puissance rayonnée s'écrit:

$$\mathcal{P}_{\text{compt}} = 12c\sigma_{\text{Th}}\gamma^2 \int d\epsilon n(\epsilon) \epsilon m_e c^2 \int_{1/4\gamma^2}^1 dq q f(q) \quad (18.110)$$

En régime relativiste, l'intégrale sur q peut s'approximer par l'expression suivante:

$$\int_{1/4\gamma^2}^1 dq q f(q) \simeq \int_0^1 dq q f(q) = \frac{1}{9} \quad (18.111)$$

et alors la puissance Compton inverse rayonnée devient:

$$\mathcal{P}_{\text{compt}} = \frac{4}{3} c\sigma_{\text{Th}}\gamma^2 \int d\epsilon n(\epsilon) \epsilon m_e c^2 = \frac{4}{3} c\sigma_{\text{Th}} U_{\text{ph}} \gamma^2 \quad (18.112)$$

On retrouve bien l'expression calculée dans le paragraphe précédent (Eq. 18.101), à un facteur $\beta \sim 1$ près. Cette expression, valable dans le régime de diffusion Thomson uniquement, peut être adaptée au régime Klein-Nishina en s'affranchissant du calcul de l'intégrale compliquée sur le noyau de Jones complet. On fait alors l'approximation que seuls les photons en régime Thomson participent à la diffusion, et la densité de photon intervenant dans la formule de la puissance rayonnée est remplacée par la densité de photon diffusant effectivement en régime Thomson:

$$U_{\text{ph}}^{\text{eff}} = m_e c^2 \int^{\epsilon_{\text{Th}}} d\epsilon n(\epsilon) \epsilon \quad (18.113)$$

Un photon d'énergie incident $\epsilon m_e c^2$ diffusant en régime Thomson verra son énergie amplifiée par un facteur γ^2 à l'énergie $\gamma^2 \epsilon m_e c^2$, dans la limite $\gamma m_e c^2$ qui est l'énergie maximale que peut transférer l'électron au photon. Alors, l'énergie maximale des photons diffusant effectivement en régime Thomson vaut $\epsilon_{\text{Th}} = 1/\gamma$, et on a:

$$U_{\text{ph}}^{\text{eff}} = m_e c^2 \int^{1/\gamma} d\epsilon n(\epsilon) \epsilon \quad (18.114)$$

4

Création de paires et absorption des photons gamma

Plan du chapitre

1. Le processus de création de paires	47
2. Absorption intrinsèque à la source	49
§ 19. Calcul de l'opacité $\gamma\gamma$	49
§ 20. Calcul de l'atténuation du spectre	51
§ 21. Calcul du terme de production de paires	53
3. Absorption par le fond cosmique infrarouge	53
§ 22. Le fond cosmique diffus infrarouge	53
§ 23. Opacité due au fond cosmique diffus infrarouge	55
§ 23.1. Calcul analytique approché	56
§ 23.2. Calcul numérique tenant compte de l'évolution cosmologique	58
§ 24. Halo de paires	59

1. Le processus de création de paires

LE PROCESSUS DE CRÉATION DE PAIRES est le résultat de l'interaction entre deux photons qui s'annihilent pour créer une paire électron-positron (Fig. 18). Pour que l'interaction ai lieu, il faut naturellement que l'énergie totale des deux photons, exprimée dans le référentiel du centre de masse du système photon-photon, soit supérieure ou égale à l'énergie de masse d'une paire électron-positron. Ainsi, en introduisant $\epsilon_{1,2} = hv_{1,2}/m_e c^2$ l'énergie réduite des photons incidents, l'énergie totale du système constitué des deux photons vaut, dans le référentiel de leur centre de masse:

$$\epsilon_{\text{tot}}^2 = 2\epsilon_1\epsilon_2(1 - \mu) \quad (18.115)$$

où $\mu = \cos \theta$ est le cosinus de l'angle d'attaque. Alors, la condition sur l'énergie minimum des deux photons permet de définir un seuil en énergie pour que la création de paire soit possible, et qui dépend de l'énergie des deux photons impliqués dans l'interaction ainsi que du cosinus de

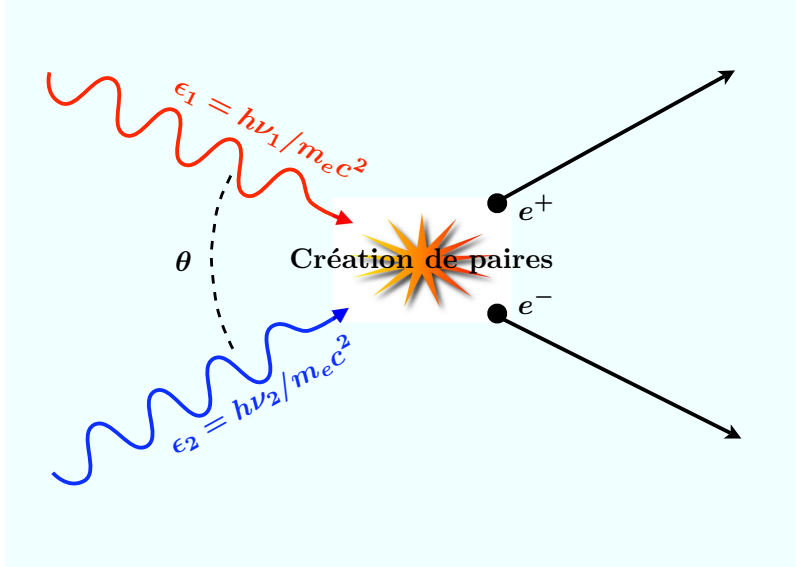


FIG. 18. L'interaction entre un photon gamma d'énergie réduite ϵ_1 , et un photon mou d'énergie ϵ_2 , peut donner lieu à la création d'une paire électron-positron. La section efficace de ce processus dépend de l'énergie des photons incidents ϵ_1 et ϵ_2 , ainsi que de l'angle d'attaque θ .

l'angle d'attaque μ :

$$\epsilon_{\text{tot}} \geq 2 \quad \Rightarrow \quad \epsilon_1 \epsilon_2 \geq \frac{2}{1 - \mu} \quad (18.116)$$

Dans le cas d'un choc frontal ($\mu = -1$), on obtient alors $\epsilon_1 \epsilon_2 \geq 1$.

La section efficace de ce processus vaut (Gould & Schröder 1967):

$$\sigma(\beta) = \frac{3\sigma_{\text{Th}}}{16} (1 - \beta^2) \left[(3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) - 2\beta(2 - \beta^2) \right] \quad (18.117)$$

où β est la vitesse relative dans le référentiel du centre de masse des deux particules créées:

$$\beta = \beta(\epsilon_1, \epsilon_2, \mu) = \sqrt{1 - \frac{2}{\epsilon_1 \epsilon_2 (1 - \mu)}} \quad (18.118)$$

La section efficace admet un maximum en $\beta = \sqrt{2}/2$, ce qui entraîne la condition suivante sur l'énergie des deux photons incidents au maximum de la section efficace:

$$\epsilon_1 \epsilon_2 = \frac{4}{1 - \mu} \quad (18.119)$$

On obtient pour un choc frontal $\epsilon_1 \epsilon_2 = 2$ au maximum de la section efficace. Le maximum de la section efficace est donc très proche du seuil de création de paires.

Ce processus est très important dans les sources astrophysiques que sont les objets compacts en général, car ce sont des sources de photons de très haute énergie (supérieure à l'énergie de masse d'une paire électron-positron), donc susceptibles de créer des paires. Dans le cas des blazars qui sont des sources relativistes, on peut faire l'approximation que les collisions frontales sont prédominantes. Alors, un photon de haute énergie ϵ_1 s'annihilera pour donner une nouvelle paire s'il rencontre sur son trajet un photon dont l'énergie réduite place l'interaction autour du maximum de la section efficace. Notamment, pour un photon de haute énergie E_1 de l'ordre du TeV, on calcule aisément que l'énergie E_2 des photons qui interagiront avec ce dernier vaut:

$$E_2 = \frac{2(m_e c^2)^2}{E_1} = 0.52 \text{ eV} \left(\frac{E_1}{\text{TeV}} \right)^{-1} \quad \text{ou} \quad \lambda_2 = \frac{\lambda_{ce} E_1}{2m_e c^2} = 2.37 \mu\text{m} \frac{E_1}{\text{TeV}} \quad (18.120)$$

où $\lambda_{ce} = h/m_e c$ est la longueur d'onde Compton de l'électron. Ainsi, les photons du TeV interagissent préférentiellement avec les photons du proche infrarouge autour du seuil de

création de paires. Dans le cas des blazars du TeV, il existe deux sources possibles de photons mous pouvant contribuer à ce mécanisme d'absorption des photons gamma par création de paires.

Premièrement, il peut s'agir du champ de rayonnement synchrotron propre à la source. Dans ce cas, les photons de hautes énergie sont absorbés dans la source elle-même avant de pouvoir s'en échapper et atteindre l'observateur. Si la densité du champ de photons synchrotron est trop importante, le milieu peut devenir complètement opaque aux photons de haute énergie qui alors n'atteindront l'observateur. Cette absorption intrinsèque à la source s'accompagne d'une création de nouvelles paires qu'il est nécessaire de prendre en compte car ces paires nouvellement créées vont contribuer au rayonnement de la source.

La deuxième source de photons mous susceptibles d'atténuer le signal gamma provenant d'un blazar est le champ de photons constitué par le fond cosmique diffus infrarouge. Ce champ de photons qui baigne tout le milieu extragalactique provient de l'émission intégrée sur l'histoire de l'univers du rayonnement émis par les galaxies. L'effet de ce champ de photons sera d'atténuer le flux de photons gamma à mesure que ces derniers progressent vers l'observateur. On parle alors d'atténuation extrinsèque à la source. Comme je le montrerai plus loin, cette atténuation devient de plus en plus importante à mesure que l'objet observé est éloigné, ce qui conduit à l'existence d'un horizon au-delà duquel aucune source émettant au TeV ne peut être détectée.

2. Absorption intrinsèque à la source

Je vais dans cette section développer le calcul de l'absorption intrinsèque à la source, induite par le processus de création de paires par interaction des photons gamma avec le champ de photons synchrotron. On calculera tout d'abord un coefficient d'opacité qu'on appelle dans ce cas précis opacité à la création de paire, ou encore opacité $\gamma\gamma$. Puis, à l'aide de principes simples de transfert radiatif et de la connaissance de l'opacité du milieu, nous calculerons l'atténuation du flux de photons gamma à sa sortie de la source, et nous en déduirons finalement le nombre de paires nouvellement créées suite à l'annihilation des photons gamma.

§ 19. Calcul de l'opacité $\gamma\gamma$

Soit un photon d'énergie réduite $\epsilon_1 > 1$, dans un champ de photons mous de densité par bande d'énergie réduite et d'angle solide $n_{\text{ph}}(\epsilon_2, \Omega)$. Alors la probabilité que ce photon interagisse avec un photon mou sur une longueur $d\ell$ pour donner une paire électron-positron est donnée par l'opacité à la création de paires $\tau_{\gamma\gamma}$:

$$\frac{d}{d\ell}\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1) = \int d\epsilon_2 d\Omega \frac{(1-\mu)}{2} \sigma(\beta) n_{\text{ph}}(\epsilon_2, \Omega) \quad (19.121)$$

Dans le cas où le champ de photons mous est isotrope, on peut calculer indépendamment l'intégrale sur les angles solides, et il est remarquable de noter que l'expression obtenue ne dépend alors plus que du produit $\epsilon_1\epsilon_2$:

$$\frac{d}{d\ell}\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1) = \frac{3}{4}\sigma_{\text{Th}} \int d\epsilon_2 n_{\text{ph}}(\epsilon_2) \mathcal{R}_{pp}(\epsilon_1\epsilon_2) \quad (19.122)$$

où on a introduit la fonction $\mathcal{R}_{pp}(x)$, qui est le taux de création de paires moyenné sur les angles et que l'on peut calculer analytiquement:

$$\mathcal{R}_{pp}(x) = \frac{4}{3} \frac{1}{\sigma_{\text{Th}}} \int_{-1}^{\mu_{\text{crit}}} d\mu \frac{1-\mu}{2} \sigma(\beta) \quad (19.123)$$

où $\mu_{\text{crit}} = \max(-1, 1 - 2/x)$ permet de s'assurer que β est bien défini comme un nombre réel (voir l'équation 18.118). On peut remarquer que la définition de μ_{crit} est équivalente à la condition sur le seuil de création de paire, qui, dans le cas d'une collision frontale impose $\epsilon_1 \epsilon_2 = x \geq 1$ (Eq. 18.116). L'intégrale vaut exactement:

$$\mathcal{R}_{pp}(x) = \frac{1}{x^2} \psi \left(\frac{1 + \sqrt{1 - 1/x}}{1 - \sqrt{1 - 1/x}} \right) \Theta(x - 1) \quad (19.124)$$

On a introduit la fonction $\psi(u)$:

$$\begin{aligned} \psi(u) = & -\frac{1}{2} \ln^2(u) + \left[\frac{2u(2+u)}{(u+1)^2} + \frac{u}{4} - \frac{2u}{u+1} + 2 \ln(1+u) - \frac{1}{2} + \frac{1}{4u} \right] \ln(u) \\ & + 2 \text{dilog}(u+1) - \frac{u}{2} + \frac{1}{2u} - \frac{2}{1+u} + 1 + \frac{\pi^2}{6} \end{aligned} \quad (19.125)$$

où la fonction spéciale spéciale dilogarisme est définie pour tout $x > 1$ comme (Abramowitz & Stegun 1964; Arfken & Weber 2001):

$$\begin{aligned} \text{dilog}(x) &= - \int_1^x du \frac{\ln(u)}{u-1} \\ &= -\frac{\pi^2}{6} - \frac{1}{2} \ln^2(x-1) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k-1}}{k^2} (x-1)^{-k} \end{aligned} \quad (19.126)$$

La fonction $\mathcal{R}_{pp}(x)$ est représentée sur la figure 19. Elle admet un maximum $x_{\text{max}} = \epsilon_1 \epsilon_2$ que l'on a déterminé numériquement et qui vaut $x_{\text{max}} \simeq 3.5481$. Comme pour la section efficace, on peut déduire de ce maximum dans la fonction du taux de production de paires, quels sont les photons mous qui interagissent préférentiellement avec un photon de haute énergie donnée. On aboutit alors à la relation suivante:

$$E_2 = x_{\text{max}} \frac{(m_e c^2)^2}{E_1} = 0.92 \text{ eV} \left(\frac{E_1}{\text{TeV}} \right)^{-1} \quad \text{ou} \quad \lambda_2 = \frac{\lambda_{ce} E_1}{x_{\text{max}} m_e c^2} = 1.33 \mu\text{m} \frac{E_1}{\text{TeV}} \quad (19.127)$$

La relation est légèrement différente de celle déduite de la section efficace (Eq. 18.120) seule car ici cette dernière a été moyennée sur les angles. Toutefois les ordres de grandeur restent évidemment les mêmes.

La fonction du taux de production de paires peut être développée en série près du seuil de création de paires ($x \rightarrow 1$), ainsi que pour le cas asymptotique ultra-relativiste ($x \gg 1$):

$$\mathcal{R}_{pp}(x) \rightarrow \frac{2}{3} (x-1)^{3/2} + \mathcal{O}((x-1)^2), \quad x \rightarrow 1 \quad (19.128)$$

$$\mathcal{R}_{pp}(x) \rightarrow \frac{\ln x}{x} + \frac{\ln 4 - 2}{x} + \mathcal{O}(1/x^2), \quad x \gg 1 \quad (19.129)$$

Pour les régimes intermédiaires, il existe diverses approximations plus ou moins précises de cette fonction. Coppi & Blandford 1990 ont proposé par exemple:

$$\mathcal{R}_{pp}(x) \simeq 0.869 \frac{x^2 - 1}{x^3} \ln x \quad (19.130)$$

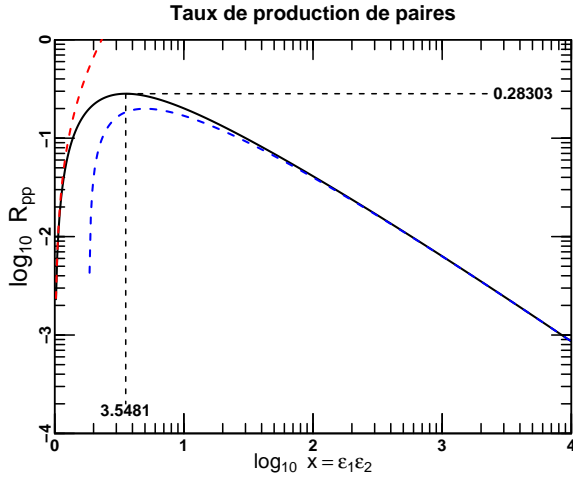


FIG. 19. Taux de production de paires moyenné sur les angles \mathcal{R}_{pp} en fonction du produit de l'énergie des deux photons impliqués. La fonction admet un maximum en $x_{\max} \simeq 3.5481$, proche du seuil de création de paires. Les courbes pointillées représentent les comportements asymptotique et près du seuil de la fonction (Eq. 19.128 et 19.129).

L'erreur commise reste inférieure à 7% pour $1.3 \leq x \leq 107$, avec une précision de $\sim 2\%$ autour du maximum du taux de production de paires. Une fois connue l'expression du taux de production de paires, on obtient l'expression de l'opacité en l'intégrant sur la distribution de photons mous.

Dans le cas où le spectre de photons mous est une loi de puissance d'indice α ($n_{\text{ph}}(\epsilon) \propto \epsilon^{-(\alpha+1)}$), on peut montrer que l'opacité $\gamma\gamma$ se simplifie et peut s'écrire (Gould & Schröder 1967; Svensson 1987):

$$\frac{d}{d\ell} \tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1) = \eta(\alpha) \sigma_{\text{Th}} \frac{1}{\epsilon_1} n_{\text{ph}} \left(\frac{1}{\epsilon_1} \right) \quad (19.131)$$

où $\eta(\alpha)$ résulte de l'intégrale de la section efficace sur une distribution en loi de puissance. Svensson (1987) montre que l'expression analytique de cette fonction vaut:

$$\eta(\alpha) = 4^\alpha 6 \frac{\Gamma^2(1+\alpha)}{\Gamma(5+2\alpha)} \frac{14+20\alpha+9\alpha^2+\alpha^3}{(3+\alpha)(2+\alpha)} \quad (19.132)$$

où $\Gamma(x)$ est la fonction gamma (Abramowitz & Stegun 1964; Arfken & Weber 2001). La table 2 montre pour différentes valeurs d'indice spectral la valeur prise par la fonction $\eta(\alpha)$. Une approximation utile et précise à mieux que 0.3% de cette fonction sur le domaine $0 \leq \alpha \leq 6$ est donnée également dans Svensson (1987):

$$\eta(\alpha) \simeq \frac{7}{6} (2+\alpha)^{-1} (1+\alpha)^{-5/3} \quad (19.133)$$

TAB. 2. Valeurs de la fonction $\eta(\alpha)$ (Eq.19.132), en fonction de l'indice spectral α du champ de photons mous (Svensson 1987).

α	0	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{3}{2}$	2
$\eta(\alpha)$	0.583	0.236	0.122	0.072	0.047

§ 20. Calcul de l'atténuation du spectre

Le calcul de l'atténuation du spectre des photons de haute énergie due au processus de création de paires se fait en considérant l'équation usuelle de transfert radiatif:

$$\frac{dI_\epsilon}{d\ell} = -\alpha_\epsilon I_\epsilon + j_\epsilon \quad (20.134)$$

où I_ϵ est l'intensité perçue par l'observateur, j_ϵ l'émissivité du milieu, et α_ϵ son coefficient d'absorption. En introduisant la profondeur optique du milieu $\tau(\ell) = \int_0^\ell du \alpha_\epsilon(u)$ et $S_\epsilon = j_\epsilon / \alpha_\epsilon$ sa fonction source, l'équation précédente peut se formuler comme:

$$\frac{dI_\epsilon}{d\tau} = S_\epsilon - I_\epsilon \quad (20.135)$$

On a vu dans le paragraphe précédent que la probabilité pour un photon d'énergie réduite ϵ_1 d'être absorbé et de créer une paire dans un champ de photons mous de densité d'énergie $n_{\text{ph}}(\epsilon_2)$ est donné par l'opacité à la création de paire (Eq. 19.121):

$$\frac{d}{d\ell} \tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1) = \frac{3}{4} \sigma_{\text{Th}} \int d\epsilon_2 n_{\text{ph}}(\epsilon_2) \mathcal{P}_{pp}(\epsilon_1 \epsilon_2) \quad (20.136)$$

L'opacité à la création de paires est équivalente à un coefficient d'absorption moyen du champ de photons mous responsable de l'absorption des photons gamma par le processus de création de paires. En faisant l'approximation que toutes les grandeurs caractérisant les propriétés radiatives de la source sont homogènes sur son rayon R , on obtient une fonction source constante qui s'écrit:

$$S_\epsilon = \frac{j_\epsilon}{\alpha_\epsilon} = \frac{I_\epsilon^0}{\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon)} \quad (20.137)$$

où:

$$\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon) = \int_0^R d\ell \alpha_\epsilon(\ell) \simeq R \frac{d}{d\ell} \tau_{\gamma\gamma}(\epsilon) \quad (20.138)$$

est la profondeur optique de la source et:

$$I_\epsilon^0 \simeq R \langle j_\epsilon \rangle = R j_\epsilon \quad (20.139)$$

est l'intensité émise par la source en absence d'absorption. Alors, la solution de l'équation de transfert radiatif à la sortie de la source est:

$$I_\epsilon = I_\epsilon^0 \left(\frac{1 - e^{-\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon)}}{\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon)} \right) \quad (20.140)$$

Nous avons donc par cette équation le nombre de photons de haute énergie sortant de la source. Marcowith *et al.* (1995) ont montré qu'une fois échappés de la source, les photons continuent à interagir avec le champ de photons (qui n'est pas confiné dans la source) sur une distance caractéristique de l'ordre du rayon R de la source. Cela introduit un terme d'absorption supplémentaire qui suit la loi d'absorption de Beer-Lambert en $e^{-\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon)}$. Ainsi, la loi d'atténuation de l'intensité s'écrit:

$$I_\epsilon = I_\epsilon^0(\epsilon) \mathcal{C}_{\text{abs}}^{\text{int}}(\epsilon) = I_\epsilon^0(\epsilon) \left(\frac{1 - e^{-\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon)}}{\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon)} \right) e^{-\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon)} \quad (20.141)$$

Le coefficient d'absorption $\mathcal{C}_{\text{abs}}^{\text{int}}$ introduit ci-dessus est intrinsèque à la source car il résulte de l'interaction avec son propre champ de photons mous. $\mathcal{C}_{\text{abs}}^{\text{int}}$ est également la probabilité \mathcal{P}_{esc} qu'un photon de s'échapper de la source sans créer de paires. On en déduit alors la probabilité \mathcal{P}_{abs} qu'un photon d'être absorbé et de produire une paire:

$$\mathcal{P}_{\text{abs}}(\epsilon) = 1 - \mathcal{P}_{\text{esc}}(\epsilon) \quad (20.142)$$

Cette expression prend en compte la probabilité qu'un photon de haute énergie de créer une paire à l'intérieur ou à l'extérieur de la source.

§ 21. Calcul du terme de production de paires

Fort de ces calculs, nous sommes maintenant capables de déterminer le taux de production de paires à l'intérieur de la source. Nous avons vu précédemment qu'un photon d'énergie $\epsilon \gg 1$ interagira préférentiellement avec un photon mou d'énergie réduite $1/\epsilon \ll 1$. Ainsi, en notant γ l'énergie réduite de chacune des particules produites, le bilan d'énergie de la réaction d'annihilation des photons impose:

$$2\gamma = \epsilon + \frac{1}{\epsilon} \simeq \epsilon \quad (21.143)$$

Ainsi, l'énergie moyenne des particules nouvellement créées sera simplement $\gamma = \epsilon/2$. Ces nouvelles paires contribueront ensuite au rayonnement de la source, en produisant des photons d'énergie plus faible par le processus SSC. Ainsi, un photon de haute énergie ϵ en créant une paire d'énergie $\epsilon/2$ contribuera à la création de nouveaux photons d'énergie deux fois plus faible via la diffusion Compton inverse en régime Klein-Nishina. Ces photons de deuxième génération produiront à leur tour de nouvelles paires, qui généreront un champ de photons de troisième génération et ainsi de suite. On a alors l'établissement d'une cascade de paires, qui, en partant d'un photon d'énergie réduite ϵ , va générer des champs de photons d'énergie caractéristiques $\epsilon/2, \epsilon/4, \dots, \epsilon/2^n$. Dans le cas d'un processus d'émission SSC, le rayonnement synchrotron de ces nouvelles paires d'énergie décroissante va contribuer à augmenter la densité de photons mous pouvant absorber les photons gamma, et augmenter ainsi l'efficacité du processus de création de paires. Comme on le verra par la suite, ce mécanisme hautement non linéaire peut conduire, dans le cas où les paires sont réaccélérées, à une production catastrophique de paires.

Le nombre de photons de haute énergie absorbés par unité de temps et d'énergie réduite se calcule à partir de l'émissivité du milieu en la supposant isotrope:

$$\dot{n}_{\text{abs}}(\epsilon) = 4\pi \frac{j_\epsilon}{\epsilon m_e c^2} \mathcal{P}_{\text{abs}}(\epsilon) \quad (21.144)$$

Où $\mathcal{P}_{\text{abs}}(\epsilon)$ est la probabilité qu'un photon d'être absorbé dans la source:

$$1 - \frac{1 - e^{-\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon)}}{\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon)} \quad (21.145)$$

Un photon d'énergie ϵ produisant deux particules d'énergie $\epsilon/2$, on en déduit que le taux de production de paires par bande d'énergie réduite vaut:

$$\dot{n}_{\text{prod}}(\gamma) = 2\dot{n}_{\text{abs}}(\epsilon = 2\gamma) = 4\pi \frac{j_\epsilon(2\gamma)}{\gamma m_e c^2} \mathcal{P}_{\text{abs}}(2\gamma) \quad (21.146)$$

La densité totale de paires créées par unité de temps s'obtient en intégrant l'expression précédente:

$$\dot{n}_{\text{prod}}^{\text{tot}} = \int d\gamma \dot{n}_{\text{prod}}(\gamma) = \frac{4\pi}{m_e c^2} \int \frac{d\gamma}{\gamma} j_\epsilon(\gamma) \mathcal{P}_{\text{abs}}(\gamma) \quad (21.147)$$

3. Absorption par le fond cosmique infrarouge

§ 22. Le fond cosmique diffus infrarouge

Le fond lumineux cosmique (EBL en anglais pour "*extragalactic background light*") est la brillance surfacique moyenne du ciel, résultant de l'intégration sur l'histoire de l'univers de l'émission des

sources extragalactiques résolues et non résolues dans une bande d'énergie donnée. On sépare le fond lumineux cosmique en différentes composantes suivant l'origine du rayonnement et la longueur d'onde considérée. La plus connue des composantes de l'EBL est certainement le fond de rayonnement micro-onde cosmologique à 2.735 K (CMB pour "cosmic microwave background", Penzias & Wilson 1965), popularisé dans les années 60 car il constitue une des prédictions vérifiées du modèle de big-bang (Peebles 1965). Le CMB est un champ de photons fossiles datant de l'époque du découplage matière/rayonnement aux premiers instants de l'univers ($z \approx 1000$). Ce champ de photons suit une loi de corps noir parfait dont la température évolue avec le redshift comme $T(z) \propto (1+z)$ et sa densité en photon comme $n_{\text{CMB}} \propto (1+z)^3$ du fait de l'expansion de l'univers.

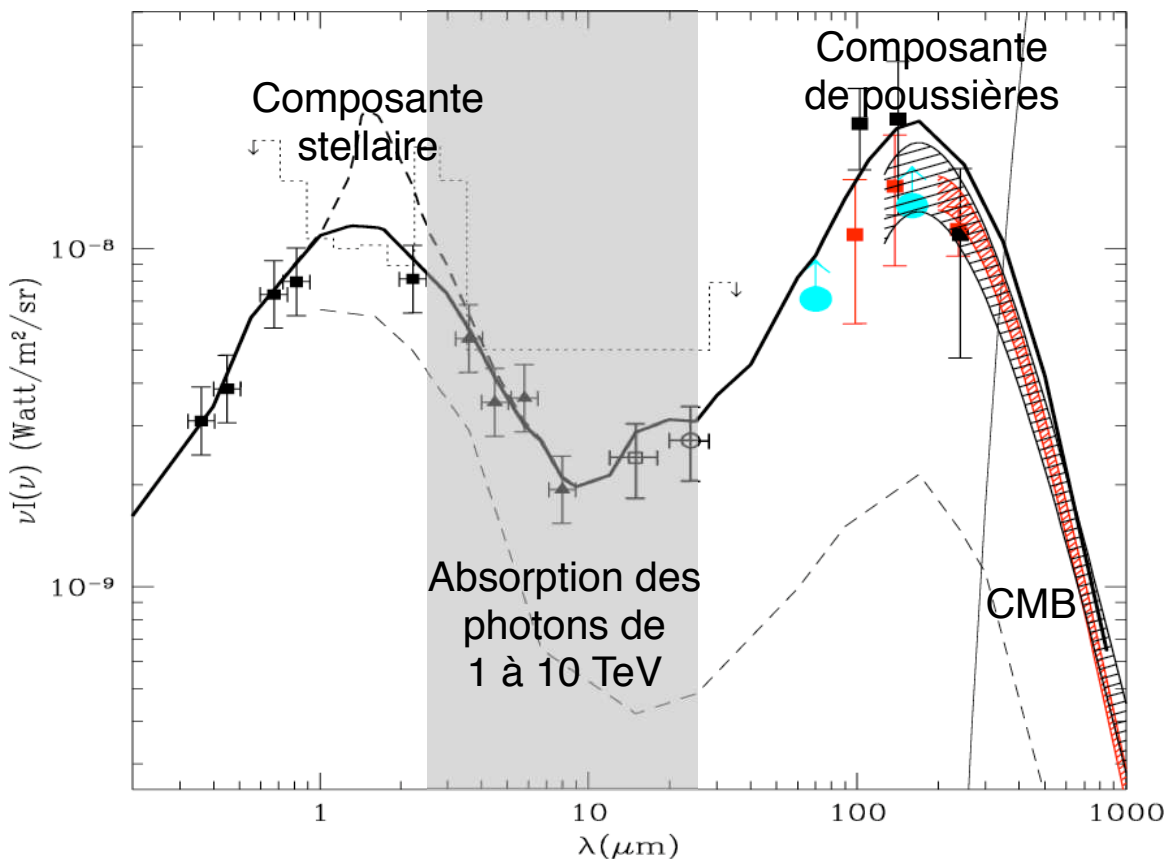


FIG. 20. Spectre du fond diffus cosmique infrarouge mesuré par différentes équipes indépendantes (voir Fig. 1 de Franceschini *et al.* (2008) pour les détails de la légende). En trait épais le modèle publié par ces mêmes auteurs, et en trait fin le CMB. La composante de gauche (proche infrarouge) est la composante stellaire, et la composante de droite (infrarouge lointain) est la composante de poussière due à la diffusion de photons plus énergétiques par les poussières. Les photons entre 1 et 10 TeV seront absorbés par les photons compris entre 2 et 20 μm . Figure tirée de Franceschini *et al.* (2008)

A plus courtes longueurs d'onde, on distingue deux composantes dans l'EBL. Premièrement, le fond diffus UV-optique qui s'étend entre 2500 \AA et 1 μm , et qui est le résultat de l'émission intégrée des AGN brillants en optique, et de l'émission produite lors de la nucléosynthèse stellaire à des redshifts $z < 7$ (Madau & Pozzetti 2000). Deuxièmement, le fond diffus infrarouge qui s'étend de 1 μm à 1000 μm (voir Hauser & Dwek (2001) pour une revue). Ce dernier retiendra

ici toute notre attention car c'est avec ce champ de photons que les rayons gamma du TeV interagissent lors de leur propagation depuis la source jusqu'à l'observateur. En effet, les photons gamma d'énergie $E > 1 \text{ TeV}$ créent des paires avec des photons mous de longueur d'onde $\lambda > 2.37 \mu\text{m}$ au maximum de la section efficace (voir l'équation 18.120). Le spectre du fond diffus infrarouge est caractérisé par deux bosses distinctes. La première qui pique autour de $1 - 2 \mu\text{m}$ est due au maximum d'émission photosphérique des étoiles, intégré sur l'histoire de l'univers (Hauser & Dwek 2001). Ainsi l'élargissement de cette composante s'explique en partie par le décalage vers le rouge du maximum d'émission des étoiles à mesure que ces dernières se trouvent éloignées de nous avec de grands redshifts. La deuxième composante pique dans l'infrarouge lointain ($100 - 200 \mu\text{m}$), et est interprétée comme la ré-émission thermique des poussières, qui diffusent ainsi des photons de plus haute énergie dont l'origine est variée (origine stellaire, objets compacts galactiques, AGN, Hauser *et al.* 1998). Ces deux composantes sont séparées par une "vallée" dont la profondeur est mal contrainte par les observations ou les modèles.

La connaissance de l'EBL est très importante dans de nombreux domaines d'astrophysique des hautes énergies car ce champ de photons constitue un obstacle à la propagation des photons et rayons cosmiques de haute énergie, affectant ainsi le signal provenant de sources extragalactiques. L'EBL est difficile à contraindre car de nombreuses sources de rayonnement galactiques, voir même propres à notre système solaire, polluent les mesures à différents degrés selon la longueur d'onde. Notamment, les mesures de l'EBL entre les deux pics d'émission sont fortement contaminées par la lumière zodiacale de notre propre système solaire, que l'on connaît mal. De plus, l'EBL varie sur des échelles cosmologiques (la densité d'énergie de l'EBL dépend du redshift), ce qui est nécessaire de prendre en compte lorsque l'on veut calculer précisément l'influence de ce dernier sur la propagation des photons gamma ou des rayons cosmiques issus de sources à grands redshifts. La figure 20 tirée de Franceschini *et al.* (2008) montre le spectre en énergie du fond diffus infrarouge local ($z \ll 0.1$) entre 0.1 et $1000 \mu\text{m}$. Cette figure superpose points de mesure et modèles. L'article dont cette figure est tirée constitue également une source d'information très complète sur l'EBL, sa modélisation, et ses implications sur la propagation des photons gamma.

§ 23. Opacité due au fond cosmique diffus infrarouge

Lors de leur trajet de la source à l'observateur, les photons gamma vont interagir avec les photons du fond diffus cosmique infrarouge pour produire des paires, ce qui aura pour conséquence d'atténuer le signal provenant de la source. En faisant l'hypothèse que l'émission des nouvelles paires créées est négligeable, on obtient que le flux observé $F^{\text{obs}}(\epsilon_0, z_s)$ d'une source à un redshift z_s est relié à son flux intrinsèque $F^{\text{int}}(\epsilon_0)$ par la loi de Beer-Lambert:

$$F^{\text{obs}}(\epsilon_0, z_s) = F^{\text{int}}(\epsilon_0) e^{-\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_0, z_s)} \quad (23.148)$$

où la profondeur optique $\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_0, z_s)$ est obtenue en intégrant l'opacité $d\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon, z)/dz$ le long du chemin optique des photons depuis la source jusqu'à l'observateur à travers le fond diffus cosmique infrarouge. On a:

$$\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_0, z_s) = \int_0^{z_s} dz \frac{d\ell}{dz} \frac{d}{d\ell} \tau_{\gamma\gamma}(\epsilon, z) \quad \text{avec} \quad \epsilon_0 = \frac{\epsilon}{1+z} \quad (23.149)$$

où $d\ell/dz$ est l'élément de distance comobile, qui, pour un univers plat vaut:

$$\frac{d\ell}{dz} = \frac{c}{H_0(1+z)} [(1+z)^2(1+\Omega_m z) - z(z+2)\Omega_\Lambda]^{-1/2} \quad (23.150)$$

$\Omega_m = \rho_m/\rho_{\text{crit}}$ est la densité de masse normalisée de l'univers à l'instant présent et $\Omega_\Lambda = \Lambda/3H_0^2$ est la constante cosmologique. On supposera par la suite un univers dominé par la matière avec $\Omega = 1$ et une constante cosmologique nulle $\Omega_\Lambda = 0$ (univers de Einstein-De Sitter). L'opacité devient alors une grandeur locale dépendant du redshift, et elle doit être légèrement modifiée par rapport à l'expression de l'équation 19.121 pour tenir compte de l'expansion de l'univers et du décalage vers le rouge:

$$\frac{d}{d\ell} \tau_{\gamma\gamma}(\epsilon, z) = \int_0^2 dx \frac{x}{2} \int_{\epsilon_{th}}^\infty d\epsilon_2 n_{\text{CIB}}(\epsilon_2, z) \sigma(\beta) \quad (23.151)$$

avec:

$$\beta = \left(1 - \frac{2}{x\epsilon\epsilon_2(1+z)}\right)^{1/2} ; \quad x = (1-\mu) ; \quad \epsilon_{th} = \frac{2}{x\epsilon_2(1+z)} \quad (23.152)$$

et $n_{\text{CIB}}(\epsilon_2, z)$ est la densité de photon du fond diffus cosmologique infrarouge au redshift z à l'énergie réduite ϵ_2 . Le calcul complet de l'opacité nécessite donc de connaître l'évolution du spectre du fond diffus infrarouge en fonction de z .

§ 23.1. Calcul analytique approché

Il est possible de calculer l'opacité de manière analytique en faisant quelques hypothèses sur la distribution d'énergie du fond de photons infrarouges. Notamment dans le cas des blazars du TeV à faible redshift ($z \lesssim 0.3$), on peut faire l'approximation que la densité d'énergie comobile u_ϵ du fond diffus infrarouge n'a pas évolué (Stecker & de Jager 1998). Alors, on peut relier cette quantité à sa valeur observée aujourd'hui par la relation:

$$u_\epsilon(z, \epsilon) = u_\epsilon(z=0, \epsilon_0) \quad \text{avec} \quad \epsilon_0 = \frac{\epsilon}{1+z} \quad (23.153)$$

on en déduit alors la densité de photons du fond diffus infrarouge à un redshift z en tenant compte de l'expansion de l'univers:

$$n_{\text{CIB}}(z, \epsilon) = (1+z)^3 n_{\text{CIB}}(z=0, \epsilon_0) = (1+z)^3 n_{\text{CIB}}^0(\epsilon_0) \quad (23.154)$$

Alors, la profondeur optique devient:

$$\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_0, z_s) \simeq \frac{c}{H_0} \int_0^{z_s} dz (1+z) \int_0^2 dx \frac{x}{2} \int_{\epsilon_{th}}^\infty d\epsilon n_{\text{CIB}}^0(\epsilon) \sigma(\beta) \quad (23.155)$$

Dans le cas des sources proches, l'intégrale sur le redshift de l'équation 23.151 se calcule aisément et la profondeur optique devient:

$$\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_0, z_s) \simeq \frac{cz_s}{H_0} \int_0^2 dx \frac{x}{2} \int_{\epsilon_{th}}^\infty d\epsilon n_{\text{CIB}}^0(\epsilon) \sigma(\beta) = \frac{d(z_s)}{x_{\gamma\gamma}(\epsilon_0)} \quad (23.156)$$

Où on a fait apparaître $d(z_s)cz_s/H_0$ la distance de la source à l'observateur valable pour les petits redshifts, et $x_{\gamma\gamma}(\epsilon_0)$ la longueur caractéristique d'atténuation d'un photon observé à l'énergie réduite ϵ_0 . Comme dans le cas du calcul de l'absorption intrinsèque à la source, on utilise ici le fait que la section efficace est piquée près du seuil de création de paires ce qui nous permet de faire l'approximation qu'un photon gamma d'énergie réduite $\epsilon_0 \gg 1$ interagira avec un photon mou d'énergie réduite $\epsilon = 1/\epsilon_0$. Alors, de manière analogue à ce qu'on obtient pour le calcul

de l'absorption intrinsèque (Eq. 19.131 page 51), la longueur caractéristique d'atténuation peut s'écrire dans le cas d'une densité d'énergie constante dans le domaine d'absorption considéré (Zdziarski & Lightman 1985):

$$x_{\gamma\gamma}^{-1}(\epsilon_0) = \frac{2\sigma_{\text{Th}} n_{\text{CIB}}^0(2/\epsilon_0)}{3 \epsilon_0} \quad (23.157)$$

En remarquant que la densité de photon est relié à la densité d'énergie du fond diffus infrarouge par la relation $u_{\text{CIB}}^0(E) = (c/4\pi)E^2 n_{\text{CIB}}^0(E)$, on utilisera alors l'expression suivante pour la profondeur optique:

$$\tau_{\gamma\gamma}(E_0, z_s) \simeq \frac{0.6}{h} \left(\frac{z_s}{0.1}\right) \left(\frac{E_0}{1 \text{ TeV}}\right) \left(\frac{u_{\text{CIB}}(\lambda)}{10 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}}\right) \quad \lambda = \frac{\lambda_{ce} E_0}{4m_e c^2} = 1.6 \mu\text{m} \frac{E_0}{1 \text{ TeV}} \quad (23.158)$$

Que l'on peut réécrire en faisant intervenir une énergie de coupure $E_c(z_s)$ dépendant du redshift de la source:

$$\tau_{\gamma\gamma}(E_0, z_s) = \frac{E_0}{E_c(z_s)} \quad \text{avec} \quad E_c(z_s) = 1.7h \frac{\text{TeV}}{\left(\frac{z_s}{0.1}\right) \left(\frac{u_{\text{CIB}}(\lambda)}{10 \text{ nW m}^{-2} \text{ sr}^{-1}}\right)} \quad (23.159)$$

Cette formule se généralise pour un spectre du fond diffus infrarouge en loi de puissance $u_{\text{CIB}}(E) \propto E^{-\alpha}$ comme $\tau_{\gamma\gamma}(E_0, z_s) = (E_0/E_c)^{\alpha+1}$ (Aharonian *et al.* 1999), et on a alors l'expression suivante pour le flux observé sur terre:

$$F^{\text{obs}}(\epsilon_0, z_s) = F^{\text{int}}(\epsilon_0) \exp \left[- \left(\frac{E_0}{E_c(z_s)} \right)^{\alpha+1} \right] \quad (23.160)$$

ce qui conduit à une énergie de coupure de l'ordre de quelques TeV pour un blazar proche comme Mrk 501 ($z_s = 0.03$), et une coupure en dessous du TeV pour un blazar plus éloigné comme PKS 2155-304 ($z_s = 0.117$).

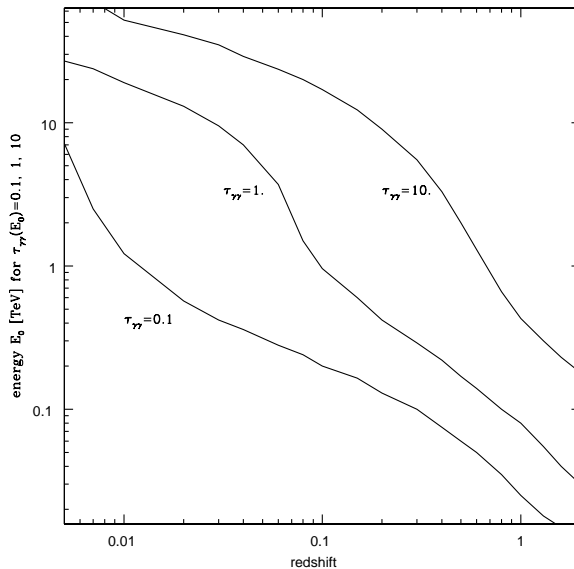


FIG. 21. Energies correspondantes à des profondeurs optiques de $\tau = 0.1, 1$ et 10 , en fonction du redshift de la source. Cette figure est tirée de Franceschini *et al.* (2008).

Ainsi, l'énergie de coupure diminue avec le redshift, ce qui signifie que les photons sont d'autant plus absorbés que leur énergie est élevée et que la source est placée loin de l'observateur. Cela conduit à l'existence d'un horizon au delà duquel les blazars du TeV ne peuvent être

détectés. La figure 21 tirée de Franceschini *et al.* (2008) illustre bien ce propos. On peut y voir tracé dans le plan énergie-redshift ($E_0 - z_s$) les courbes d'iso-opacité pour des valeurs d'opacité $\tau_{\gamma\gamma} = 0.1, 1, \text{ et } 10$. L'horizon des blazars se situe à droite de la courbe $\tau_{\gamma\gamma} = 1$, car les photons au-delà sont trop absorbés pour être observés depuis la terre, ou alors à très faible flux. Ainsi, un photon d'énergie $E_0 = 10 \text{ TeV}$ ne peut être détecté provenant d'une source plus éloignée qu'un redshift $z_s \sim 0.1 - 0.2$. Un photon d'énergie $E_0 = 1 \text{ TeV}$ a son horizon placé autour de $z_s = 0.5 - 0.7$. La courbe qui définit cet horizon est contrainte par le niveau de la densité du fond diffus infrarouge. Ainsi, une détection d'un objet du TeV au delà de $z_s = 0.6$ ou 0.7 remettrait en cause notre connaissance actuelle du fond diffus infrarouge, ainsi que de son évolution, car cela signifierait que nous surévaluons actuellement la valeur de cette densité d'énergie.

D'ailleurs, les observations faites au TeV de blazars lointains sont utilisées pour sonder et contraindre le fond diffus infrarouge. Comme les photons à 0.2 TeV sont moins absorbés que les photons à 2 TeV , l'absorption aura pour effet de rendre le spectre observé sur terre plus raide que le spectre intrinsèque ($\Gamma_{\text{obs}} > \Gamma_{\text{int}}$ pour un spectre en loi de puissance $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$). On montre que le changement d'indice spectral $\Delta\Gamma = \Gamma_{\text{int}} - \Gamma_{\text{obs}}$ est directement proportionnel à la densité d'énergie du fond diffus infrarouge, et est d'autant plus importante que le redshift de l'objet est loin. A partir de considération sur l'accélération de particules dans les blazars, on peut faire l'hypothèse que le spectre intrinsèque des blazars ne peut être plus dur que $\Gamma_{\text{int}} = 1.5$. On peut donc en déduire une limite supérieure sur la densité d'énergie du fond diffus infrarouge. Cette méthode a été appliquée à des observations de blazars lointains comme 1ES 1101-232 ($z=0.186$) (Aharonian *et al.* 2006c). Cette méthode est malgré tout très dépendante de l'hypothèse faite sur le spectre intrinsèque des blazars. Les résultats obtenus permettent de confirmer que les mesures actuelles du fond diffus infrarouge ne sont pas surestimées.

§ 23.2. Calcul numérique tenant compte de l'évolution cosmologique

Le calcul précis de la profondeur optique pour un objet situé à un redshift z_s de l'observateur est simplement le calcul numérique de l'intégrale de l'équation 23.151, en prenant en compte une distribution d'énergie pour le fond diffus infrarouge la plus réaliste possible, qui évolue en fonction du redshift. L'article de Franceschini *et al.* (2008) détaille un modèle qui tient compte de cette évolution, qui est sans doute aujourd'hui l'étude la plus aboutie sur ce sujet. Le calcul de l'évolution du fond diffus infrarouge est mené à partir d'observations à champ profond et de modèles d'évolution stellaire et galactique. La figure 22 montre l'évolution de la densité numérique de photons du fond diffus infrarouge en fonction du redshift (Franceschini *et al.* 2008).

On peut directement remarquer sur cette figure que l'hypothèse faite précédemment sur le fait que la densité comobile n'évolue pas pour les redshifts < 1 est correcte. En effet, les trois courbes rouges correspondant aux redshifts $z = 0, 0.2, 0.4$ peuvent être obtenues en appliquant à la courbe $z = 0$ une translation correspondant à la correction due à l'expansion de l'univers en $(1+z)^3$ (Eq.23.154). Au-delà, les effets de l'évolution du fond diffus infrarouge sont visibles autour de 0.3 eV et 3 eV . Toutefois, aucun blazar n'ayant été détecté à ces distances, ces corrections bien qu'intéressantes ne sont pas utiles dans le cas qui nous intéresse.

Par contre, les résultats publiés par Franceschini *et al.* (2008) nous sont utiles car il fournissent la solution du calcul de la profondeur optique pour les redshifts qui nous intéressent, en utilisant une densité en photons du fond diffus infrarouge beaucoup plus réaliste que qui est utilisée dans le paragraphe précédent, et en prenant en compte la section efficace complète du processus de

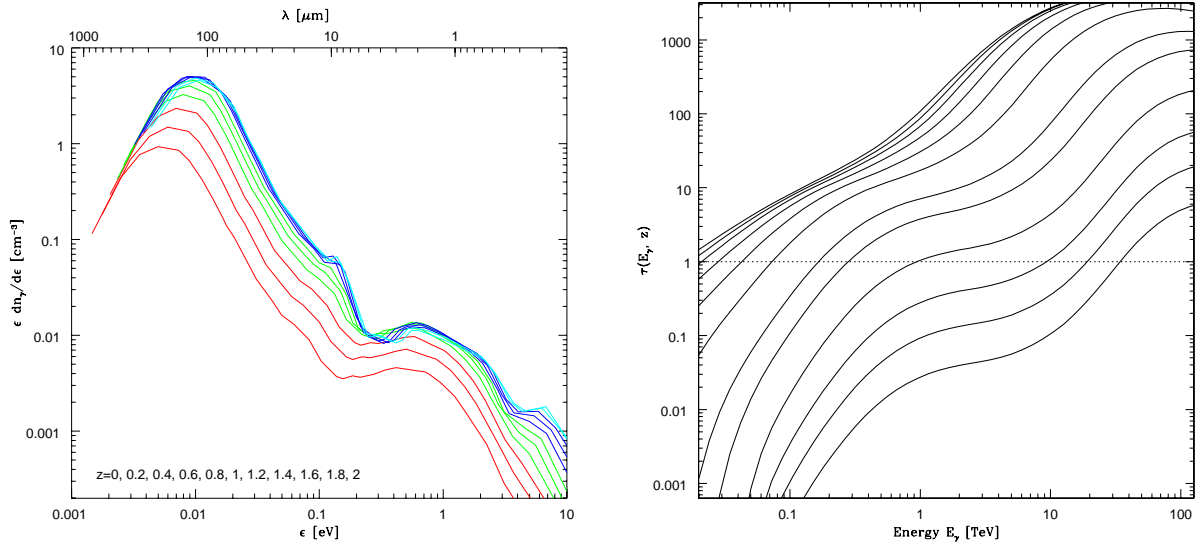


FIG. 22. A gauche: Evolution de la densité de photons par bande d'énergie $n_{\text{CIB}}(\epsilon)$ multipliée par l'énergie ϵ en eV, en fonction du redshift. L'unité de la densité numérique de photon est la densité réelle et non comobile et s'exprime en $[\text{cm}^{-3}]$. Les différentes courbes correspondent à des redshifts différents: rouge: $z = 0, 0.2, 0.4$; vert: $z = 0.6, 0.8, 1.0$; bleu: $z = 1.2, 1.4, 1.6$; cyan: $z = 1.8, 2$. A droite: Profondeur optique $\tau_{\gamma\gamma}(E_0, z_s)$ en fonction de l'énergie du photon observé E_0 , pour des sources situées à des redshifts $z_s = 0.003, 0.01, 0.03, 0.1, 0.3, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 4$ (de bas en haut). Ces figures sont tirées de Franceschini *et al.* (2008).

création de paires. La figure 22 montre pour différents redshifts l'évolution de la profondeur optique à différentes énergies. Ces courbes sont celles que j'ai utilisées au cours de mon travail de thèse pour tenir compte de l'absorption par le fond diffus infrarouge de l'émission provenant des blazars.

§ 24. Halo de paires

Les paires créées lors du trajet des photons de haute énergie peuvent à leur tour émettre un rayonnement gamma, par diffusion Compton inverse sur le fond diffus infrarouge ou sur le CMB. Ce nouveau champ de rayonnement peut à son tour produire de nouvelles paires, qui à leur tour produiront de nouveaux photons gamma, et ce tant que l'opacité aux photons de haute énergie le permet. Ce phénomène conduit à la formation d'une cascade de paires sur le trajet entre la source et l'observateur (Aharonian *et al.* 1994). Le traitement correct de cette émission secondaire doit prendre en compte la diffusion des paires nouvellement créées sur les irrégularités du champ magnétique intergalactique. Le niveau de ces irrégularités est caractérisé par le degré de cohérence du champ magnétique $\eta = \langle \delta B^2 \rangle / B^2$, qui exprime le rapport entre l'énergie magnétique ordonnée et l'énergie magnétique désordonnée portée par les irrégularités.

En traversant un champ magnétique désordonné, une particule chargée (et *a fortiori* un électron ou un positron) va subir de multiples déflexions sur les irrégularités du champ magnétique qui vont entraîner en moyenne une diffusion spatiale et en énergie de la particule. Dans le cas où le champ est suffisamment désordonné, la diffusion en angle d'attaque des particules leur permettront de s'isotropiser et de diffuser radialement. On aura alors la formation

d'un halo de paires dont l'émission Compton inverse sera également isotrope (Aharonian *et al.* 1994).

Pour déterminer un critère permettant de déterminer si oui ou non la diffusion est suffisamment efficace pour créer ce halo de paire, il est utile de comparer le temps de refroidissement radiatif des particules t_c au temps caractéristique de diffusion t_d . En effet, si le temps de refroidissement est très court, les paires auront rayonné leur énergie avant de pouvoir diffuser notablement. Le temps de refroidissement des particules par rayonnement Compton inverse vaut:

$$t_c^{-1}(E) = \frac{1}{E} = \frac{4}{3} \frac{\sigma_{\text{Th}}}{m_e^2 c^3} U_{\text{soft}} E \quad (24.161)$$

où U_{soft} est la densité d'énergie du champ de photons mous. En prenant le CMB comme champ de photons mous, dont la densité d'énergie est reliée au redshift par la relation $U_{\text{CMB}} = 3.97 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-3} (1+z)^4$, on obtient que le temps de refroidissement d'une particule d'énergie $E = 1 \text{ TeV}$ vaut:

$$t_c(E) = \frac{10^{13} \text{ sec}}{(1+z)^4} \left(\frac{E}{\text{TeV}} \right)^{-1} \quad (24.162)$$

Le temps caractéristique de diffusion d'une particule relativiste est donné par la fonction de diffusion $g(\rho, \eta) = t_L/t_d$ qui dépend de la rigidité du champ magnétique $\rho = 2\pi r_L/L_{\text{max}}$, où L_{max} est la longueur de cohérence du champ magnétique et r_L le rayon de Larmor de la particule, et du niveau de turbulence η définit plus haut (Casse *et al.* 2002). D'après Casse *et al.* (2002) la rigidité magnétique vaut:

$$\rho = 7 \times 10^{-15} \left(\frac{L_{\text{max}}}{\text{Mpc}} \right)^{-1} \left(\frac{E}{\text{TeV}} \right) \left(\frac{B}{\text{G}} \right)^{-1} \quad (24.163)$$

et le temps de diffusion:

$$t_d = \frac{t_L}{g(\rho, \eta)} = 0.11 \text{ sec } g^{-1}(\rho, \eta) \left(\frac{E}{\text{TeV}} \right) \left(\frac{B}{\text{G}} \right)^{-1} = 1.5 \times 10^{13} \text{ sec } \frac{\rho}{g(\rho, \eta)} \left(\frac{L_{\text{max}}}{\text{Mpc}} \right) \quad (24.164)$$

Alors, la condition d'isotropisation $t_c \gg t_d$ s'écrit:

$$B \gg B_c = 10^{-14} \text{ G } \frac{(1+z)^4}{g(\rho, \eta)} \left(\frac{E}{\text{TeV}} \right)^2 \quad (24.165)$$

ce qui définit une valeur de champ magnétique critique minimale pour avoir une isotropisation efficace.

La taille caractéristique du halo de paires peut être estimée à partir du coefficient de diffusion par la relation $d_h^2 \simeq 2t_c D_{\perp}$, où D_{\perp} est le coefficient de diffusion transverse du champ magnétique. Si ce coefficient de diffusion est trop grand, le halo de paires sera trop diffus alors qu'un coefficient trop faible fera que l'émission du halo de paires restera focalisées sur la ligne de visée et son émission se superposera à celle de la source. Le coefficient de diffusion transverse est relié au coefficient de diffusion parallèle $D_{\parallel} = c^2 t_d / 3 = cr_L / 3g(\rho, \eta)$ par la relation (Casse *et al.* 2002):

$$D_{\perp} = \begin{cases} 0.2\eta^{2.3} D_{\parallel} & \text{si } \eta \leq 0.5 \\ D_{\parallel} & \text{si } \eta \rightarrow 1 \end{cases} \quad (24.166)$$

En introduisant les grandeurs typiques du problème, on a numériquement:

$$d_h^2 = 7 \times 10^{32} \frac{\mathcal{A}}{g(\rho, \eta)(1+z)^4} \left(\frac{B}{1\text{G}} \right)^{-1} \quad \text{avec } \mathcal{A} = \begin{cases} 0.2\eta^{2.3} & \text{si } \eta \leq 0.5 \\ 1 & \text{si } \eta \rightarrow 1 \end{cases} \quad (24.167)$$

En introduisant le champ magnétique critique de l'équation 24.165, on peut déduire une limite supérieure à la taille du halo de paires:

$$d_h \ll d_{h, \max} = 0.1 \text{ Mpc} \frac{\mathcal{A}}{(1+z)^4} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1} \quad (24.168)$$

L'observation ou non du halo de paires dépend donc essentiellement de la valeur du champ magnétique intergalactique. Des mesures de rotation Faraday (Vallee 1990) semblent placer une limite supérieure à ce champ magnétique autour de $10^{-8} - 10^{-9} \text{ G}$, avec une longueur de cohérence de l'ordre du Mpc. Certains modèles théoriques prédisent quand à eux des champs magnétiques très faibles de l'ordre de $10^{-20} - 10^{-29} \text{ G}$ (Kulsrud 1999), alors que le champ magnétique intergalactique local serait supérieur à 10^{-8} G (Anchordoqui *et al.* 2001).

Dans le cas limite de Vallee 1990 ($B \sim 10^{-9} \text{ G}$, $L_{\max} \sim 1 \text{ Mpc}$) et d'un champ magnétique totalement turbulent ($\eta \rightarrow 1$), une particule de 1 TeV a une rigidité très faible de l'ordre de $\sim 7 \times 10^{-6} \ll 1$. Ceci correspond à une fonction de diffusion de l'ordre de $\sim 10^{-3}$, soit à un champ magnétique critique $B_c \simeq 10^{-12} \text{ G} \ll 10^{-9} \text{ G}$. Alors la formation d'un halo de paires de l'ordre de 0.1 Mpc est possible. L'émission de ce halo se produisant autour du GeV et isotrope restera noyée dans l'émission focalisée du blazar (Aharonian *et al.* 1994, 2001).

Dans le cas d'un champ magnétique intergalactique beaucoup plus faible autour de $10^{-16} - 10^{-20} \text{ G}$, la rigidité de la particule devient très grande ($\rho \sim 10^5$ pour une particule de 1 TeV), l'émission des paires va rester focalisée car la diffusion transverse devient très inefficace. Certains modèles prédisent que cette émission pourrait dépasser celle du blazar dans le domaine du GeV (Dai *et al.* 2002; Fan *et al.* 2004). Des instruments comme *Fermi* pourrait détecter cette composante. Ainsi, l'observation du halo de paire pourrait fournir des informations très importantes sur les caractéristiques du champ magnétique intergalactique.

Partie II

Modélisation homogène une zone des blazars

5	Le modèle SSC homogène une zone	65
6	Modélisation homogène une zone de PKS 0548–322	81

5

Le modèle SSC homogène une zone

Plan du chapitre

1. Hypothèses du modèle	65
2. Construction de la SED	67
§ 25. Spectre synchrotron	67
§ 25.1. Régime optiquement mince	67
§ 25.2. Régime optiquement épais - auto-absorption synchrotron	68
§ 26. Spectre Compton inverse	69
§ 27. Opacité à la création de paires	71
3. Estimation des paramètres du modèle une zone	71
§ 28. Evaluation des paramètres dans l'approximation du régime Thompson	72
§ 28.3. Estimation du champ magnétique et du facteur de Lorentz	73
§ 28.4. Estimation de la taille de la source	73
§ 28.5. Estimation du nombre total de particules	74
§ 29. Evaluation des paramètres dans l'approximation du régime Klein-Nishina	74
§ 29.6. Estimation du champ magnétique et du facteur de Lorentz	74
§ 29.7. Estimation de la taille de la source	75
§ 29.8. Estimation du nombre total de particules	76
§ 30. Contraintes supplémentaires	76
§ 30.9. Temps de variabilité	76
§ 30.10. Contraintes liées à l'opacité	77
§ 30.11. Lois d'échelle et espace des paramètres	78

1. Hypothèses du modèle

LE MODÈLE HOMOGENÈ SSC UNE ZONE calcule pour une distribution non thermique homogène et isotrope de leptons, l'émission synchrotron résultant de l'interaction de ces particules avec un champ magnétique supposé lui aussi homogène et isotrope dans le référentiel de la source, ainsi que l'émission Compton inverse de ces particules diffusant leur

propre champ de rayonnement synchrotron. D'où la dénomination SSC qui signifie en anglais Synchrotron Self Compton, qui illustre que les particules diffusent leur propre rayonnement.

La source est donc modélisée par une sphère de rayon R , qui se propage à vitesse relativiste caractérisée par son facteur de Lorentz $\Gamma_b = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, dans une direction faisant un angle θ avec la ligne de visée de l'observateur. Nous pouvons donc définir le facteur Doppler de la source $\delta_b = 1/\Gamma_b(1-\beta\cos\theta)$, qui intervient dans le calcul du flux reçu par l'observateur. La sphère est remplie par une population de leptons non thermiques homogène et isotrope, que l'on supposera caractérisée par une distribution en énergie en loi de puissance $n_e(\gamma) = k\gamma^{-p}$ définie entre γ_1 et γ_2 tel que $\gamma_2/\gamma_1 \gg 1$. Un champ magnétique isotrope B baigne la source permettant aux particules de rayonner. La figure 23 illustre la géométrie très simple utilisée dans ce modèle. Dans tout ce qui suit, on considérera que les pertes radiatives des particules sont négligeables, et donc que la distribution en énergie des particules est stationnaire.

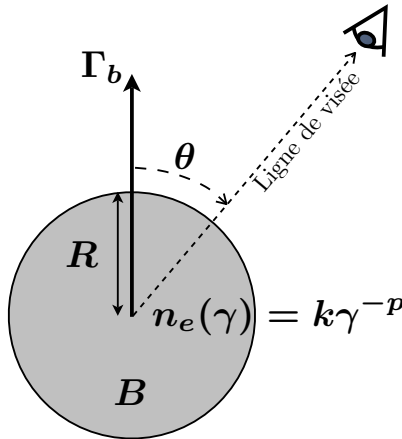


FIG. 23. Paramètres du modèle homogène une zone SSC.

Comme nous le verrons par la suite, ce modèle a eu beaucoup de succès car il a permis d'interpréter les premières observations faites à haute énergie de spectres de blazars, en ayant un nombre restreint de paramètres. De plus ce modèle fournit des prédictions fortes qui furent vérifiées pour un certain nombre d'objets. Néanmoins, avec l'amélioration des instruments et des techniques d'observation, ce modèle et ses divers avatars ont montré leurs limites, en posant des problèmes théoriques ainsi que des incohérences avec certaines observations. Cela est la conséquence des approximations et simplifications "brutales" qu'il suppose. Malgré tout, l'idée qui est au cœur de ce modèle, le processus SSC lui-même, reste une idée pertinente dans le contexte des blazars du TeV, qu'il est plus facile de comprendre en étudiant le modèle une zone. Ce modèle est d'ailleurs encore très utilisé lorsqu'il s'agit de reproduire des SED peu détaillées de certains objets, pour lesquels on a peu de contraintes.

Dans la suite de ce chapitre, je vais décrire comment le spectre est construit, et comment à partir de diagnostics observationnels simples on peut contraindre la plupart des paramètres du modèle. Dans le chapitre suivant je montre une application de ce type de modèle à la modélisation de PKS 0548-322.

2. Construction de la SED

§ 25. Spectre synchrotron

§ 25.1. Régime optiquement mince

Le calcul du spectre synchrotron produit par une population de particules décrites par une fonction de distribution homogène et isotrope se fait en convoluant le spectre produit par une particule d'énergie $\gamma m_e c^2$ (Eq 16.80 page 16.80) sur la fonction de distribution pour obtenir l'émissivité de la zone de rayon R :

$$j_\nu(\nu) = \frac{dE}{dt dV d\nu d\Omega} = \int d\gamma n_e(\gamma) P_{\text{syn}}(\gamma, \nu) \quad (25.169)$$

avec

$$P_{\text{syn}}(\gamma, \nu) = \frac{\sqrt{3} e^3 B \sin \alpha}{4\pi m_e c^2} F_{\text{syn}} \left(\frac{\nu}{\nu_c \sin \alpha} \right) \quad (25.170)$$

avec ν_c la fréquence synchrotron (Eq. 16.78 page 16.78):

$$\nu_c = \frac{3eB}{4\pi m_e c} \gamma^2 \quad (25.171)$$

et $F_{\text{syn}}(x)$ définit à partir des fonction de Bessel modifiées d'ordre n (Eq. 16.79 page 16.79):

$$F_{\text{syn}}(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(x') dx' \quad (25.172)$$

En introduisant la loi de puissance dans l'intégrale, l'émissivité devient:

$$j_\nu(\nu) = \frac{\sqrt{3} e^3 k B \sin \alpha}{4\pi m_e c^2} \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} d\gamma \gamma^{-p} F_{\text{syn}} \left(\frac{\nu}{\nu_c \sin \alpha} \right) \quad (25.173)$$

Si on considère l'émissivité à une fréquence ν telle que $\nu_c(\gamma_1) \ll \nu$ et $\nu_c(\gamma_2) \gg \nu$, ce qui est possible si la loi de puissance est définie sur une dynamique suffisante ($\gamma_2/\gamma_1 \gg 1$), alors les bornes de l'intégrale peuvent être remplacées par zero et l'infini. En effectuant le changement de variable:

$$u = \frac{\nu}{\nu_c \sin \alpha} = \frac{4\pi m_e c \nu \gamma^{-2}}{3eB \sin \alpha} \quad (25.174)$$

alors l'émissivité se réécrit comme:

$$j_\nu(\nu) = \frac{\sqrt{3} e^3 k}{4\pi m_e c^2} \left(\frac{4\pi m_e c}{3e} \right)^{(1-p)/2} (B \sin \alpha)^{(p+1)/2} \nu^{-(p-1)/2} \int_0^\infty du \frac{u^{(p-3)/2}}{2} F_{\text{syn}}(u) \quad (25.175)$$

Dans l'expression précédente, l'intégrale est une constante numérique qui dépend de l'indice de la loi de puissance des particules. Finalement, en intégrant sur les angles d'attaque α , on obtient la dépendance suivante pour le spectre de la puissance synchrotron émise par la population d'électrons:

$$p_\nu(\nu) = \frac{4\pi k e^3 B^{(p+1)/2}}{m_e c^2} \left(\frac{3e}{4\pi m_e c} \right)^{(p-1)/2} a(p) \nu^{-(p-1)/2} \quad (25.176)$$

où $a(p)$ est un coefficient numérique dépendant de l'indice spectral de la loi de puissance et qui est le résultat des intégrales sur le noyaux synchrotron ainsi que sur les angles d'attaque. L'expression analytique de cette fonction est donnée par l'équation 4.60 de Blumenthal & Gould (1970) et est tabulée pour différents indices spectraux p dans la table III du même article.

On trouve donc le résultat universel que le spectre synchrotron d'une population homogène et isotrope de leptons non thermiques est une loi de puissance d'indice $(p - 1)/2$:

$$\boxed{p_\nu(\nu) \propto \nu^{-(p-1)/2}} \quad (25.177)$$

§ 25.2. Régime optiquement épais - auto-absorption synchrotron

Sous certaines conditions, les photons peuvent interagir avec des particules relativistes en présence d'un champ magnétique pour être absorbés. Les particules peuvent donc devenir opaques à leur propre rayonnement synchrotron. Ce processus appelé auto-absorption synchrotron est fortement relié au processus d'émission synchrotron, et de la même manière qu'on définit une émissivité pour le milieu, on peut définir un coefficient d'absorption du milieu κ_ν (Rybicki & Lightman 1979):

$$\kappa_\nu(\nu) = -\frac{\sqrt{3}e^3 B}{8\pi m_e \nu^2} \int d\gamma F_{\text{syn}} \left(\frac{\nu}{\nu_c(\gamma)} \right) \gamma^2 \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\frac{n(\gamma)}{\gamma^2} \right] \quad (25.178)$$

Lorsque ce coefficient devient trop grand, l'auto-absorption synchrotron devient prépondérante et les nouveaux photons produits sont immédiatement réabsorbés. On peut comprendre ce processus d'un point de vue thermodynamique comme un équilibre thermique entre le champ de photon et le plasma de particules relativistes. On définit la température d'un rayonnement T_{ph} comme:

$$k_b T_{\text{ph}} = \frac{c^2 I_\nu}{2 \nu^2} \quad (25.179)$$

où I_ν est l'intensité du rayonnement. Cette température ne peut dépasser la température des particules responsables de la production du rayonnement. Pour une distribution en énergie de particules $n_e(\gamma)$, les particules qui rayonnent à une fréquence ν ont un facteur de Lorentz caractéristique:

$$\gamma \simeq \left(\frac{4\pi m_e c}{3eB} \nu \right)^{1/2} \quad (25.180)$$

qui correspond à une température moyenne des particules T_e :

$$3k_b T_e = \langle \gamma \rangle m_e c^2 \propto \nu^{1/2} \quad (25.181)$$

La température du champ de photon ne peut dépasser la température moyenne des particules, ce qui conduit à une situation d'équilibre en régime auto-absorbé qui se traduit par la condition suivante, qui permet ensuite de trouver l'intensité en régime optiquement épais:

$$\boxed{T_e = T_{\text{ph}} \Rightarrow I_{\text{oe}}(\nu) = \frac{2}{3} m_e \left(\frac{4\pi m_e c}{3eB} \right)^{1/2} \nu^{5/2}} \quad (25.182)$$

Ainsi, le spectre synchrotron auto-absorbé d'une population homogène et isotrope de leptons non thermiques en loi de puissance est une loi de puissance d'indice $5/2$, quel que soit l'indice spectral de la distribution de particules émettrices.

La transition entre le régime optiquement épais et le régime optiquement mince permet de définir la fréquence d'auto-absorption synchrotron ν_{abs} , que l'on définit comme $I_{\text{oe}}(\nu_{\text{abs}}) = I_{\text{om}}(\nu_{\text{abs}})$:

$$\frac{Rke^3 B^{(p+1)/2}}{m_e c^2} \left(\frac{3e}{4\pi m_e c} \right)^{(p-1)/2} a(p) \nu_{\text{abs}}^{-(p-1)/2} = \frac{2}{3} m_e \left(\frac{4\pi m_e c}{3eB} \right)^{1/2} \nu_{\text{abs}}^{5/2} \quad (25.183)$$

Ce qui conduit à l'expression suivante pour la fréquence d'auto-absorption:

$$\nu_{\text{abs}} = \left(\frac{2}{3} \frac{m_e^2 c^2}{Rke^3 a(p)} \right)^{-2/(p+4)} \left(\frac{4\pi m_e c}{3e} \right)^{-p/(p+4)} B^{(p+2)/(p+4)} \quad (25.184)$$

Le spectre synchrotron d'une distribution d'électrons en loi de puissance d'indice p entre γ_1 et γ_2 peut donc être séparé en trois parties (voir la figure 24):

- (1) A basse fréquence, sous la fréquence d'autoabsorption synchrotron ($\nu < \nu_{\text{abs}}$), le spectre est optiquement épais et suit une loi de puissance d'indice 5/2 en photons:

$$I_{\text{oe}}(\nu) = \frac{2}{3} m_e \left(\frac{4\pi m_e c}{3eB} \right)^{1/2} \nu^{5/2} \quad (25.185)$$

- (2) Entre ν_{abs} et $\nu_c(\gamma_2)$ qui est la fréquence synchrotron critique des particules les plus énergétiques, le spectre est optiquement mince et suit une loi de puissance d'indice $-(p-1)/2$. Le spectre s'écrit:

$$I_{\text{om}}(\nu) = \frac{Rke^3 B^{(p+1)/2}}{m_e c^2} \left(\frac{3e}{4\pi m_e c} \right)^{(p-1)/2} a(p) \nu^{-(p-1)/2} \quad (25.186)$$

- (3) Au delà de $\nu_c(\gamma_2)$, le spectre décroît de manière exponentielle.

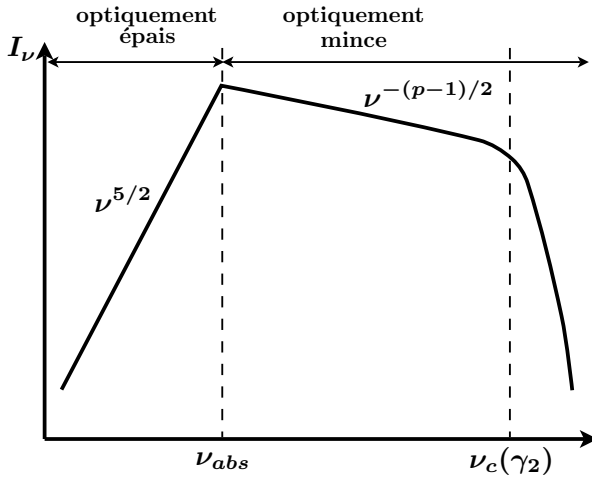


FIG. 24. Spectre synchrotron d'une distribution homogène et isotrope de leptons relativistes en loi de puissance d'indice p entre γ_1 et γ_2 .

§ 26. Spectre Compton inverse

Je vais maintenant développer le calcul du spectre de rayonnement Compton inverse des particules qui diffusent le champ de photons synchrotron, dans l'approximation du régime Thomson ($\epsilon\gamma \ll 1$). Le taux de production de photons par le processus Compton inverse s'obtient de manière générale en calculant d'abord le spectre de photons diffusés par une particule d'énergie $\gamma m_e c^2$ interagissant avec des photons mous sur une bande d'énergie réduite $d\epsilon$, puis en l'intégrant sur la distribution de particules, et enfin sur la distribution de photons mous:

$$\frac{dn(\epsilon_1)}{dt d\epsilon_1} = \int \int d\epsilon d\gamma n_{\text{ph}}(\epsilon) n_e(\gamma) \mathcal{K}_{\text{jones}}(\epsilon_1, \epsilon, \gamma) \quad (26.187)$$

où $n_{\text{ph}}(\epsilon)$ est la densité de photons mous à l'énergie réduite ϵ , $n_e(\gamma)d\gamma$ la densité de particules à l'énergie γ , et $\mathcal{K}_{\text{jones}}$ le noyau de Jones (Eq. 18.105 page 45). Dans le régime Thomson, le noyau de Jones se simplifie et s'écrit (Blumenthal & Gould 1970):

$$\begin{aligned}\mathcal{K}_{\text{jones}}(\epsilon_1, \epsilon, \gamma) &= \frac{3}{4} \frac{c\sigma_{\text{Th}}}{\epsilon\gamma^2} [2q \ln q + (1+2q)(1-q)] \Theta(q - 1/4\gamma^2) \Theta(1-q) \\ &= \frac{3}{4} \frac{c\sigma_{\text{Th}}}{\epsilon\gamma^2} f(q) \quad \text{avec} \quad q = \frac{\epsilon_1}{4\epsilon\gamma^2}\end{aligned}\quad (26.188)$$

On choisit une distribution de particules en loi de puissance $n_e(\gamma) = k\gamma^{-p}$ définie entre γ_1 et γ_2 . Alors le taux de production de photons vaut:

$$\frac{dn(\epsilon_1)}{dt d\epsilon_1} = \frac{3}{4} c\sigma_{\text{Th}} k \int d\epsilon n_{\text{ph}}(\epsilon) \int_{\max(\sqrt{\frac{\epsilon_1}{4\epsilon}}, \gamma_1)}^{\gamma_2} d\gamma \frac{\gamma^{-p}}{4\epsilon\gamma^2} f\left(\frac{\epsilon_1}{4\epsilon\gamma^2}\right) \quad (26.189)$$

On effectue le changement de variable $q = \frac{\epsilon_1}{4\epsilon\gamma^2}$:

$$\frac{dn(\epsilon_1)}{dt d\epsilon_1} = 2^{p-2} 3c\sigma_{\text{Th}} k \epsilon_1^{-(p+1)/2} \int d\epsilon \epsilon^{(p-1)/2} n_{\text{ph}}(\epsilon) \int_{\frac{\epsilon_1}{4\epsilon\gamma_2^2}}^{\min(\frac{\epsilon_1}{4\epsilon\gamma_1^2}, 1)} dq q^{(p-1)/2} f(q) \quad (26.190)$$

Dans le cas où $\gamma_2 \gg \gamma_1$ et où on observe à une énergie réduite suffisamment grande de manière à avoir $\gamma_1 < \sqrt{\frac{\epsilon_1}{4\epsilon}}$, la seconde intégrale dans l'équation précédente ne dépend plus de ϵ_1 et on peut écrire:

$$\frac{dn(\epsilon_1)}{dt d\epsilon_1} = 3c\sigma_{\text{Th}} k A(p) \epsilon_1^{-(p+1)/2} \int d\epsilon \epsilon^{(p-1)/2} n_{\text{ph}}(\epsilon) \quad (26.191)$$

avec:

$$A(p) = 2^{p-2} \int_0^1 dq q^{(p-1)/2} f(q) = 2^p \frac{p^2 + 4p + 11}{(p+3)^2(p+1)(p+5)} \quad (26.192)$$

Dans le cadre du modèle SSC, $n_{\text{ph}}(\epsilon)$ est calculé à partir du spectre synchrotron qui est une loi de puissance (Eq. 25.176):

$$n_{\text{ph}}(\epsilon) = \frac{m_e c^2}{h} n_{\text{ph}}(\nu = \epsilon m_e c^2 / h) \quad \text{avec} \quad n_{\text{ph}}(\nu) = \frac{R}{c} \frac{p_\nu(\nu)}{h\nu} \quad (26.193)$$

$$= C \epsilon^{-(p+1)/2} \quad (26.194)$$

$$C = \frac{4\pi k R e^3 B^{(p+1)/2}}{m_e c^3} \left(\frac{3e}{4\pi m_e c}\right)^{(p-1)/2} \left(\frac{m_e c^2}{h}\right)^{(3-p)/2} a(p) \quad (26.195)$$

Alors l'intégrale sur la densité de photons mous se calcule facilement. Ses bornes sont les deux coupures synchrotron correspondant aux extrémités de la distribution d'énergie des particules $\epsilon_{(1)} = h\nu_c(\gamma_1)/m_e c^2$ et $\epsilon_{(2)} = h\nu_c(\gamma_2)/m_e c^2$. On fait l'hypothèse que tout le spectre synchrotron est diffusé en régime Thomson ($\gamma_2 \epsilon_{(2)} \ll 1$) et on néglige l'auto-absorption synchrotron. Alors on a:

$$\int_{\epsilon_{(1)}}^{\epsilon_{(2)}} d\epsilon \epsilon^{(p-1)/2} n_{\text{ph}}(\epsilon) = C \ln\left(\frac{\epsilon_{(2)}}{\epsilon_{(1)}}\right) = 2C \ln\left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right) \quad (26.196)$$

En injectant 26.196 dans 26.191, on obtient finalement le taux de production de photons Compton inverse en régime Thomson:

$$\boxed{\frac{dn(\epsilon_1)}{dt d\epsilon_1} = \left[24\pi \frac{\sigma_{\text{Th}} e^3}{m_e c^2} \left(\frac{3e}{4\pi m_e c}\right)^{(p-1)/2} \left(\frac{m_e c^2}{h}\right)^{(3-p)/2} a(p) A(p) R k^2 B^{(p+1)/2} \right] \epsilon_1^{-(p+1)/2}} \quad (26.197)$$

L'émissivité Compton inverse j_ν^{ci} est obtenue simplement à partir du taux de production de photons Compton inverse $n_{\text{ph}}^{\text{ci}}(\epsilon)$ que nous venons de calculer, par la relation:

$$j_\nu^{\text{ci}}(\nu) = \frac{h}{4\pi} \left[\epsilon n_{\text{ph}}^{\text{ci}}(\epsilon) \right]_{\epsilon=h\nu/m_e c^2} \quad (26.198)$$

Comme pour le spectre synchrotron, on obtient un spectre en loi de puissance d'indice $-(p+1)/2$ en photon, c'est à dire $-(p-1)/2$ en énergie. Cette expression est valide si on considère des photons diffusés loin des extrémités de la loi de puissance des particules et du spectre synchrotron où les effets des coupures deviennent importants : $\gamma_1^2 \epsilon_{(2)} \ll \epsilon_1 \ll \gamma_2^2 \epsilon_{(1)}$.

Dans le régime Klein-Nishina, le calcul est beaucoup plus compliqué à mener, mais Blumenthal & Gould (1970) montrent qu'alors le spectre est plus raide et devient une loi de puissance d'indice $-(p+1)$ en photon et $-p$ en énergie.

§ 27. Opacité à la création de paires

Comme on a pu le voir dans le chapitre 4, les photons de très haute énergie peuvent interagir avec des photons de plus basse énergie pour produire des paires. On montre qu'un photon gamma d'énergie réduite ϵ a le plus de probabilité de réagir avec un photon mou d'énergie $\sim 1/\gamma$, et c'est une bonne approximation que de considérer que seuls les photons d'énergie $1/\epsilon$ entrent en jeu dans ce processus d'absorption des photons d'énergie ϵ . Dans le modèle une zone homogène SSC, les photons synchrotron sont une source idéale de photons mous pouvant absorber les photons gamma. Dans les hypothèse du modèle une zone, on suppose que la production des photons mous est co-spatiale et simultanée avec les photons de haute énergie, en moyennant toutes les grandeurs physiques sur la taille de la source.

On montre que quand le spectre de photons mous est une loi de puissance $n_{\text{ph}}(\epsilon) \propto \epsilon^{-(\alpha+1)}$, alors l'opacité du milieu peut être approximée par (Gould & Schröder 1967; Svensson 1987):

$$\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon) = \frac{2}{3} R \sigma_{\text{Th}} \frac{n_{\text{ph}}\left(\frac{2}{\epsilon}\right)}{\epsilon} \quad (27.199)$$

Alors, le coefficient d'absorption intrinsèque à la source $\mathcal{C}_{\text{abs}}^{\text{int}}$ vaut (Eq. 20.141 page 52):

$$\mathcal{C}_{\text{abs}}^{\text{int}}(\epsilon) = \left(\frac{1 - e^{-\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon)}}{\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon)} \right) e^{-\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon)} \quad (27.200)$$

Il est important de remarquer que l'opacité des photons gamma émis en régime Thompson ont une opacité très faible. En effet, si on considère un photon en régime Thompson d'énergie ϵ , alors l'énergie $1/\epsilon$ est située au-delà la coupure synchrotron. La densité de photons à cette énergie est donc très faible et on négligera alors l'absorption intrinsèque en régime Thompson.

3. Estimation des paramètres du modèle une zone

La figure 25 montre le spectre de luminosité d'une population de particules relativistes en loi de puissance, en supposant un processus d'émission SSC en régime Thompson. Cette figure est la synthèse des calculs menés dans les parties précédentes de ce chapitre, donc dans le cadre du modèle homogène une zone. Ce type de modèle ajuste relativement bien les SED observées des blazars du TeV. Je vais à présent montrer dans la fin de ce chapitre comment à partir de

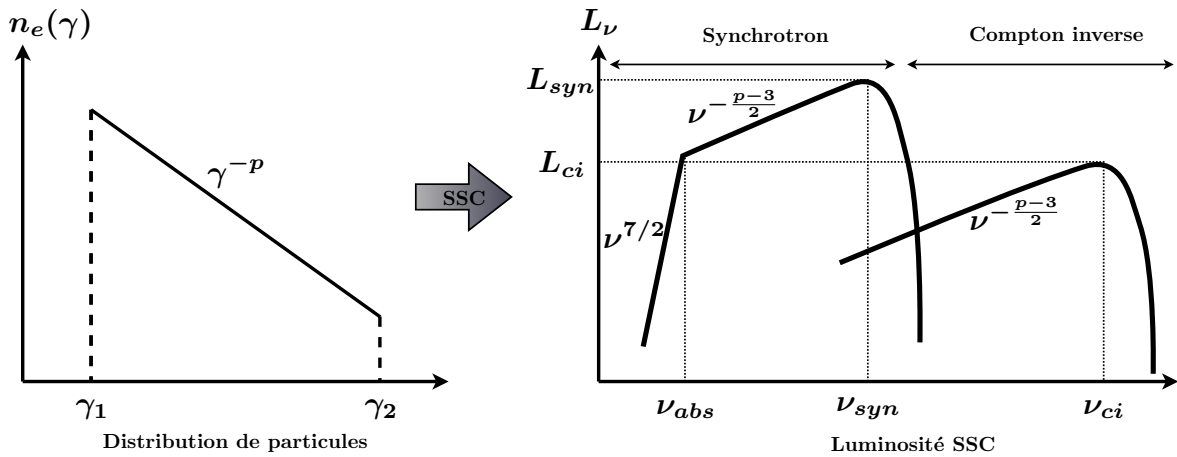


FIG. 25. Spectre synchrotron self-Compton (SSC) dans l'approximation Thomson, d'une distribution homogène et isotrope de leptons relativistes en loi de puissance d'indice p entre γ_1 et γ_2 .

diagnostiques simples sur la SED observée on peut contraindre l'espace des paramètres du modèle.

Dans la suite, les grandeurs physiques exprimées dans le référentiel du plasma seront notées avec le symbol $*$, pour les distinguer des grandeurs exprimées dans le référentiel de l'observateur. Ainsi, ν fait référence à la fréquence mesurée dans le référentiel de l'observateur, et ν^* la fréquence mesurée dans le référentiel de la source en mouvement à la vitesse βc . La trajectoire de la source faisant un angle θ avec la ligne de visée, le facteur Doppler $\delta = 1/[\Gamma(1 - \beta \cos \theta)]$ permet de relier les différentes grandeurs physiques mesurées dans les deux référentiels (Eq. 12.47 page 36).

§ 28. Evaluation des paramètres dans l'approximation du régime Thompson

S'il est suffisamment échantillonné, l'analyse du spectre d'un blazar peut nous fournir quatre observables que l'on pourra relier aux paramètres du modèle: la position des pics synchrotron (ν_{syn}) et inverse Compton (ν_{ci}) ainsi que leur luminosité respective (L_{syn} et L_{ci}). Le modèle homogène SSC une zone nécessite quand à lui cinq paramètres pour décrire complètement l'émission de la source. Trois paramètres servent à décrire les propriétés de la source: sa taille R , la valeur du champ magnétique B , et le facteur de Lorentz Γ . Les deux paramètres restants décrivent les particules responsables de l'émission, leur densité k , ainsi que l'énergie maximale γ_2 des particules. Les autres paramètres de la distribution d'énergie des particules (énergie de coupure à basse énergie, indice de la loi de puissance) sont contraints par les paramètres spectraux du spectre synchrotron. Ainsi, nous disposons de quatre observables et de cinq paramètres à contraindre. Il reste donc un degré de liberté au modèle, en fonction duquel tous les autres paramètres seront exprimés. Le facteur doppler δ est le paramètre libre utilisé généralement, que des observables indépendantes des quatre premières permettent de déterminer.

§ 28.1. Estimation du champ magnétique et du facteur de Lorentz

On attribue la fréquence du pic synchrotron à la coupure que l'on attend dans le spectre synchrotron due à l'émission des particules les plus énergétiques. Dans le référentiel au repos du plasma, la position du pic synchrotron ν_{syn}^* dépend donc de l'énergie maximale des particules γ_2 et de la valeur du champ magnétique B par la relation $\nu_{\text{syn}} \sim$. Cette fréquence vaut environ (Eq. 16.80 page 41) $\nu_{\text{syn}}^* \simeq 0.3\nu_c(\gamma_2)$. Dans le régime Thompson, la position du pic d'émission Compton inverse est lui directement relié à la position du pic synchrotron et à l'énergie maximale des particules par la relation $\nu_{\text{ci}}^* = \gamma^2\nu_{\text{syn}}^*$. On a donc un système de deux équations à deux inconnues qu'il est aisé de résoudre:

$$\begin{cases} \nu_{\text{syn}} = \delta\nu_{\text{syn}}^* = \delta 0.3 \frac{3e}{4\pi m_e c} B \gamma^2 \\ \nu_{\text{ci}} = \delta\nu_{\text{ci}}^* = \delta \gamma^2 \nu_{\text{syn}}^* \end{cases} \quad (28.201)$$

On en déduit la valeur du champ magnétique et de l'énergie maximale des particules:

$$B = \delta^{-1} \frac{4\pi m_e c}{e} \nu_{\text{syn}}^2 \nu_{\text{ci}}^{-1} \quad (28.202)$$

$$\gamma_2 = \nu_{\text{ci}}^{1/2} \nu_{\text{syn}}^{-1/2} \quad (28.203)$$

En introduisant des valeurs caractéristiques pour des blazars, on obtient numériquement:

$$B = 0.7 \text{ G} \left(\frac{\delta}{10} \right)^{-1} \left(\frac{\nu_{\text{syn}}}{10^{17} \text{ Hz}} \right)^2 \left(\frac{\nu_{\text{ci}}}{10^{27} \text{ Hz}} \right)^{-1} \quad (28.204)$$

$$\gamma_2 = 1 \times 10^5 \left(\frac{\nu_{\text{syn}}}{10^{17} \text{ Hz}} \right)^{-1/2} \left(\frac{\nu_{\text{ci}}}{10^{27} \text{ Hz}} \right)^{1/2} \quad (28.205)$$

§ 28.2. Estimation de la taille de la source

La taille caractéristique de la zone d'émission peut être déterminée à partir de la luminosité absolue des pics synchrotron et Compton inverse, et plus précisément à partir de la valeur du rapport r entre les deux. On appelle ce paramètre le rapport de dominance Compton. On a vu dans le chapitre sur les processus radiatifs que ce rapport est égal au rapport entre la densité d'énergie des photons synchrotron U_{syn} impliqués dans la diffusion Compton, et la densité d'énergie magnétique U_B (Eq. 18.103 page 45):

$$r = \frac{L_{\text{ci}}^*}{L_{\text{syn}}^*} = \frac{U_{\text{syn}}}{B^2/8\pi} \quad (28.206)$$

La densité d'énergie des photons synchrotrons est reliée à la luminosité observée par la relation:

$$U_{\text{syn}} = \frac{L_{\text{syn}}^*}{4\pi R^2 c} = \frac{1}{\delta^4} \frac{L_{\text{syn}}}{4\pi R^2 c} \quad (28.207)$$

En injectant 28.202 dans l'équation ci-dessus, on obtient finalement:

$$R = \sqrt{\frac{2}{c}} \left(\frac{e}{4\pi m_e c} \right) \delta^{-1} r^{-1/2} L_{\text{syn}}^{1/2} \nu_{\text{syn}}^{-2} \nu_{\text{ci}} \quad (28.208)$$

Numériquement, cela donne:

$$R = 3.6 \times 10^{15} \text{ cm} \left(\frac{\delta}{10} \right)^{-1} r^{-1/2} \left(\frac{L_{\text{syn}}}{10^{45} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{\nu_{\text{syn}}}{10^{17} \text{ Hz}} \right)^{-2} \left(\frac{\nu_{\text{ci}}}{10^{27} \text{ Hz}} \right) \quad (28.209)$$

§ 28.3. Estimation du nombre total de particules

La luminosité au pic synchrotron est directement reliée au nombre total N_{tot} de particules à l'énergie maximale γ_2 ainsi qu'à la puissance synchrotron rayonnée par les particules à cette énergie $\mathcal{P}_{\text{syn}}(\gamma_2)$ (Eq. 14.66 page 39) par la relation:

$$L_{\text{syn}}^* = \mathcal{P}_{\text{syn}}(\gamma_2) N_{\text{tot}} = \frac{4}{3} c \sigma_{\text{Th}} \frac{B^2}{8\pi} \gamma_2^2 N_{\text{tot}} = \frac{L_{\text{syn}}}{\delta^4} \quad (28.210)$$

on obtient dans ce cas le nombre total de particules à l'énergie γ_2 qui vaut:

$$N_{\text{tot}} = \left(\frac{3e^2}{8\pi\sigma_{\text{Th}}m_e^2c^3} \right) \delta^{-2} L_{\text{syn}} \nu_{\text{syn}}^{-3} \nu_{\text{ci}} \quad (28.211)$$

Le nombre total de particule à l'énergie est naturellement lié au coefficient de normalisation de la loi de puissance des particules $n_e(\gamma) = k\gamma^{-p}$:

$$N_{\text{tot}} = \frac{4}{3} \pi R^3 k \gamma_2^{-p} \quad (28.212)$$

Alors, on trouve que le coefficient de normalisation k vaut:

$$k = 9\pi \frac{m_e c}{\sigma_{\text{Th}} e} \sqrt{\frac{c}{2}} \delta r^{3/2} L_{\text{syn}}^{-1/2} \nu_{\text{syn}}^{(6+p)/2} \nu_{\text{ci}}^{-(4+p)/2} \quad (28.213)$$

En fonction de paramètres caractéristique des blazars, et en choisissant $p = 1.5$, le coefficient de normalisation devient:

$$k = 3 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-3} \left(\frac{\delta}{10} \right) r^{3/2} \left(\frac{L_{\text{syn}}}{10^{45} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{-1/2} \left(\frac{\nu_{\text{syn}}}{10^{17} \text{ Hz}} \right)^{15/4} \left(\frac{\nu_{\text{ci}}}{10^{27} \text{ Hz}} \right)^{-11/4} \quad (28.214)$$

§ 29. Evaluation des paramètres dans l'approximation du régime Klein-Nishina

En procédant comme pour le régime Thompson, on peut établir dans le cas limite Klein-Nishina des approximations permettant d'évaluer les paramètres du modèle une zone à partir des observables du spectre mesuré. On choisira encore une fois le facteur Doppler comme paramètre libre.

§ 29.1. Estimation du champ magnétique et du facteur de Lorentz

La grande différence entre le régime Thompson et le régime Klein-Nishina réside dans l'évaluation du pic Compton inverse. Contrairement au cas Thompson, la fréquence du pic Compton inverse en régime Klein-Nishina n'est pas liée à la fréquence synchrotron mais seulement à l'énergie maximale des particules: $\nu_{\text{ci}}^* = \gamma_2 m_e c^2 / h$. On peut donc évaluer directement l'énergie maximale des particules:

$$\gamma_2 = \delta^{-1} \frac{h}{m_e c^2} \nu_{\text{ci}} \quad (29.215)$$

Ce qui donne numériquement:

$$\gamma_2 = 8 \times 10^5 \left(\frac{\delta}{10} \right)^{-1} \left(\frac{\nu_{\text{ci}}}{10^{27} \text{ Hz}} \right) \quad (29.216)$$

On utilise cette dernière expression pour déterminer la valeur du champ magnétique à partir de la fréquence du pic synchrotron $\nu_{\text{syn}}^* \simeq eB\gamma_2^2/4\pi m_e c$:

$$B = \delta \frac{4\pi m_e^3 c^5}{eh^2} \nu_{\text{syn}} \nu_{\text{ci}}^{-2} \quad (29.217)$$

et numériquement:

$$B = 0.01 \text{ G} \left(\frac{\delta}{10} \right) \left(\frac{\nu_{\text{syn}}}{10^{17} \text{ Hz}} \right) \left(\frac{\nu_{\text{ci}}}{10^{27} \text{ Hz}} \right)^{-2} \quad (29.218)$$

§ 29.2. Estimation de la taille de la source

Comme pour le cas du régime Thompson, on évalue la taille de la source à partir du rapport de dominance Compton $r = U_{\text{syn}}/(B^2/8\pi)$. Toutefois, contrairement au cas Thompson, il faut tenir compte du fait que seul les photons d'énergie plus faible que $1/\gamma_2$ contribuent à la luminosité Compton inverse. On introduit alors la densité de photon synchrotron effective $U_{\text{syn}}^{\text{eff}}$, réellement impliquée dans le processus de diffusion Compton inverse. On calcule cette densité de photons effective grâce à la luminosité effective $L_{\text{syn}}^{\text{eff}} = L_{\text{syn}}^{\text{eff}}/4\pi R^2 c$ qui est définie comme:

$$L_{\text{syn}}^{\text{eff}*} = \int^{1/\gamma_2} d\epsilon \frac{dL^*}{d\epsilon} \quad (29.219)$$

où $\frac{dL^*}{d\epsilon}$ est la luminosité différentielle dans le référentiel de la source. Dans le modèle SSC, cette dernière est une loi de puissance d'indice $\alpha = -(p-3)/2$. Alors, la luminosité effective est reliée à la luminosité totale:

$$L_{\text{syn}}^{\text{eff}*} = L_{\text{syn}}^* (\gamma_2 \epsilon_{\text{syn}}^*)^{\alpha-1} = L_{\text{syn}}^* \zeta^{*1-\alpha} = \frac{1}{\delta^{2(1+\alpha)}} L_{\text{syn}} \zeta^{1-\alpha} \quad (29.220)$$

Où on a introduit $\zeta^* = (\gamma_2 \epsilon_{\text{syn}}^*)^{-1}$ le coefficient de correction Klein-Nishina dans le référentiel de la source. Ce coefficient s'exprime en fonction des fréquences synchrotron et Compton inverse:

$$\zeta^* = \frac{\delta^2}{\nu_{\text{ci}} \nu_{\text{syn}}} \left(\frac{h}{m_e c^2} \right)^{-2} = \delta^2 \zeta \quad (29.221)$$

Numériquement, le coefficient de correction Klein-Nishina vaut:

$$\zeta = 1.5 \times 10^{-4} \left(\frac{\nu_{\text{syn}}}{10^{17} \text{ Hz}} \right)^{-1} \left(\frac{\nu_{\text{ci}}}{10^{27} \text{ Hz}} \right)^{-1} \quad (29.222)$$

Alors, le rayon de la source R vaut en fonction des diverses observables du spectre:

$$R = \delta^{-(2+\alpha)} \sqrt{\frac{2}{c}} \left(\frac{e}{4\pi m_e c} \right) \left(\frac{h}{m_e c^2} \right)^{\alpha+1} L_{\text{syn}}^{1/2} r^{-1/2} \nu_{\text{ci}}^{(\alpha+3)/2} \nu_{\text{syn}}^{(\alpha-3)/2} \quad (29.223)$$

Numériquement, on obtient pour une distribution de particules d'indice $p = 1.5$ qui génère un spectre synchrotron d'indice -0.75:

$$R = 6 \times 10^{15} \text{ cm} \left(\frac{\delta}{10} \right)^{-5/4} r^{-1/2} \left(\frac{L_{\text{syn}}}{10^{45} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{\nu_{\text{syn}}}{10^{17} \text{ Hz}} \right)^{-15/8} \left(\frac{\nu_{\text{ci}}}{10^{27} \text{ Hz}} \right)^{9/8} \quad (29.224)$$

§ 29.3. Estimation du nombre total de particules

Comme pour le cas Thomson, le nombre total de particules est proportionnel à la luminosité au pic synchrotron et on a :

$$N_{\text{tot}} = \delta^{-4} \frac{6\pi}{c\sigma_{\text{Th}}} B^{-2} \gamma_2^{-2} L_{\text{syn}} \quad (29.225)$$

En utilisant les expressions précédentes du champ magnétique et de l'énergie maximale des particules, on obtient finalement que le nombre total de particules à l'énergie maximale vaut :

$$N_{\text{tot}} = \frac{3\delta^{-4}}{8\pi c\sigma_{\text{Th}}} \left(\frac{e}{m_e c}\right)^2 \left(\frac{h}{m_e c^2}\right)^2 L_{\text{syn}} v_{\text{syn}}^{-2} v_{\text{ci}}^2 \quad (29.226)$$

On en déduit le coefficient de normalisation de la loi de puissance de la distribution de particules $k = 3N_{\text{tot}} R^{-3} \gamma_2^p / 4\pi$:

$$k = \delta^{(p-5)/2} \frac{9\pi}{(4\pi)^4} \frac{\sqrt{c}}{\sigma_{\text{Th}}} \left(\frac{m_e c}{e}\right) \left(\frac{h}{m_e c^2}\right)^{(7-p)/2} L_{\text{syn}}^{-1/2} r^{3/2} v_{\text{ci}}^{(p-1)/4} v_{\text{syn}}^{(-3p+19)/4} \quad (29.227)$$

Numériquement, toujours pour $p = 1.5$, on obtient :

$$k = 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3} \left(\frac{\delta}{10}\right)^{-7/4} r^{3/2} \left(\frac{L_{\text{syn}}}{10^{45} \text{ erg s}^{-1}}\right)^{-1/2} \left(\frac{v_{\text{syn}}}{10^{17} \text{ Hz}}\right)^{29/8} \left(\frac{v_{\text{ci}}}{10^{27} \text{ Hz}}\right)^{1/8} \quad (29.228)$$

§ 30. Contraintes supplémentaires

§ 30.1. Temps de variabilité

Un argument de causalité très simple permet de relier le temps de variabilité de la source à sa taille. En effet, une perturbation se produisant en un point de la source se propagera à travers cette dernière au maximum à la vitesse de la lumière. Ainsi, pour obtenir une variation notable des paramètres de la source entraînant une variation du flux observé, il faut que cette perturbation se soit propagée sur une distance de l'ordre de la taille caractéristique R de la source. Le temps de variabilité t_{var} qui peut être défini comme le temps nécessaire à mesurer une diminution du flux observé d'un facteur deux est contraint par l'inégalité $t_{\text{var}}^* \geq R/c$. La source étant animée d'un mouvement relativiste, ce temps doit être divisé par le facteur Doppler pour être transformé en temps mesuré par l'observateur. On obtient donc une limite supérieure sur la taille de la source :

$$R \leq R_{\text{var}} = c \frac{\delta}{1 + z_s} t_{\text{var}} \simeq 10^{15} \text{ cm} \left(\frac{\delta}{10}\right) \left(\frac{t_{\text{var}}}{1 \text{ h}}\right) \quad (30.229)$$

où z_s est le redshift de la source.

En considérant l'inégalité précédente comme une égalité, on lève alors la dégénérescence du problème en δ , et tous les paramètres du modèle sont contraints. Néanmoins, le temps de variabilité n'est pas clairement défini, et il est difficile de le relier à un phénomène physique identifié. Donc cette égalité est à utiliser avec précautions. Il est préférable d'utiliser cette inégalité (qui est exacte), pour réduire l'espace des paramètres possibles du modèle.

A partir d'une estimation de la masse M_{bh} du trou noir, on obtient également une limite inférieure du rayon de la source. En effet, la source étant alimentée en énergie et en particules par le trou noir central, la taille de la source ne peut être plus petite que la taille caractéristique du

trou noir. Ainsi, le rayon R de la source doit être plus grand que le rayon de Schwarzschild du trou noir central $r_s = 2GM_{\text{bh}}/c^2 = 3 \times 10^{14} \text{ cm } M_{\text{bh}}/(10^9 M_{\odot})$. Avec le temps de variabilité, on en déduit alors une limite inférieure sur le facteur Doppler de la source:

$$\delta \geq \delta_{\min} = 2.7 \left(\frac{M_{\text{bh}}}{10^9 M_{\odot}} \right) \left(\frac{t_{\text{var}}}{1 \text{ h}} \right)^{-1} \quad (30.230)$$

§ 30.2. Contraintes liées à l'opacité

L'opacité de la source à son propre rayonnement gamma lié à la création de paires fournit une contrainte supplémentaire sur le modèle car la source doit être suffisamment transparente pour être détectée à très haute énergie. Pour un spectre de photons mous en loi de puissance $L_{\epsilon} = L_0 \epsilon^{-\alpha}$, l'opacité à la création de paires peut s'approcher par l'expression suivante:

$$\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon^*) = \frac{2}{3} R \sigma_{\text{Th}} \frac{n_{\text{ph}}(2/\epsilon^*)}{\epsilon^*} = \frac{1}{3} \frac{\sigma_{\text{Th}} L_{\epsilon}^*(2/\epsilon^*)}{4\pi R m_e c^3} \quad (30.231)$$

On peut évaluer la luminosité dans le référentiel de la source grâce à la luminosité observée par l'observateur au maximum de luminosité synchrotron car on a:

$$L_{\text{syn}}^* = \frac{L_0}{1-\alpha} \epsilon_{\text{syn}}^{*1-\alpha} = \frac{L_{\text{syn}}}{\delta^4} = \frac{L_0}{1-\alpha} \left(\frac{\epsilon_{\text{syn}}}{\delta} \right)^{1-\alpha} \quad (30.232)$$

Alors, la luminosité Compton inverse s'écrit dans le référentiel de la source:

$$L_{\epsilon}^*(\epsilon^*) = (1-\alpha) \delta^{-(3+\alpha)} \frac{L_{\text{syn}}}{\epsilon_{\text{syn}}} \left(\frac{\epsilon^*}{\epsilon_{\text{syn}}} \right)^{-\alpha} \quad (30.233)$$

Il est judicieux d'évaluer l'opacité à la valeur du pic Compton inverse en ϵ_{ci}^* . Dans l'approximation Klein-Nishina, on a $\epsilon_{\text{ci}}^* = \gamma_2 = \epsilon_{\text{ci}}/\delta$. Alors, l'opacité s'écrit:

$$\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_{\text{ci}}) = \tau_{\gamma\gamma} = \delta^{-(3+2\alpha)} \frac{1-\alpha}{2^{\alpha}} \frac{\sigma_{\text{Th}}}{12\pi c h} \left(\frac{h}{m_e c^2} \right)^{2\alpha} \frac{L_{\text{syn}}}{R} \nu_{\text{syn}}^{\alpha-1} \nu_{\text{ci}}^{\alpha} \quad (30.234)$$

L'opacité au pic Compton inverse $\tau_{\gamma\gamma}$ est aussi appelé la compacité de la source. La source est transparente pour des valeurs de compacité plus petites que l'unité. Au-delà, la source absorbe tous les photons de haute énergie qu'elle produit, la rendant indétectable dans ce domaine d'énergie. Augmenter le rayon de la source ou son facteur Doppler diminue la compacité, et permet de rendre la source transparente à son rayonnement.

On a introduit dans le paragraphe précédent le rayon de variabilité de la source, qui, injecté dans l'expression de la compacité, nous fournit la valeur minimale de l'opacité en fonction du facteur Doppler de la source et du temps de variabilité:

$$\tau_{\gamma\gamma} \geq \tau_{\gamma\gamma, \min} = \delta^{-(4+2\alpha)} \frac{1-\alpha}{2^{\alpha}} \left(\frac{h}{m_e c^2} \right)^{2\alpha} \frac{\sigma_{\text{Th}}}{12\pi c h} \frac{1+z_s}{t_{\text{var}}} L_{\text{syn}} \nu_{\text{syn}}^{\alpha-1} \nu_{\text{ci}}^{\alpha} \quad (30.235)$$

En utilisant les valeurs numériques typiques des blazars, avec un indice spectral $\alpha = -0.75$, on obtient:

$$\tau_{\gamma\gamma, \min} = 0.1 \left(\frac{\delta}{10} \right)^{-2.5} \left(\frac{t_{\text{var}}}{1 \text{ h}} \right)^{-1} \left(\frac{L_{\text{syn}}}{10^{45} \text{ erg s}^{-1}} \right) \left(\frac{\nu_{\text{syn}}}{10^{17} \text{ Hz}} \right)^{-7/4} \left(\frac{\nu_{\text{ci}}}{10^{27} \text{ Hz}} \right)^{-3/4} \quad (30.236)$$

Ainsi, une source ayant les caractéristiques observationnelles utilisées ci-dessus devient opaque ($\tau_{\gamma\gamma, \min} \simeq 1$) dès lors que $\delta \lesssim 4$. Une diminution du temps de variabilité d'un facteur 2 entraîne une augmentation du facteur Doppler minimal de $2^{1/2.5} \approx 30\%$. Les observations de temps

de variabilité de plus en plus courts entraînent une augmentation du facteur Doppler minimal nécessaire pour que le modèle homogène une zone soit transparent aux photons de très haute énergie qui sont effectivement observés. Le cas de PKS 2155-304, avec un temps de variabilité au TeV de ~ 250 sec, en est une belle illustration. Ces observations impliquent un facteur Doppler minimum $\delta > 50 - 100$ pour un modèle homogène une zone (Begelman *et al.* 2007).

§ 30.3. Lois d'échelle et espace des paramètres

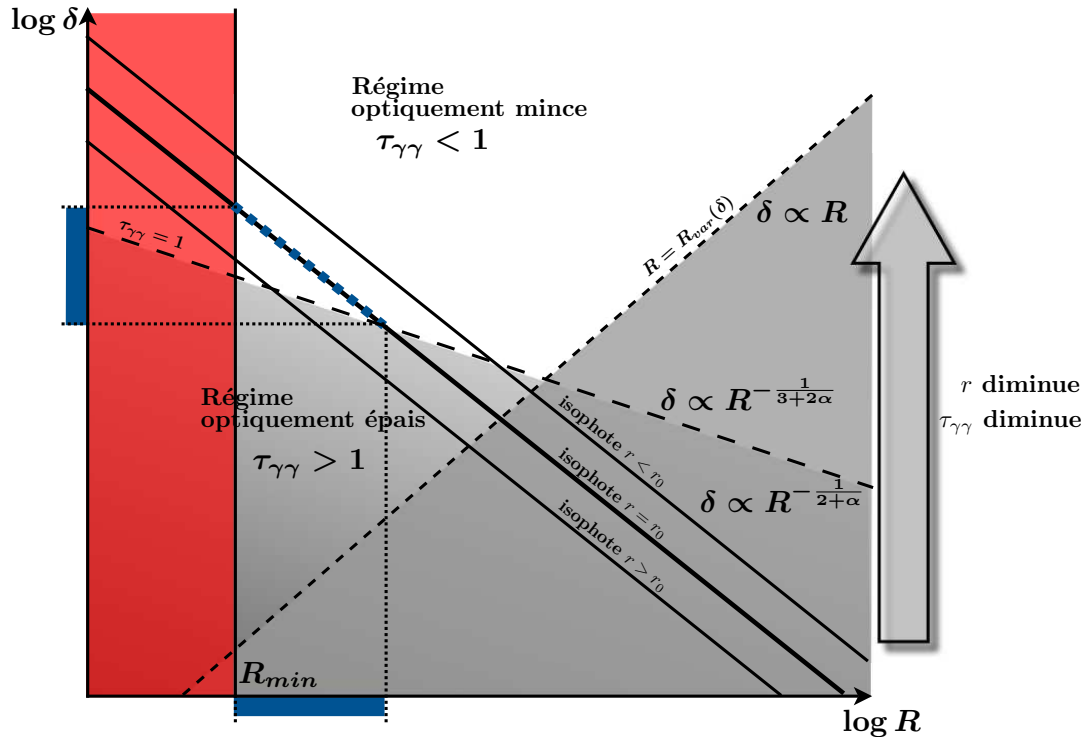


FIG. 26. Carte de l'espace des paramètres ($R - \delta$) pour le modèle homogène une zone stationnaire. L'ensemble des contraintes apportées par les 4 observables du spectres conduisent à une dégénérescence des solutions possibles, qui se trouvent sur une courbe $R\delta^{2+\alpha} = cte$ (en trait gras). Le temps de variabilité apporte une limite supérieure sur R qui dépend de δ , et qui exclue l'espace des paramètres à droite de la courbe $R\delta^{-1} = cte$ (en pointillé). La courbe d'iso-opacité $\tau_{\gamma\gamma}=1$ caractérisée par $R\delta^{3+2\alpha} = cte$ (longs pointillés) permet de séparer le plan en une zone optiquement mince et une zone optiquement épaisse, qui contraint encore l'espace des paramètres si on se limite aux solutions transparentes au rayons gamma. La taille du trou noir central rajoute une contrainte, une limite inférieure R_{\min} sur la taille de la source (trait vertical, exclu la zone en rouge). Finalement, le nombre de solutions possibles est considérablement réduit, et se limite sur la figure à la zone en pointillés bleus.

On peut déduire des expression calculées dans ce chapitre des lois d'échelles entre les paramètres du modèle, permettant de conserver le spectre final en faisant varier de manière appropriée les paramètres les uns en fonction des autres. En les associant aux contraintes supplémentaire issues du temps de variabilité ($R < R_{\text{var}}$) et de l'opacité $\tau_{\gamma\gamma} < 1$, on peut réduire l'espace des paramètres dans un plan $R - \delta$ donnant une solution en accord avec les observables du spectre.

Ainsi, pour le cas Klein-Nishina, on peut déduire de la position des fréquences synchrotron et Compton inverse que:

$$\nu_{ci} \propto \delta \gamma_2 \quad \text{et} \quad \nu_{syn} \propto \delta B \gamma_2^2 \quad (30.237)$$

On déduit donc que la position des pics synchrotrons et Compton inverse reste inchangée si on applique les lois d'échelle suivantes: $\gamma_2 \propto \delta^{-1}$ et $B \propto \delta$.

Concernant la luminosité synchrotron, on a:

$$L_{syn} = \delta^4 \frac{4}{3} c \sigma_{Th} U_B \gamma_2^2 N_{tot} \propto (\delta^2 B \gamma_2)^2 N_{tot} \propto \delta^4 N_{tot} \quad (30.238)$$

La luminosité synchrotron ne sera donc pas changée si on applique au nombre total de particules la loi d'échelle suivante: $N_{tot} \propto \delta^{-4}$.

La luminosité Compton inverse qui est la dernière des observables que l'on utilise pour contraindre le modèle intervient quand à elle à travers le rapport de Compacité de la source r . On sait d'après l'équation nous donnant l'expression du rayon en fonction des paramètres d'observation dans le cas Klein-Nishina (Eq. 29.223) que l'on a: $R \propto r^{-1/2} \delta^{-(2+\alpha)}$. Dans un plan $R - \delta$, les points d'iso-luminosité $r = cte$ seront donc paramétrisés par: $r \propto \frac{1}{(R\delta^{2+\alpha})^2}$. Ainsi, dans le plan $R - \delta$, les paramètres donnant une solution respectant les observables du spectre d'un blazar sont situés sur une courbe $R\delta^{2+\alpha} = cte$. La figure 26 illustre cette situation. Si on rajoute la condition sur le temps de variabilité, seuls les points à gauche de la courbe $R\delta = cte$ vérifie la condition $R < R_{var}$. La contrainte sur l'opacité ajoute une courbe $R\delta^{3+2\alpha} = cte$, à gauche de laquelle les solutions sont opaques et donc rejetées. On peut enfin rajouter la contrainte sur le rayon minimal du jet si on connaît la masse du trou noir central. Finalement, l'ensemble des solutions possibles se situe sur la portion en pointillés bleus épais de la courbe $R\delta^{2+\alpha} = cte$ sur la figure 26. On obtient alors un intervalle de rayon R et de facteur Doppler δ qui peuvent satisfaire aux observations.

Cette dernière discussion a été faite en supposant des solutions optiquement minces en régime Klein-Nishina. Saugé (2004) montre qu'il existe des solutions possibles optiquement épaisses. En effet, si on tient compte du coefficient d'absorption dans le calcul des isophotes de la luminosité Compton inverse, on montre que ces dernières s'incurvent jusqu'à devenir bivalents, laissant ainsi deux solutions possibles à rayon de variabilité constant: une solution optiquement mince avec un grand rayon et un grand facteur Doppler, et une solution optiquement épaissie avec un rayon et un facteur de Lorentz plus faible. Toutefois ces dernières solutions sont exclues dans le cadre des modèles homogènes une zone les plus simples, car ces solutions produiront nécessairement un nombre important de paires dont la contribution n'est pas prise en compte par le modèle.

6

Modélisation homogène une zone de PKS 0548–322

Plan du chapitre

1. Introduction	81
2. Observations	82
§ 31. Analyse H.E.S.S.	82
§ 32. Analyse multi longueur d'onde	85
§ 32.1. réduction des données Swift/XRT	85
§ 32.2. réduction des données Swift/UVOT	86
§ 32.3. Analyse des données ATOM	86
3. Modélisation du spectre	87
§ 33. Construction de la distribution spectrale d'énergie (SED)	87
§ 34. Modélisation par un modèle homogène SSC une zone	88
§ 34.4. Spectre synchrotron	89
§ 34.5. Spectre Compton Inverse	90
§ 35. Discussion	91

1. Introduction

DANS CE CHAPITRE, je vais présenter un exemple d'application du modèle homogène une zone SSC, au cas du blazar PKS 0548–322 qui a été détecté par H.E.S.S. . Ce travail a fait l'objet d'une publication pour la collaboration H.E.S.S. dans le journal *Astronomy & Astrophysics*, en collaboration avec Giulia Superina, Berrie Giebels, Guillaume Dubus et Pierre-Olivier Petrucci.

PKS 0548–322 est un noyau actif actif de galaxie particulièrement proche et brillant ($z=0.069$, Fosbury & Disney 1976) appartenant à la classe des BL Lac. Sa galaxie hôte est une galaxie elliptique géante de magnitude visuelle absolue $M_V = -23.4$ (Falomo *et al.* 1995; Wurtz *et al.* 1996), qui est aussi le membre principal d'un riche amas de galaxie. La composante synchrotron

de PKS 0548–322 pique dans le domaine des rayons X, et est donc classée comme un HBL⁵ (Padovani & Giommi 1995) ou blazar bleu. PKS 0548–322 est le troisième objet de type BL Lac a avoir été détecté en X par l’expérience HEAO en 1977 (Mushotzky *et al.* 1978). Depuis, il a été étudié intensivement par différentes expériences et satellites X, montrant un comportement spectral riche et complexe. Son spectre X dévie d’une simple loi de puissance, et le pic de l’émission synchrotron est situé dans le domaine 1-5 keV. Tueller *et al.* (2008) a rapporté une détection dans le domaine des X durs avec l’instrument BAT du télescope *Swift* (14-195 keV). Des traces d’absorption observées dans les rayons X mous rapportées par Sambruna & Mushotzky (1998) dans des données ASCA ont été interprétées par la présence de gaz ionisé autour du noyau actif de la galaxie. Cette détection est incertaine, n’ayant pas été confirmée plus tard par des observations spectroscopiques plus précises réalisées avec le satellite XMM-Newton (Blustin *et al.* 2004). La signature d’une émission thermique à l’échelle du kpc due au gaz intergalactique de l’amas de galaxie entourant la galaxie hôte a été détectée par le satellite *Chandra* (Donato *et al.* 2003). L’article de Perri *et al.* (2007) propose une revue très complète des caractéristiques X de PKS 0548–322, et le lecteur pourra s’y référer pour obtenir plus de détails.

De part son flux important en X et en radio, PKS 0548–322 apparaît comme un candidat potentiel pour être détecté au TeV, comme proposé par Costamante & Ghisellini (2002). Néanmoins, les observations précédentes ont toutes failli à le détecter dans le domaine des rayons gamma. Le télescope EGRET a permis d’obtenir une limite supérieure sur le flux dans le domaine du MeV-GeV (Hartman *et al.* 1999). Diverses expériences de télescopes Cherenkov ont permis de placer des limites supérieures sur le flux TeV de PKS 0548–322 (Cangaroo: $F_{E>1.5\text{TeV}} < 4.3 \times 10^{-12} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ Roberts *et al.* 1999; télescope Mark VI de Durham: $F_{E>300\text{GeV}} < 2.4 \times 10^{-11} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ Chadwick *et al.* 2000). Finalement, c’est le télescope Cherenkov H.E.S.S. qui le premier a pu détecter cet objet au TeV. Je présente dans la suite de ce chapitre cette détection. De plus des observations contemporaines aux observations H.E.S.S. ont été réalisées en X et en UV par le télescope *Swift*, permettant de construire le spectre de cet objet le plus complet jamais obtenu jusqu’alors. J’ai donc appliqué un modèle une zone SSC à ces données, et discuté les conséquences observationnelles que cela implique pour le télescope *Fermi*.

2. Observations

§ 31. Analyse H.E.S.S.

Le télescope Cherenkov stéréoscopique H.E.S.S. (Aharonian *et al.* 2006a) a observé PKS 0548–322 entre Octobre 2004 et Janvier 2008, enregistrant une durée totale de 64 heures de données brutes. Après sélection selon des critères de qualité et correction des temps morts, un total de 34.9 heures de données a été finalement conservé pour faire l’analyse. L’angle zénithal moyen de ces observations de 10° place le seuil de détection en énergie à 250 GeV. L’analyse suivante, réalisée par Giulia Superina, utilise la méthode de reconstruction 3D des gerbes électromagnétiques déclenchées par les rayons gamma incidents, développée par Lemoine-Goumard *et al.* (2006).⁶ Pour chaque gerbe électromagnétique détectée, on mesure son énergie, sa direction ainsi que

⁵HBL pour *Highly peaked BL Lac*. Ensemble des BL Lac dont le maximum synchrotron se situe dans les rayons X et au-delà.

⁶Cette méthode est appelée “3D-model analysis”.

sa largeur 3D, ce qui permet de déduire les caractéristiques (direction et énergie) du photons gamma incident.

Les événements ayant pour origine un photon gamma sont ensuite sélectionnés en utilisant des “coupures” sur la taille de l’image, la largeur 3D de la gerbe, et le nombre de télescopes qui a détecté l’événement. Ainsi, seuls les événements ayant déclenché au moins trois télescopes sur quatre sont conservés, de manière à mieux filtrer les événements parasites déclenchés par les rayons cosmiques. Pour cette analyse, on a considéré comme événements provenant de la sources ceux compris dans un cercle de rayon θ autour de la position supposée de la source. Le bruit de fond est soustrait à partir de mesures faites sur un anneaux de rayon θ centré à la même distance du centre du champ de vision de l’instrument qu’en est la source (Aharonian *et al.* 2006a). Les différentes coupures utilisées dans cette analyse sont récapitulées dans le tableau 3 et leur signification est explicitée dans Aharonian *et al.* (2006b).

TAB. 3. Coupures utilisées dans l’analyse des données de PKS 0548–322

coupure	valeur
distance	2.5 deg
amplitude de l’image	>60 photoelectrons
# de telescopes	≥ 3
position de l’impact	≤ 500 m
largeur réduite de la gerbe 3D ω	<0.002
θ^2	<0.01 deg ²

La figure 27 montre la distribution du nombre de coups par θ^2 issue de l’analyse des données. On a dénombré un nombre d’événements “on-source” (sélectionnés comme provenant de la source) valant $N_{ON} = 1260$, et le nombre d’événement “off-source” (événement provenant de la région utilisée pour soustraire le bruit de fond) vaut $N_{OFF} = 1260$. Avec un facteur de normalisation $\alpha = \Omega_{ON}/\Omega_{OFF} = 0.336$ où Ω est l’angle solide des régions respectivement on et off-source, l’analyse conclue à un excès de 216 rayons gamma dans la région $\theta^2 \leq 0.01$ deg², ce qui correspond à une signification de 5.6σ selon Li & Ma (1983). Un fit gaussien à deux dimension de cet excès nous donne une position de la source gamma aux coordonnées $\alpha_{J2000} = 5^h50^m38.4^s \pm 0^h0^m3.2^s$, $\delta_{J2000} = -32^\circ16'12.9'' \pm 0^\circ0'40.2''$. La position de la source est cohérente à 1σ près avec la position nominale de PKS 0548–322 ($\alpha_{J2000} = 5^h50^m40.5^s$, $\delta_{J2000} = -32^\circ16'16''$). Le spectre en photons de la source (Piron *et al.* 2001) est montré sur la figure 28. En faisant l’hypothèse d’un spectre en loi de puissance, la méthode de maximum de vraisemblance donne un indice spectral de $2.86 \pm 0.34_{\text{stat}} \pm 0.10_{\text{sys}}$, et un flux intégré au-dessus du seuil en énergie $I_{>250\text{GeV}} = (2.7 \pm 0.6) \times 10^{-12}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ce flux correspond à environ $\sim 1.4\%$ du flux mesuré par H.E.S.S. au-delà du même seuil en énergie pour la nébuleuse du crabe (Aharonian *et al.* 2006a), et est bien en deçà des limites supérieures établies par les télescopes Cangaroo et Mark VI (Roberts *et al.* 1999; Chadwick *et al.* 2000). Pour conclure cette analyse, aucune variabilité n’a été mise en évidence, et le flux échantillonnée années après années est cohérent avec un ajustement par une constante (voir la courbe de lumière sur la figure 29). De plus, aucune nuit d’observation n’a détecté de signal avec une signification $> 5\sigma$, correspondant à 5% du crabe

détecté en 1 heure. Ainsi, on peut exclure un facteur de variabilité $\gtrsim 4$ en 1 heure, et, partant, un facteur de variabilité $4/\sqrt{T}$ est exclu pendant un temps T exprimé en heure.

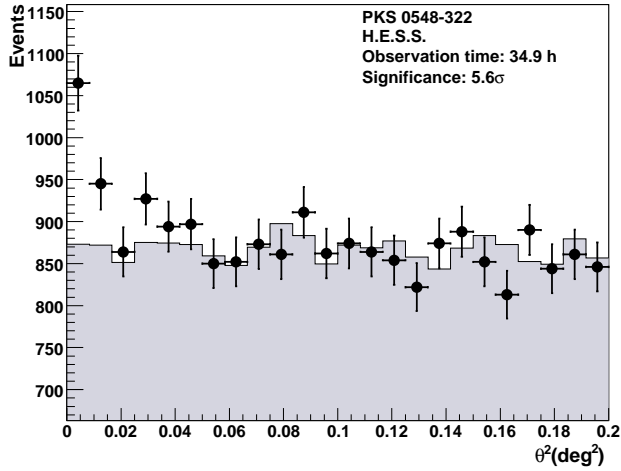


FIG. 27. Distribution angulaire des événements. Les points avec des barres d'erreur montrent la distribution des événements en fonction de la distance angulaire au carré θ^2 par rapport à la position de PKS 0548–322. L'histogramme représente le bruit de fond. L'excès dans la région $\theta^2 \leq 0.01 \text{ deg}^2$ a une signification statistique de 5.6σ .

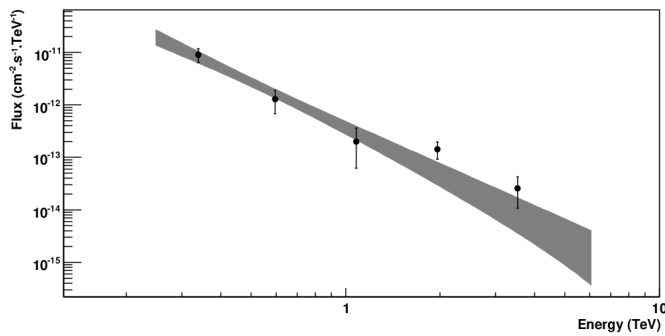


FIG. 28. Spectre en photon au TeV de PKS 0548–322. La région grisée représente le contour à 1σ du spectre ajusté par un modèle de loi de puissance.

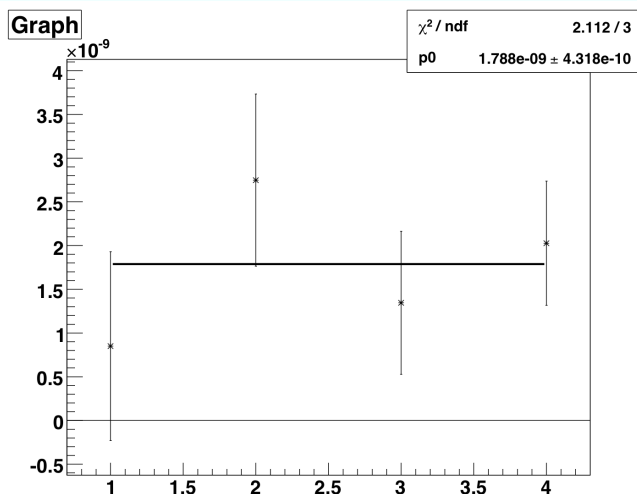


FIG. 29. Courbe de lumière de PKS 0548–322 échantillonnée tous les ans. Le flux est compatible avec un ajustement par une constante ($\chi^2 = 2.1/3 \text{ d.o.f.}$).

§ 32. Analyse multi longueur d'onde

§ 32.1. réduction des données Swift/XRT

Des observations contemporaines à celles de H.E.S.S. ont été réalisées par le satellite *Swift* pendant l'année 2006, pour une durée totale de 4.3 ks la nuit du 1^{er} novembre (obsId 0030836001). Les observations faites par XRT (instrument sensible au rayons X (0.3–10 keV) embarqué sur *Swift*), ont été effectuées en mode “*Photon Count readout mode*” (Hill *et al.* 2004). Le fichier des événements enregistrés par XRT a été calibré et nettoyé en utilisant des critères de filtrage standards avec la procédure de réduction *xrtpipeline*, en utilisant le fichier de calibration fourni par HEASARC le plus récent disponible à cette époque (*SWIFT-XRT-CALDB-11* datant de Mai 2008). Seuls les événements dont l'énergie était comprise dans la bande 0.3–10 keV, et ayant un “*grade*” entre 0 et 12 ont été utilisés dans cette analyse (voir Burrows *et al.* (2005) pour une définition du “*grade*” des événement XRT). Le flux de photons provenant de la source est suffisamment élevé pour produire de possibles effets de pile-up⁷ dans un rayon de 5 pixels ($\sim 9''$) autour du centre de la PSF de l'instrument. on s'affranchit de cet effet de pile-up en ne sélectionnant que les événements provenant d'une région angulaire de rayon compris entre 5 et 20 pixels. Le fond est soustrait à partir d'une région sans source X de 20 pixels de rayon proche de notre source. Les fichiers de réponse ancillaire nécessaires à l'analyse spectrale ont été générés grâce à la routine *xrtmkarf* en corrigeant des pertes dues à la soustraction de la partie centrale de la PSF (*psfflag=yes*). Pour notre ajustement du spectre, nous avons tout d'abord utilisé le fichier de matrice de réponse *swxpc0to12s0_20010101v011.rmf*. Le spectre a ensuite été échantillonné en énergie de manière à avoir au minimum 50 coups par canal dans la bande 0.3-10 keV.

Le flux mesuré est constant pendant les observations donc l'analyse spectrale a été effectuée en sommant les événements sur toute la période d'observation. Un modèle de simple loi de puissance ($dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ avec $\Gamma = 1.87 \pm 0.06$), avec une composante d'absorption galactique $N_H^{gal} = 2.52 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ cohérente avec la valeur Galactique (Murphy *et al.* 1996), fournit un bon ajustement des données ($\chi^2/d.o.f. = 40/25$). Le flux intégré entre 2 et 10 keV vaut $F_{2-10\text{keV}} = (2.3 \pm 0.2) \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ce qui correspond à un niveau de flux moyen par rapport aux observations X précédentes. Un modèle en loi de puissance brisée:

$$dN/dE \propto \begin{cases} E^{-\Gamma_1} & \text{si } E < E_{\text{break}} \\ E^{-\Gamma_2} & \text{si } E \geq E_{\text{break}} \end{cases} \quad (32.239)$$

avec absorption galactique donne un ajustement aussi bon ($\Delta\chi^2 = 5$ pour deux paramètres supplémentaires), et conduit à un changement d'indice spectral progressif ($\Gamma_1 = 1.7 \pm 0.1$, $\Gamma_2 = 2.0 \pm 0.2$, $E_{\text{break}} = 1.7_{-0.6}^{+1.0} \text{ keV}$).

Dans les deux cas (loi de puissance ou loi de puissance brisée), nous avons observé la présence probable d'une composante en absorption autour de 0.7 keV. Selon le F test appliqué au modèle de loi de puissance (resp. loi de puissance brisée), cette composante est significative à 69% (resp. 92%) près. La présence ou non de cette composante en absorption a été discutée par Blustin *et al.* (2004). Si elle existe, cette composante est nécessairement transitoire car elle n'a pas été détectée dans les données de XMM/RGS analysées par ces mêmes auteurs. Dans notre cas,

⁷Le détecteur n'a pas le temps de se décharger avant l'arrivée du photon suivant, ce dernier n'est alors pas compté.

la détection n'est pas très significative et nous aurions besoin de plus de statistique pour réaliser une analyse plus poussée.

§ 32.2. réduction des données Swift/UVOT

Les données de l'instrument UVOT⁸ ont été réalisées en utilisant 6 filtres (voir la table 4). En utilisant la procédure de réduction de données standard pour cet instrument (CALDB 20060917), on a vérifié l'absence de variabilité dans les observations enregistrées par les filtres V, B, U, UVW1, UVM2, UVW2. Aucune variabilité n'ayant été mise en évidence, l'analyse spectrale s'est faite en sommant les événements sur la durée d'observation. On a choisi une ouverture des filtres de 12'' pour les filtres optiques (V, B, U) et de 24'' pour les filtres UV (UVW1, UVM2, UVW2). Le fond est soustrait en utilisant une région sans sources, d'ouverture identique à chacun des filtres.

Le flux résultant de cette analyse a ensuite été corrigé de l'absorption galactique en utilisant une valeur de rougissement $E_{B-V}^{\text{gal}} = 0.035$ (Schlegel *et al.* 1998), en accord avec la valeur de densité de colonne d'hydrogène N_H^{gal} déduite de l'absorption en rayons X. Le rougissement est ensuite converti en coefficient d'extinction A_λ en utilisant les facteurs de conversion fournis par Giommi *et al.* (2006) qui relie E_{B-V} à A_λ . Les valeurs d'extinctions sont montrées dans le tableau 4.

TAB. 4. Coefficients d'extinction pour PKS 0548–322 dans les bandes photométriques d'UVOT, calculées en supposant $E_{B-V} = 0.035$, en accord avec les observations en rayon X (voir texte).

Filtre	$\lambda(\text{\AA})$	A_λ (mag)
V	5460	0.112
B	4350	0.147
U	3450	0.182
UVW1	2600	0.2345
UVM2	2200	0.3395
UVW2	1930	0.2905

§ 32.3. Analyse des données ATOM

Le télescope optique ATOM situé sur le site de H.E.S.S. a régulièrement observé la source du mois de Novembre 2006 jusqu'au mois de Janvier 2009. Le flux absolu a été calculé en utilisant la méthode de photométrie différentielle à partir d'étoiles du champ calibrées par Smith *et al.* (1991) (bande B) et Xie *et al.* (1996) (bande V, R et I). Pour chacune des bandes photométriques, on a utilisé une ouverture de 4''.

Un total de 312 observations dans 4 bandes spectrales on donc été enregistrées en Novembre 2006, Mai 2007, de Septembre 2007 à Mars 2008, et d'Octobre 2008 à Janvier 2009. La photométrie est compatible avec un flux constant: $m_B = 17.0$, $m_V = 16.2$, $m_R = 15.6$, et $m_I = 14.9$ ($4.4/6.7/8.1/10.4 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) pour les bandes B, V, R et I. Cette absence de variabilité est en accord avec un flux optique dominé par l'émission de la galaxie hôte. Il faut noter que les

⁸UVOT (Ultra Violet Optical Telescope) est un instrument de *Swift* observant (comme son nom l'indique) dans l'optique et l'UV

bandes B et V sont systématiquement plus brillantes de 0.2 mag comparé aux mesures de UVOT. Mais ces différences sont compatibles avec les erreurs systématiques de chacun des instruments.

3. Modélisation du spectre

§ 33. Construction de la distribution spectrale d'énergie (SED)

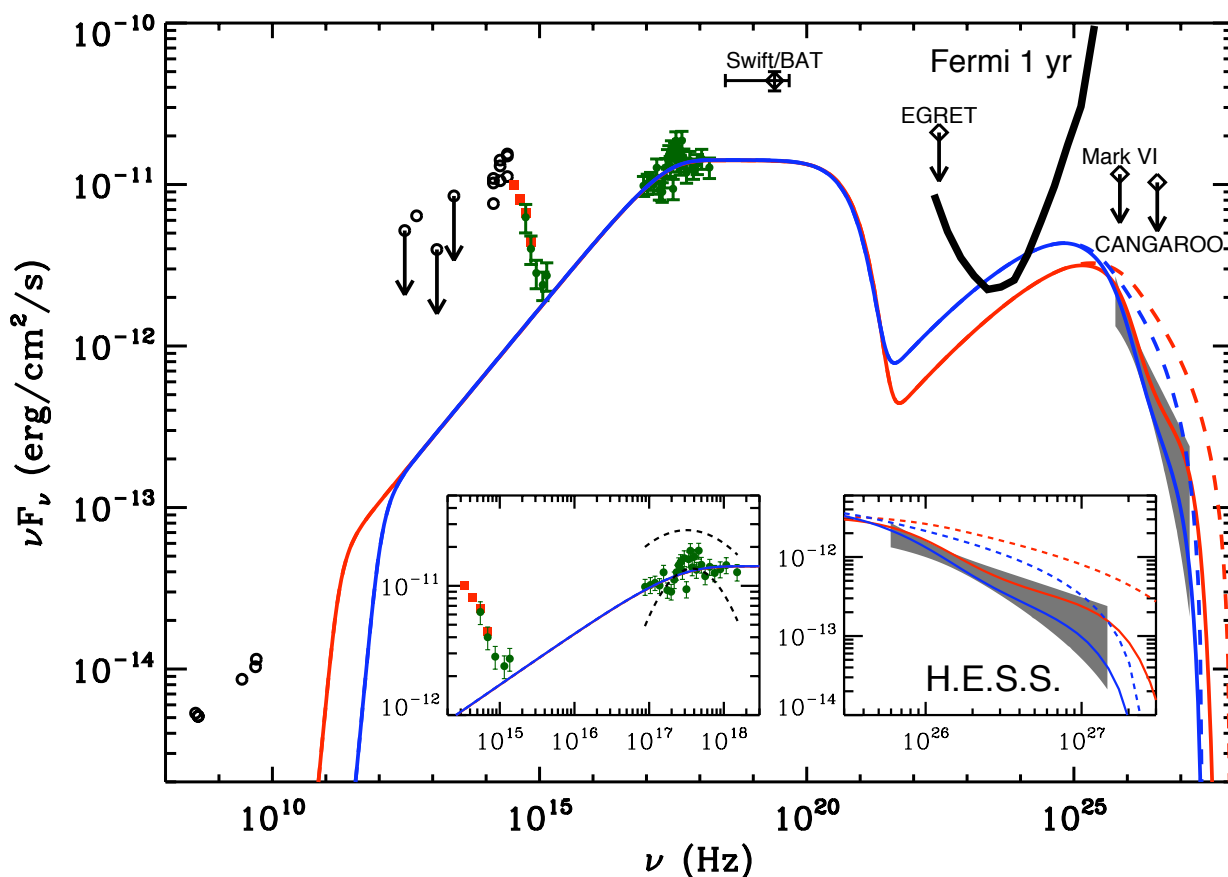


FIG. 30. Distribution spectrale d'énergie de PKS 0548–322. Cercles ouverts: données d'archives radio, IR, et optique provenant de la base de données de NED (Les barres d'erreur sont de l'ordre ou plus petite que la taille des symboles). Carrés pleins rouges: données ATOM. Cercles pleins verts: observations *Swift* contemporaines des observations H.E.S.S. (corrigées de l'absorption galactique). Diamants ouverts: limites supérieures des observatoires *swift*/BAT, EGRET, Mark VI, et CANGAROO. La région grisée représente le contour à 1σ de l'ajustement par une loi de puissance des données observées par H.E.S.S. au-delà de 250 GeV. La ligne rouge (resp. bleue) est le résultat du modèle A (resp. B). Les lignes pointillées à haute énergie montrent le spectre calculé désabsorbé de l'absorption par le fond diffus infrarouge cosmologique. La vignette de gauche montre en détails le spectre UV et X. Les lignes tiretées montrent les niveaux de flux maximum et minimum pour cet objet rapportés dans (Perri *et al.* 2007). La vignette de droite détaille le spectre H.E.S.S. La limite de sensibilité de *Fermi* au bout d'un an est aussi représentée.

La figure 30 montre la distribution spectrale d'énergie (SED) de PKS 0548–322. Les points en radio, infrarouge et optique sont des données d'archives issues de la base de donnée NED.⁹

⁹La "NASA/IPAC Extragalactic Database" (NED) est gérée par le Jet Propulsion Laboratory (JPL) du California Institute of Technology, sous contrat de la "National Aeronautics and Space Administration" (NASA).

Les données X provenant de *Swift*/XRT sont affichées corrigées de l'absorption galactique, en utilisant la dépendance de la section efficace photoélectrique en énergie fournie par le logiciel XSPEC. Les données de *Swift*/UVOT sont également corrigées de l'absorption galactique en utilisant les coefficients d'extinction du tableau 4.

J'ai choisi d'utiliser le point de mesure de *Swift*/BAT rapporté par Tueller *et al.* (2008) comme une limite supérieure du flux de PKS 0548–322 dans la bande 14–195 keV, et ce pour deux raisons. Premièrement, ce flux est supérieur d'un facteur 2 au flux de *Swift*/XRT dans la bande 2–10 keV. Ceci n'est pas cohérent avec la mesure de l'indice spectral mesuré au-delà de l'énergie de coupure E_{break} que nous déduisons de l'analyse des données XRT, qui implique un flux dans la bande 14–195 keV plus faible que dans la bande 2–10 keV. De plus les observations de *Swift*/BAT rapporté par Tueller *et al.* (2008) sont intégrées sur 9 mois consécutifs d'observations, qui ne sont pas contemporains de nos propres observations. Nous ne pouvons donc exclure une possible variabilité de l'objet qui était peut être dans un état plus haut pendant les 9 mois d'observation de *Swift*/BAT qu'il ne l'a été pendant les observations H.E.S.S. Deuxièmement, Tueller *et al.* (2008) utilisent un indice spectral de 2.15 pour toutes les sources dont ils ont estimé le flux dans la bande 14–195 keV. D'après l'analyse de données du satellite BeppoSAX réalisée par Perri *et al.* (2007), l'indice spectral dans le domaine 14–195 keV serait plutôt de l'ordre de 2.3-2.8, c'est à dire un spectre plus mou que l'hypothèse de Tueller *et al.* (2008). L'hypothèse d'un spectre plus dur faite par Tueller *et al.* (2008) les a donc probablement conduit à surestimer le flux de PKS 0548–322 dans cette bande d'énergie.

Les limites supérieures obtenues par *EGRET* (MeV-GeV Hartman *et al.* 1999), Cangaaroo (Roberts *et al.* 1999) et du télescope Mark VI de Durham (TeV Chadwick *et al.* 2000) sont également représentées.

Finalement, on a choisi d'afficher le spectre H.E.S.S. par le contour de signficance à 1σ issu de l'ajustement des données par un modèle de loi de puissance.

§ 34. Modélisation par un modèle homogène SSC une zone

TAB. 5. Paramètres pour les modèles A et B utilisés pour ajuster les données (voir le texte pour plus de détails).

	δ	R [10^{15} cm]	B [G]	K [cm^3]	u_e/u_B	γ_{min}	γ_{break}	γ_{max}	n_1	n_2
model A	15	1.8	0.5	5.5×10^4	25	1	1×10^5	5×10^6	2.2	3.0
model B	15	0.19	5	1.1×10^6	4.9	1	3.2×10^4	1.5×10^6	2.2	3.0

J'ai appliqué aux données contemporaines *Swift* et H.E.S.S. un modèle homogène SSC une zone stationnaire, prenant en compte la section efficace complète du processus de diffusion Compton inverse (régime Thomson et Klein-Nishina). La distance du blazar est estimée à $d_L = 9.6 \times 10^{26}$ cm en supposant les paramètres cosmologiques suivant: $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Lambda = 0.7$, $\Omega = 0.3$, $q_0 = -0.5$. Les données radio sont supposées provenir de région étendue plus éloignées dans le jet, et le pic d'émission en IR-optique est attribué à la contribution de la galaxie hôte. Ainsi ces données ne sont pas ajustées par le modèle SSC.

Le spectre obtenu ne permet pas de mesurer les 4 observables principales du spectre de PKS 0548–322 que j’ai défini dans le chapitre précédent, ce qui empêche de bien contraindre l’espace des paramètres du modèle. Néanmoins, les observations de *Swift*/XRT permettent de bien caractériser la composante synchrotron du spectre:

$$\begin{cases} F_{2-10\text{keV}} = (2.3 \pm 0.2) \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} & \implies L_{\text{syn}} \approx 2.6 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1} \\ E_{\text{break}} = 1.7 \pm 0.1 \text{ keV} & \implies \nu_{\text{syn}} \approx 4.1 \times 10^{17} \text{ Hz} \end{cases} \quad (34.240)$$

Les observations H.E.S.S. qui ne contraignent pas le pic de la composante Compton inverse du spectre nous permettent toutefois d’établir des limites sur les observables de la composante Compton inverse du spectre:

$$\begin{cases} F_{E>250\text{GeV}} = (2.7 \pm 0.6) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} & \implies L_{\text{ci}} \gtrsim 3.1 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1} \\ E_{\text{seuil}} = 250 \text{ GeV} & \implies \nu_{\text{ci}} \lesssim 6 \times 10^{25} \text{ Hz} \end{cases} \quad (34.241)$$

On ne dispose pas non plus de mesure de variabilité. La masse du trou noir central est quand à elle estimée à $M_{\text{bh}} \simeq 10^{8.5} M_{\odot}$ (Barth *et al.* 2003).

Les paramètres du modèle sont donc peu contraints. Il n’est pas possible d’appliquer pleinement ici la méthode exposée dans le chapitre précédent dans le but de contraindre au maximum l’espace des paramètres du modèle. Ainsi, une grande variété de solutions peuvent ajuster de manière satisfaisante les données X et TeV.

Je rappelle rapidement que le modèle homogène une zone SSC décrit le système comme une région d’émission sphérique de rayon R , rempli d’un champ magnétique B , et se propageant avec un facteur Doppler δ par rapport à l’observateur (e.g. Band & Grindlay 1985; Katarzyński *et al.* 2001, et le chapitre précédent). La distribution d’énergie (EDF) des particules responsables de l’émission est choisie comme une loi de puissance brisée, caractérisée par un indice spectral n_1 et n_2 entre les facteurs de Lorentz γ_{min} et γ_{max} , avec une énergie de rupture à γ_{break} , et un facteur de normalisation k :

$$\frac{dn_{\text{ph}}(\gamma)}{d\gamma} = \begin{cases} k \left(\frac{\gamma}{\gamma_{\text{break}}} \right)^{-n_1} & \text{si } \gamma < \gamma_{\text{break}} \\ k \left(\frac{\gamma}{\gamma_{\text{break}}} \right)^{-n_2} & \text{si } \gamma \geq \gamma_{\text{break}} \end{cases} \quad (34.242)$$

Le choix de ce type de distribution d’énergie a été motivé par les observations qui montrent un meilleur ajustement des données par une loi de puissance brisée que par une simple loi de puissance avec une coupure exponentielle après γ_{break} , qui est ce qu’on attendrait dans le cas d’une distribution de particule en loi de puissance (c.f. chapitre précédent). Le calcul par le modèle du flux au TeV tenant compte de l’absorption par le fond diffus cosmique infrarouge est représenté en traits pleins sur la figure 30, alors que le flux désabsorbé (flux intrinsèque) est tracé en lignes tiretées. On a pris comme densité d’énergie pour le fond diffus infrarouge la limite supérieure dérivée par Aharonian *et al.* (2007a) à partir d’observations de blazars lointains au TeV.

§ 34.1. Spectre synchrotron

La figure 30 montre deux exemples de solutions correspondant à deux jeux de paramètres différents et qui ajustent avec succès les observations contemporaines de *Swift* et H.E.S.S. Les paramètres de ces deux solutions (dénommées modèle A et B plus loin) sont récapitulés dans

le tableau 5. Ces deux solutions sont caractérisées par un facteur Doppler $\delta = 15$, que l'on a choisi arbitrairement du fait du manque d'informations disponibles sur la variabilité de cet objet. Dans les deux cas, la distribution d'énergie des particules est une loi de puissance brisée avec pour indices $n_1 = 2.2$ et $n_2 = 3$, contraints par la forme du spectre synchrotron en X. Ces deux indices conduisent à la formation d'un spectre synchrotron en loi de puissance brisée d'indices spectraux $\Gamma_1 = (n_1 + 1)/2 = 0.6$ et $\Gamma_2 = (n_2 + 1)/2 = 2$, compatibles avec ce qui est mesuré par *Swift*/XRT (voir section § 32.1). La variation d'indice spectral mesurée par *Swift*/XRT est compatible avec $\Delta\Gamma \approx 0.5$. Ce fait, associé à l'observation que la composante synchrotron est dominante par rapport à la composante Compton inverse, s'interprète bien par un plasma relativiste perdant son énergie par refroidissement radiatif synchrotron. En effet, si on considère une source dans laquelle on injecte continûment des particules en loi de puissance d'indice n_1 , et que l'on considère que ces particules restent pendant un temps caractéristique t_{esc} dans la source avant de s'en échapper, alors, on obtient en régime stationnaire une distribution de particule en loi de puissance brisée, avec une énergie de coupure γ_{break} correspondant à des particules ayant un temps de refroidissement t_{cool} de l'ordre du temps caractéristique d'échappement: $t_{\text{var}} \approx t_{\text{cool}}(\gamma_{\text{break}})$. Ainsi, les particules injectées avec une énergie supérieure à γ_{break} vont avoir le temps de se refroidir avant de s'échapper de la source, introduisant un infléchissement de la loi de puissance entraînant une augmentation de l'indice: la distribution devient plus raide. Les particules injectées à une énergie inférieure à γ_{break} ne vont pas avoir le temps de se refroidir avant de quitter la zone d'émission, et la loi de puissance dans ce domaine d'énergie ne change pas. Dans le cas où les particules se refroidissent par émission synchrotron, on montre que la variation d'indice spectral dans la distribution d'énergie des particules vaut $\Delta n = 1$, ce qui correspond à une variation d'indice spectral dans le spectre synchrotron de $\Delta\Gamma = 0.5$. La coupure spectrale observée dans les rayons X par *Swift* est donc attribuée au refroidissement radiatif synchrotron des particules dans la zone d'émission.

La distribution d'énergie des particules est définie entre $\gamma_{\text{min}} = 1$ et $\gamma_{\text{max}} = 5 \times 10^6$ pour le modèle A, et $\gamma_{\text{max}} = 1.5 \times 10^6$ pour le modèle B. La valeur du facteur de Lorentz maximal des particules n'est pas contraint du fait du manque d'observation dans le domaine des rayons X durs. Ces deux valeurs sont choisies de manière à avoir suffisamment de flux Compton inverse dans le domaine du TeV pour tenir compte des observations H.E.S.S., et afin d'obtenir le même spectre synchrotron pour les deux modèles A et B, avec une coupure synchrotron au-delà des observations de *Swift*/BAT. L'énergie de coupure dans la loi de puissance brisée des particules émissives est associée au pic synchrotron détecté autour de 4×10^{17} Hz. Dans le cadre de cette interprétation, l'énergie de coupure est liée au champ magnétique dans la zone d'émission par la relation: $\gamma_{\text{break}} \propto (B\delta)^{-1/2}$, et est donc bien contrainte. En se fixant une valeur pour le champ magnétique B de la source, les deux autres paramètres du modèle (R et K) sont contraints par les flux mesurés en X par *Swift* et au TeV par H.E.S.S. Nous choisissons alors un champ magnétique 10 fois plus élevés dans le modèle B que dans le modèle A, pour étudier les différentes conséquences au niveau observationnel, mais également sur les autres paramètres du modèle.

§ 34.2. Spectre Compton Inverse

Pour le modèle A, un champ magnétique $B = 0.5\text{G}$ implique un rayon $R = 1.8 \times 10^{15}$ cm, une énergie de coupure $\gamma_{\text{break}} = 1 \times 10^5$, et un facteur de normalisation $K = 5.5 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$. Le

calcul du rapport entre l'énergie totale portée par le plasma de particules et l'énergie magnétique montre un rapport $u_e/u_b = 25$, ce qui correspond à une source en forte sub-équipartition. Cette valeur élevée est du même ordre de ce qui est obtenu dans d'autres blazars du TeV à partir de modèles SSC une zone. Les paramètres déduits de ce modèle nous permettent de calculer un temps caractéristique de variabilité $t_{\text{var}} = R/\delta c \sim 4$ ks. Le temps de refroidissement synchrotron à l'énergie de coupure $t_{\text{cool}} = 6\pi m_e c / \sigma_{\text{Th}} B^2 \gamma_{\text{break}} \sim 31$ ks, est plus court mais de l'ordre de grandeur du temps de parcours de la lumière à travers la source $t_{\text{cross}} = R/c \sim 60$ ks (qui est une limite inférieure du temps caractéristique d'échappement d'une particule de la source). Le rayon de la source déduit du modèle est de l'ordre de quelques dizaines de rayon de Schwarzschild en supposant un trou noir de $10^{8.5} M_{\odot}$ (Barth *et al.* 2003). Dans le cas du modèle A, le pic d'émission Compton est attendu autour de 120 GeV, et le flux dans la bande d'énergie de *Fermi* est trop faible pour espérer une détection en une année (voir la figure 30).

Pour le modèle B, le champ magnétique est 10 fois supérieur que dans le modèle A, ce qui conduit à des paramètres de modèle très différents. Le facteur de normalisation $K = 1.1 \times 10^6$ est beaucoup plus élevé que dans le modèle A, et conduit à une zone d'émission en légère sub-équipartition avec $u_e/u_b \sim 5$. Le petit rayon que nous trouvons pour la source $R = 1.9 \times 10^{14}$ cm, est de l'ordre de quelques rayons de Schwarzschild du trou noir, ce qui implique une source d'émission très proche du trou noir central. Dans ce modèle, le temps de variabilité attendu vaut $t_{\text{var}} \sim 420$ s. C'est très court mais comparable à ce qui peut être mesuré dans les blazars du TeV en période de flare (Albert *et al.* 2007; Aharonian *et al.* 2007b). Avec une énergie de coupure $\gamma_{\text{break}} = 3.2 \times 10^4$, le temps de refroidissement des particules au changement d'indice spectral vaut $t_{\text{cool}} \sim 1$ ks, ce qui est légèrement plus petit que le temps de trajet de la lumière $t_{\text{cross}} = 6$ ks. Dans le cas du modèle B, une détection par le satellite *Fermi* est possible en moins d'une année d'observation (voir la figure 30), et le maximum de la composante Compton se situe à plus basse énergie que pour le modèle A, autour de 30 GeV.

§ 35. Discussion

La modélisation du spectre synchrotron a été réalisée en ne considérant que des données *Swift*/XRT, et nous n'avons pas voulu tenir compte des points *Swift*/UVOT car ces derniers sont contaminés par l'émission de la galaxie hôte, qui est difficile à soustraire précisément. Néanmoins, les derniers points du spectre UVOT (filtres UVM2 à 2200Å et UVW2 à 1930Å) indique que le flux UV de PKS0548–322 remonte vers les X (voir la vignette gauche de la figure 30 qui détaille cette partie du spectre), ce qui pourrait être la signature du spectre synchrotron en UV qui n'a jusqu'à présent jamais été mis en évidence de manière indiscutable (voir Perri *et al.* 2007). Cette hypothèse est renforcée par le fait que notre ajustement qui a été fait sans tenir compte de ces deux points qui remontent passe juste sous ces derniers, et que le flux UV observé est seulement 1.5 fois celui prévu par le modèle. Ceci s'interprète très bien si on fait l'hypothèse que le flux dans les bandes UVM2 et UVW2 est dû à la fois à la galaxie hôte et à la composante synchrotron, dans des proportions du même ordre de grandeur. Soustraire la composante de la galaxie hôte à l'aide d'un modèle ne serait pas une manière très pertinente de tester cette hypothèse car la qualité du spectre à notre disposition ne permet pas une soustraction très précise, et on aboutirait à une erreur sur l'ajustement de la composante de la galaxie hôte de l'ordre de la composante synchrotron que l'on cherche à mettre en évidence. Par contre,

des observations simultanées en optique-UV-rayons X permettraient, en observant la variabilité corrélées dans ces différentes bandes, de tester l’hypothèse que les petites longueurs d’onde du spectre UV ont une variabilité corrélée à la variabilité X, avec une amplitude évidemment plus faible, qui serait liée au rapport entre la contribution de la galaxie hôte et la contribution de la composante synchrotron. Pour cela, le satellite *Swift* est bien adapté car il permet de couvrir simultanément tous le domaine spectral d’intérêt. Toutefois, par manque de temps, et aussi parce que la collaboration H.E.S.S. n’attend pas ce genre d’investigations pour un article qui doit se focaliser sur le résultat de la détection H.E.S.S., je n’ai pas pu explorer cette hypothèse.

Le manque d’observation en dessous de 200 GeV rend la détermination des paramètres du modèle d’émission très difficile. Comme on peut le voir sur la figure 30, les deux solutions que nous avons choisies ont le même comportement pour ce qui est de la composante synchrotron, et diffèrent donc seulement sur leur composante Compton inverse, et plus précisément dans le domaine du GeV, là où le télescope *Fermi* observe. Comme discuté précédemment, le niveau de flux détecté dans cette bande d’énergie aura de fortes conséquences sur les paramètres du modèle une-zone homogène SSC pour PKS 0548–322. Les futures observations de *Fermi* seront donc à même d’apporter des contraintes fortes sur les paramètres de PKS 0548–322, notamment en permettant de déterminer les caractéristiques du pic Compton inverse (ν_{ci} et L_{ci}). Il faut noter que le premier catalogue de sources *Fermi* réalisé au bout de 3 mois d’observations ne mentionne pas notre objet (Abdo *et al.* 2009). Mais plus encore, c’est l’observation de variabilité dans le domaine du TeV qui serait le plus contraignant pour le modèle, car cette dernière observable est reliée simplement au facteur Doppler et au rayon de la source.

Partie III

Modélisation inhomogène par un modèle de jet relativiste stratifié dépendant du temps

7	Le paradigme du two-flow	95
8	Description du code numérique	99
9	Application à PKS 2155–304	133

Le paradigme du two-flow

Plan du chapitre

1. Le scénario du two-flow	95
2. Applications du two-flow	96

1. Le scénario du two-flow

L'OBSERVATION DES JETS DE NOYAUX ACTIFS DE GALAXIE montre une nature différente selon l'échelle à laquelle on les observe. A l'échelle du parsec, les observations VLBI montrent un jet avec absence de contre jet, et on mesure des déplacements superluminiques qui sont les signatures d'un mouvement relativiste. A plus grande échelle, du kpc au Mpc, les observations radio montrent deux jets symétriques de chaque côtés du coeur qui se terminent par des chocs terminaux brillants.

Plusieurs modèles ont été développés pour rendre compte de cette dualité. La plus part font appel à un seul jet qui est relativiste à sa base juste après son lancement. En interagissant avec le milieu intergalactique, il ralentit ensuite ce qui explique qu'à grande échelle les jets soient lents.

Un modèle alternatif a été proposé par Pelletier (1985), puis développé par Sol *et al.* (1989) qui fait appel à une structure à deux fluides distincts, le modèle "two-flow". Un premier jet constitué d'un plasma électrons/protons faiblement relativiste, lancé par le disque d'accrétion, et transportant la quasi totalité de l'énergie cinétique du flot, serait responsable des observations radio à grande échelle. Ce jet MHD sert alors de milieu confinant et de réservoir d'énergie à un plasma de paires électrons/positrons ultrarelativistes responsables alors des observations VLBI à l'échelle du parsec. Une telle structure est représentée schématiquement sur la figure 31 page 96.

Ce modèle présente plusieurs avantages. Tout d'abord, contrairement aux modèles de jets à un fluide pour lesquels il est difficile de justifier théoriquement grâce au seul champ magnétique une collimation efficace et une accélération jusqu'à des vitesses relativistes, le faisceau de paires est ici collimaté par la structure MHD sus-jacente. Il est propulsé efficacement par le mécanisme de fusée Compton (Henri & Pelletier 1991; Renaud & Henri 1998) jusqu'à des vitesses d'ensemble relativistes ($\Gamma_b \sim 10$). Les paires sont chauffées par diffusion stochastique (accélération de type Fermi-II) tout au long de leur parcours par interaction onde/plasma avec les ondes MHD

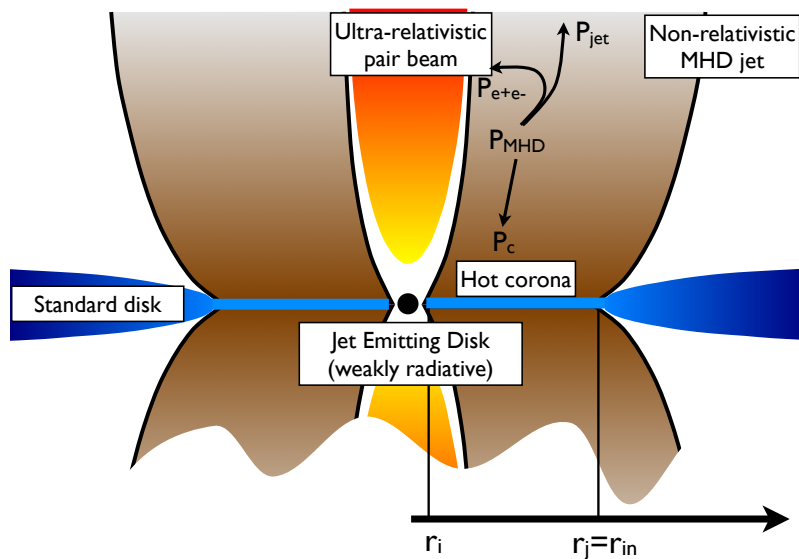


FIG. 31. Schéma de principe du modèle du two-flow

(turbulence d'ondes d'Alvén ou magnéto-soniques) du jet les confinant. Le flot MHD sert ainsi de réservoir d'énergie turbulente au faisceau de paires, ces dernières servant de médiateurs pour évacuer l'énergie du jet par rayonnement. De plus, puisque les paires sont continuellement réaccélérées à mesure qu'elles rayonnent, et qu'il en est de même pour les nouvelles paires qui sont créées par interaction $\gamma\gamma$ des photons de très haute énergie, le processus de création de paires peut s'emballer. Dans certaines conditions et lorsque le niveau de chauffage par la turbulence est suffisant, le système devient chaotique et donne lieu à des épisodes de flare rapides comme l'ont démontré dans leurs thèses Renaud (1999) puis Saugé (2004). Ce mécanisme peut expliquer alors les observations récentes des télescopes Cherenkov qui montrent des variabilités très rapides au TeV, de l'ordre de la minute, dans au moins deux BL Lacs (PKS 2155–304 Aharonian *et al.* 2007b; Mrk 501 Albert *et al.* 2007).

2. Applications du two-flow

Les travaux de thèse réalisés à Grenoble par Marcowith (1996), Renaud (1999) et Saugé (2004) ont permis de montrer la pertinence du modèle de two-flow pour l'étude de l'émission des jets relativistes de quasars ou microquasars.

Dans un premier temps, Marcowith (1996) a développé un modèle d'émission haute énergie des blazars rouges du type de 3C 273 ou 3C 279. Dans ce modèle, le plasma de paires comptonise les photons issus du disque d'accrétion. Ces mêmes photons accélèrent le plasma par le processus de fusée Compton. La distribution électronique des paires utilisée est une loi de puissance, et le modèle reproduit ainsi avec succès les caractéristiques spectrales de ces blazars aux hautes énergies (Marcowith *et al.* 1995).

Le travail de Renaud (1999) calcule précisément l'accélération d'ensemble due au mécanisme de fusée Compton dans le jet (Renaud & Henri 1998), prend en compte le rayonnement synchrotron des paires, et le rayonnement Compton inverse SSC. Ce modèle permet de reproduire l'ensemble du spectre des blazars rouges, des ondes radio aux rayons gamma. Il montre que la création de paires est hautement instable lorsque le plasma d'électrons/positrons est constamment réaccélééré dans le jet par la structure MHD qui sert de réservoir d'énergie. Il développe un modèle de variabilité basé sur ce phénomène, qui lui permet de reproduire les caractéristiques des courbes de lumière des objets rouges.

Saugé (2004) introduit l'utilisation d'une fonction de distribution d'énergie en pileup (distribution quasi monoénergétique) pour le plasma de paires plutôt qu'en loi de puissance. Ce choix est plus cohérent avec le paradigme du two-flow, car ce type de distribution est le résultat naturel d'une accélération stochastique de Fermi II des particules par interaction avec la turbulence supportée par le jet MHD. De plus, l'utilisation de distribution en pileup permet de relâcher les contraintes d'opacité, et donc sur le facteur Doppler des jets qui s'en trouve alors réduit (Henri & Saugé 2006). Il applique ce modèle avec succès aux blazars émetteurs au TeV (Saugé & Henri 2004), et montre qu'ici encore, le mécanisme de création de paires est hautement instable, pouvant être une source de variabilité.

Dans les chapitres qui suivent, je décris un nouveau code inhomogène dépendant du temps, qui, dans le cadre du two-flow, décrit l'émission d'un jet stratifié, qui prends en compte la création de paires. Le code permet de reproduire avec succès le spectre large bande des blazars, et notamment les observations faites par le télescope H.E.S.S. Il permet de réconcilier les contraintes fortes que nous imposent la variabilité et l'opacité gamma-gamma, avec des facteurs de Lorentz d'ensemble du jet plus modestes que ce qui est prédit avec des modèles homogènes (Begelman *et al.* 2007). Mes conclusions sont alors plus en accord avec les estimations basées sur des observations réalisées dans d'autres longueurs d'ondes. Je montre comment appliquer ce modèle d'émission inhomogène de manière correcte à des données observationnelles, en utilisant l'exemple de PKS 2155–304 qui est l'objet pour lequel on a observé la variabilité la plus rapide au TeV dans un blazar ($T_{\text{var}} \sim 200 \text{ sec}$ Aharonian *et al.* (2007b)).

8

Description du code numérique

Plan du chapitre

1. Paramétrisations du modèle	100
§ 36. Géométrie du modèle	101
§ 37. Évolution du champ magnétique	101
§ 38. Accélération d'ensemble du jet	102
§ 39. Fonction de distribution du plasma de paires	103
2. Equations d'évolution du plasma de paires	104
§ 40. Equation de continuité du nombre de paires	104
§ 41. Equation sur l'énergie des particules	105
3. Emission synchrotron du plasma de paires	107
§ 42. Formules de l'émissivité pour une pile-up	107
§ 43. Transfert radiatif	108
§ 44. Propriétés spectrales de l'émission synchrotron	110
4. Emission Compton inverse SSC du plasma de paires	111
§ 45. Emissivité Compton inverse d'une pile-up dans le régime de diffusion Thomson ...	112
§ 46. Emissivité Compton inverse d'une pile-up dans régime de diffusion Klein-Nishina .	114
§ 46.1. Contribution Thomson	115
§ 46.2. Contribution Klein-Nishina	116
§ 46.3. Emissivité totale en régime Klein-Nishina	117
§ 47. Emissivité Compton inverse totale	118
§ 48. Opacité $\gamma\gamma$ et création de paires	118
5. Méthodes numériques	120
§ 49. Discrétisation en fréquence du spectre observé	121
§ 50. Changement de coordonnées	121
§ 51. Méthode de calcul d'une solution	125
§ 51.4. Cas stationnaire	125
§ 51.5. Cas non stationnaire	126
§ 52. Discrétisation temporelle	127
§ 52.6. Mise en place d'un pas de temps adaptatif	127
§ 52.7. Conditions initiales	128
§ 53. Résolution de l'équation d'énergie des particules	129

LE CODE NUMÉRIQUE QUE J’AI DÉVELOPPÉ se place dans le cadre du paradigme du two-flow que j’ai décrit succinctement dans le chapitre précédent. Dans toute la suite, l’hypothèse est faite que l’émissivité du jet MHD qui collimate et chauffe le plasma de paire est négligeable. Dans le cas contraire, ce champ de photons pourrait interagir le faisceau de paire par le processus de Compton drag limitant son accélération. De plus, le jet MHD est supposé non relativiste. Donc son émissivité est isotrope et n’est pas amplifiée par le phénomène de Doppler boosting, au contraire du plasma de paires. Son émissivité dans le référentiel de l’observateur est donc d’autant plus négligeable devant celle du plasma de paires, du moins dans les parties internes du jet lorsque les paires portent beaucoup d’énergie.

L’objectif du modèle est donc de calculer l’émission du plasma de paires se propageant à l’intérieur de la structure MHD. A la différence des travaux précédents où le comportement chaotique de la production de paires rendait toute comparaison aux observations illusoires, j’ai fait le choix de fixer des conditions initiales dépendantes du temps sur l’injection de particules à la base du jet, tant en densité qu’en quantité d’énergie portée par les paires. Cela permet ainsi les moyen de calculer des solutions dépendantes du temps pouvant être comparées aux observations. Le code inclus les phénomènes physiques suivant:

- Refroidissement radiatif des paires par rayonnement synchrotron et Compton inverse; prise en compte des effets de la coupure Klein-Nishina en utilisant le noyau de Jones complet pour le calcul de l’émissivité Compton inverse, résultat de la diffusion des paires relativistes sur les photons mous synchrotrons (modèle SSC).
- Chauffage des paires par accélération de type Fermi II (interaction avec la turbulence du jet MHD) ce qui conduit à la formation d’une pile-up pour la distribution d’énergie des paires.
- Calcul de l’absorption des photons gamma de haute énergie par le fond diffus de photons infrarouge.
- Calcul de l’absorption des photons gamma de haute énergie par les photons mous produits localement dans la source et de la création de paire qui en découle.
- Prise en compte des effets relativistes: amplification des flux (Doppler boosting) et décalage des fréquences (aberration relativiste).
- Calcul des effets induits par le temps de propagation de la lumière jusqu’à l’observateur.

A chaque altitude z dans le jet, les différentes quantités physiques ainsi que les équations qui régissent les paramètres du modèle sont moyennées le long du rayon transverse du jet $r(z)$. Le code résout donc les équations d’un modèle à géométrie axiale le long de l’axe \vec{z} du jet. De plus on fait l’hypothèse que chaque zone du jet est indépendante des autres. En particulier, une zone du jet à une altitude donnée ne voit pas les photons provenant des parties en amont et en aval de sa position. Cette hypothèse est justifiée au premier ordre par le fait que le jet est en constante accélération à des vitesses relativistes. Ainsi, l’effet d’aberration relativiste réduit nettement l’intensité lumineuse provenant des régions amont et aval de sa position.

1. Paramétrisations du modèle

La dépendance verticale de certains paramètres physiques du modèle est obtenue par l’utilisation de fonctions analytiques simples. Ainsi en est-il de la géométrie du jet, du champ

magnétique, de la vitesse de déplacement du plasma dans le jet, du taux de chauffage et de la forme de la distribution en énergie du plasma.

§ 36. Géométrie du modèle

Le plasma de paire est traité comme un flot relativiste radiatif, qui se déplace le long de l'axe \bar{z} dans une tuyère stationnaire dont la géométrie est définie comme:

$$r(z) = R_0 \left[\frac{z}{Z_0} + \left(\frac{R_i}{R_0} \right)^{1/\omega} \right]^\omega \quad (36.243)$$

où $r(z)$ est le rayon du jet à l'altitude z . Cette forme décrit le jet comme une parabole décalée, avec un rayon interne R_i à $z = 0$, et un rayon R_0 à une distance Z_0 de l'apex. L'indice ω qui définit l'ouverture du jet est inférieur à 1 pour un jet collimaté. Dans le cadre du two-flow, cela correspondrait à la forme de la dernière surface magnétique du jet MHD s'accrochant au rayon interne du disque d'accrétion. Le rayon à la base du jet R_i doit être de l'ordre du rayon gravitationnel du trou noir $r_g = GM_{\text{bh}}/c^2$, et permet de relier notre modèle de jet à la masse du trou noir central.

Cette paramétrisation grandement simplifiée de la forme du jet permet de contrôler la géométrie avec un nombre limité de paramètres. Toutefois, le code a été conçu pour pouvoir intégrer facilement n'importe quel type de géométrie stationnaire, et il est envisageable d'intégrer à faible coût une paramétrisation plus réaliste de la forme du jet, notamment en utilisant les solutions issues de modélisations de structures magnétohydrodynamique d'accrétion-éjection (SMAE), comme celles calculées par Ferreira, Pelletier et Casse (Pelletier & Pudritz 1992; Ferreira 1997; Ferreira & Casse 2004). Par la suite, on considère que cette structure est stationnaire en supposant que le faisceau de paires n'influe pas ou de manière négligeable la structure du jet MHD.

Ce point fait d'ailleurs l'objet d'une étude en cours par Gareth Murphy,¹⁰ qui réalise des simulations numériques MHD de l'interaction du plasma de paires avec le jet MHD lancé par le disque. L'objectif est de déterminer si la perturbation consécutive à un épisode de création de paires très intense peut conduire à une destabilisation non négligeable locale du jet MHD due à la surpression consécutive qu'il subit dans ses régions internes. Le code présent néglige totalement ces effets potentiels. La figure 32 de la page 102 représente cette géométrie ainsi que les autres paramètres du modèle qui vont être présentés plus loin.

§ 37. Évolution du champ magnétique

Le champ magnétique est considéré comme homogène et isotrope dans le référentiel comobile du jet à chaque altitude z . L'évolution du champ magnétique en fonction de l'altitude est paramétrisé comme une loi de puissance:

$$B(z) = B_0 \left(\frac{r(z)}{R_0} \right)^{-\lambda} \quad (37.244)$$

¹⁰postdoctorant sur le projet ANR JC05-42834: "Le mystère des microquasars: simulations MHD-cinétique couplées au rayonnement dans le cadre du modèle à deux écoulements."

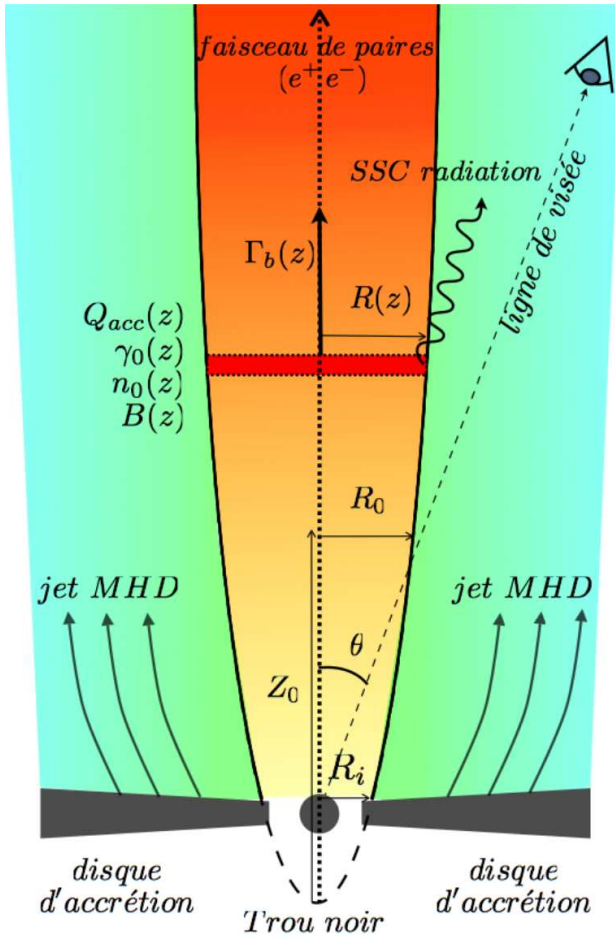


FIG. 32. Schéma représentant la géométrie du jet de paires, ainsi que les différents paramètres utilisés dans le modèle

L'indice λ est compris entre 1 et 2, ces deux valeurs extrêmes correspondent respectivement à un champ magnétique purement toroïdal (conservation de la circulation du champ magnétique: $B \sim 1/r$) ou purement poloïdal (conservation du flux magnétique: $B \sim 1/r^2$).

Saugé (2004) a montré que le produit $\lambda\omega$ pouvait être contraint à partir des observations de la pente radio du spectre de l'objet considéré. Dans le cadre d'une description plus physique du champ magnétique dans le jet, il est possible d'inclure facilement dans ce code n'importe quelle distribution de champ magnétique, et notamment celles fournies par les solutions des modèles autosimilaires de SMAE (Pelletier & Pudritz 1992; Ferreira 1997; Ferreira & Casse 2004).

§ 38. Accélération d'ensemble du jet

On considère que le jet est continuellement accéléré dans la direction de l'axe du jet depuis une vitesse nulle ($\Gamma_b = 1$ en $z = 0$) jusqu'à une vitesse asymptotique $\Gamma_{b\infty}$. On suppose que l'accélération se fait sur une distance caractéristique comparable à Z_0 . Pour ne pas compliquer le modèle et diminuer son potentiel prédictif, le mécanisme d'accélération n'est pas finement décrit. L'évolution du facteur de Lorentz d'ensemble du jet $\Gamma_b(z)$ est paramétrisée comme:

$$\Gamma_b(z) = \left(1 + \frac{\Gamma_{b\infty}^a - 1}{1 + \frac{Z_0}{z}} \right)^{1/a} \quad (38.245)$$

Le paramètre a contient alors la physique du mécanisme responsable de l'accélération d'ensemble du jet (e.g. Renaud & Henri 1998). On choisit la valeur de ce paramètre de manière à ce que la vitesse dans le jet en Z_0 ne soit pas trop différente de la vitesse asymptotique. En prenant $a = 4$, le plasma a atteint $\sim 80\%$ de sa vitesse asymptotique en Z_0 . Dans la suite de ce travail, ce sera la valeur que l'on choisira pour a , et le seul nouveau paramètre libre introduit par la description de l'accélération est alors la valeur asymptotique du facteur de Lorentz $\Gamma_{b\infty}$. A chaque altitude z dans le jet, le plasma est homocinétique, et donc le modèle ne rend pas compte d'une possible dépendance radiale de la vitesse du flot, ni en direction ni en norme.

L'angle que fait la ligne de visée avec l'axe du jet, θ (voir la figure 32 page 102), définit le facteur Doppler d'ensemble du jet en z qui intervient dans les transformations de Lorentz lors du changement du référentiel attaché au trou noir, et le référentiel comobile du plasma:

$$\delta_b(z) = \frac{1}{\Gamma_b(z) (1 - \beta_b(z) \cos \theta)} \quad (38.246)$$

Dans mon travail de thèse, l'angle θ est constant, mais il est possible de le faire varier avec l'altitude afin de simuler un jet qui précesse. Le facteur Doppler δ_b varie alors le long du jet, et l'amplification qui s'en suit est variable, ce qui peut être une cause supplémentaire de fluctuation pour l'émission de haute énergie des jets relativistes (Camenzind & Krockenberger 1992).

§ 39. Fonction de distribution du plasma de paires

Pour décrire l'émission du plasma de paires, il est nécessaire de se fixer une fonction de distribution pour les paires relativistes, c'est à dire, définir comment elles se répartissent dans l'espace des phases. La fonction de distribution des électrons/positrons dépend de la manière dont elles sont accélérées. Attention, ici il s'agit d'accélération individuelle des particules, à distinguer de l'accélération d'ensemble décrite plus haut. L'accélération d'ensemble définit une vitesse au sens hydrodynamique du terme, alors que l'accélération individuelle des particules est ici synonyme de chauffage des paires. Chaque particule du plasma de paires possède donc une certaine énergie E qui permet de définir son facteur de Lorentz individuel comme $\gamma = \frac{E}{m_e c^2}$.

Les observations de blazars montrent généralement un rayonnement non thermique en loi de puissance, c'est donc tout naturellement que les premiers modèles cherchant à reproduire les spectres de ces objets ont commencé à utiliser des lois de puissance pour la distribution des particules rayonnantes. Cela se justifie théoriquement par une accélération de type Fermi du premier ordre, dans des chocs relativistes localisés dans le jet. L'utilisation de lois de puissance s'est ensuite généralisée à la majorité des modèles. Toutefois, ce type de distribution n'est pas complètement satisfaisante, car les spectres ne sont effectivement en loi de puissance que sur des domaines réduits en fréquence, et les fonctions de distribution ne sont alors définies que sur un domaine d'énergie restreint. De plus, le calcul de l'accélération dans un choc relativiste en tenant compte d'effets du second ordre donne des résultats différents de lois de puissance pures (Pelletier *et al.* 2009).

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, on suppose dans le paradigme du two-flow que les paires sont chauffées par un processus d'accélération de Fermi du second ordre. Cela peut être dû à l'interaction de la turbulence magnétique du jet MHD avec le plasma de paires relativiste, ou encore de la reconnection magnétique. Ce type d'accélération conduit à une

fonction de distribution pour les paires en maxwellienne relativiste, ou *pile-up* (Schlickeiser 1984, 1985; Henri & Pelletier 1991; Saugé & Henri 2004) :

$$n(\gamma, z, t) = \frac{dn_e(\gamma, z, t)}{d\gamma dV} = n_0(z, t) \gamma^2 \exp\left(-\frac{\gamma}{\gamma_0(z, t)}\right) \quad (39.247)$$

où $n_0(z, t)$ est un facteur de normalisation relié à la densité totale de paires $n_e(z, t)$ à l'altitude z par la relation:

$$n_e(z, t) \simeq 2n_0(z, t) \gamma_0(z, t)^3 \quad (39.248)$$

et $\gamma_0(z, t)$ le facteur de Lorentz caractéristique de la *pile-up*. L'énergie totale $E_e(z, t)$ portée par le plasma de paires se calcule aisément et vaut:

$$E_e(z, t) = 3n_e(z, t) \gamma_0(z, t) m_e c^2 \quad (39.249)$$

Saugé & Henri (2004) montrent l'intérêt que représente une telle fonction de distribution dans la modélisation des blazars du TeV.

Dans le modèle, les paires sont injectées à la base du jet et se propagent ensuite dans la structure en perdant de l'énergie par rayonnement synchrotron et Compton inverse. Le temps de refroidissement est très rapide comparé au temps qu'il faut pour remplir le jet. Pour obtenir une structure réelle de jet rempli de particules relativistes, il est donc nécessaire de supposer un processus de réaccélération rapide de ces paires lorsqu'elles se propagent dans le jet. Le taux d'accélération par particule est paramétrisé par une loi de puissance d'indice ζ , décalée pour éviter les problèmes numériques en $z = 0$, et coupée exponentiellement à une altitude Z_c pour éviter les problèmes de divergence en énergie:

$$Q_{\text{acc}}(z) = Q_0 \left[\frac{z}{Z_0} + \left(\frac{R_i}{R_0} \right)^{1/\omega} \right]^{-\zeta} \exp\left(-\frac{z}{Z_c}\right) \quad (39.250)$$

Dans le cadre du two-flow, cette réaccélération est naturellement fournie par le jet MHD qui sert donc de réservoir d'énergie. On suppose dans le modèle que c'est un réservoir d'énergie infini, ce qui revient à dire que l'énergie disponible dans le jet MHD est très supérieure à l'énergie rayonnée. Les paires servent donc de médiateurs pour évacuer radiativement une partie de l'énergie portée par le jet MHD.

Pour caractériser complètement le faisceau de paires, nous avons donc besoin de calculer l'évolution de deux paramètres: $\gamma_0(z, t)$, en équilibrant les pertes radiatives et le chauffage, et $n_0(z, t)$ grâce à une équation de continuité sur le nombre de particules.

2. Equations d'évolution du plasma de paires

§ 40. Equation de continuité du nombre de paires

Pour une particule repérée par le vecteur x^i (pour $i = t, r, \phi, z$), on introduit le quadrivecteur vitesse unitaire $u^i = \Gamma_b(1, 0, 0, \beta_b)$, où $\Gamma_b = (1 - \beta_b^2)^{-1/2}$. Le quadrivecteur flux de densité est défini comme $n^i = n'_e u^i$ où n'_e est la densité de particules dans le référentiel du fluide. Alors, l'équation de continuité pour les paires est obtenue en généralisant l'équation de continuité standard:

$$\frac{\partial}{\partial x^i} n^i = \frac{\partial}{\partial x^i} (n'_e u^i) = \dot{n}_{\text{prod}} \quad (40.251)$$

où \dot{n}'_{prod} est le taux de production de paires dans le référentiel lié au trou noir. Du fait de l'invariance du quadrivolume $\delta\mathcal{V} = c\delta t\delta S(z)\delta z$ où $S(z)$ est la surface d'une section transverse du jet à l'altitude z , le taux de production de paires est invariant par changement de référentiel. Il est donc égal au taux de production de paires dans le référentiel comobile d'une tranche de jet \dot{n}'_{prod} .

En intégrant l'équation 40.251 sur un élément de quadrivolume infinitésimal $\delta\mathcal{V}$, il vient:

$$\mathcal{I} = \int_{\delta\mathcal{V}} \delta v \left(\frac{\partial}{\partial x^i} (n'_e u^i) \right) = \int_{\delta\mathcal{V}} \delta v \dot{n}'_{prod} \quad (40.252)$$

La première intégrale se calcule en transformant l'intégrale d'une divergence sur un hypervolume en intégrale sur une hypersurface (Théorème de Gauss). Pour un système à symétrie cylindrique (cas de notre modèle), on montre alors que:

$$\frac{\partial}{c\partial t} (n^0 S) + \frac{\partial}{\partial z} (n^z S) = \dot{n}'_{prod} S \quad (40.253)$$

Pour une structure stationnaire ($\partial_t S = 0$) et un mouvement balistique ($\partial_t \beta_b = 0$), on a:

$$\frac{\partial}{\partial t} n'_e \Gamma_b S + \frac{\partial}{\partial z} (n'_e c \beta_b \Gamma_b S) = \dot{n}'_{prod} S \quad (40.254)$$

Cette équation est analogue à celle obtenue dans le cadre non relativiste de la conservation du courant de particules sur une tranche de jet. Du fait de la contraction de Lorentz lors d'un mouvement relativiste de l'élément de fluide, le volume de contrôle élémentaire n'est plus $S\delta z$ mais $S\Gamma_b\delta z$. Nous introduisons pour la suite le courant de particules $\Phi_e = n'_e \beta_b \Gamma_b S$ ainsi que l'opérateur différentiel $D_{\beta_b} \cdots = \partial_t \cdots + c\beta_b \partial_z \cdots$, qui est la généralisation relativiste de la dérivée lagrangienne. L'équation 40.254 peut alors se réécrire comme:

$$\boxed{D_{\beta_b} \Phi_e = \frac{\partial}{\partial t} \Phi_e + c\beta_b \frac{\partial}{\partial z} \Phi_e = \beta_b S \dot{n}'_{prod}} \quad (40.255)$$

En l'absence de création de paires, Φ_e se conserve dans tout le jet. Calculer la variation de ce flux nous permettra de mesurer l'importance de la création de paires dans le jet.

§ 41. Equation sur l'énergie des particules

On suppose qu'à chaque altitude z dans le jet, la distribution d'énergie des particules est une pile-up. Ceci découle de l'hypothèse faite que les particules sont chauffées par un processus d'accélération de type Fermi II tout au long de leur propagation. De plus, je rappelle qu'on ne considère aucune dépendance radiale pour l'énergie des particules. Ainsi, la seule quantité pertinente concernant l'énergie des particules est le facteur de Lorentz $\gamma_0(z)$ caractéristique de la pile-up à chaque altitude z . Cette quantité est calculée simplement en équilibrant pertes radiatives et chauffage apporté par la turbulence tout au long de la propagation. Ainsi, dans le référentiel fixe lié au trou noir, on a:

$$\frac{\partial}{\partial t} \gamma_0(z, t) = \delta_b(z) \left[Q_{acc}(z, t) - Q_{rad}(z, t) \right] \quad (41.256)$$

Le terme de chauffage Q_{acc} englobe toute la physique de l'accélération de particules et est paramétrisé par soucis de simplicité comme une loi de puissance, avec une coupure exponentielle au delà d'une certaine altitude (Eq. 39.250). Je rappelle que le but de notre modèle n'est pas d'étudier en détail l'accélération de particules dans le jet mais plutôt les propriétés

spectrales et temporelle de l'émission d'une telle structure. Nous sommes évidemment amenés à simplifier une partie de la physique du jet afin de garder un potentiel prédictif à notre modèle.

Le terme Q_{rad} décrit les pertes radiatives subies par les particules. Dans notre modèle, ces pertes sont constituées des pertes par rayonnement synchrotron et par rayonnement Compton inverse:

$$Q_{\text{rad}} = Q_{\text{syn}} + Q_{\text{ci}} \quad (41.257)$$

avec:

$$Q_{\text{syn}} = \frac{4}{3} \frac{\sigma_{\text{Th}}}{m_e c} U_B (\beta \gamma_0)^2 \quad (41.258)$$

où $U_B = B^2/8\pi$ est la densité de champ magnétique, et:

$$Q_{\text{ci}} = \frac{4}{3} \frac{\sigma_{\text{Th}}}{m_e c} U_{\text{ph}}^{\text{eff}} (\beta \gamma_0)^2 \quad (41.259)$$

$U_{\text{ph}}^{\text{eff}}$ est la densité d'énergie des photons impliqués dans le processus de diffusion Compton après la prise en compte des corrections dues au régime Klein-Nishina. On suppose dans le modèle que le champ de photons mous responsable de la diffusion Compton inverse est le champ de photons synchrotron. On parle de modèle SSC pour Self-Synchrotron-Compton car les particules diffusent sur leur propre champ synchrotron. Pour tenir compte de l'influence de la coupure Klein-Nishina, on utilise l'approximation usuelle qui considère que seuls les photons interagissant en régime de diffusion Thomson contribuent au refroidissement des particules. Ainsi, seuls les photons de fréquence inférieure à la coupure Klein-Nishina contribuent réellement au refroidissement de la pile-up, et on a:

$$\begin{aligned} U_{\text{ph}}^{\text{eff}} &= \frac{1}{c} \oint d\nu d\Omega I_{\nu}^{\text{syn}}(\nu) \\ &\simeq \frac{4\pi}{c} \int_0^{\nu_{\text{kn}}} d\nu I_{\nu}^{\text{syn}}(\nu) \quad \text{avec} \quad \nu_{\text{kn}} = \frac{m_e c^2}{h\gamma_0} \end{aligned} \quad (41.260)$$

Donc, l'équation sur l'énergie des particules se réécrit de manière complète comme:

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t} \gamma_0(z, t) = \delta_b(z) \left[Q_0 \left[\frac{z}{Z_0} + \left(\frac{R_i}{R_0} \right)^{1/\omega} \right]^{-\zeta} \exp\left(-\frac{z}{Z_c}\right) - \frac{4}{3} \frac{\sigma_{\text{Th}}}{m_e c} (U_B + U_{\text{ph}}^{\text{eff}}) (\beta \gamma_0)^2 \right]} \quad (41.261)$$

Dans ce qui précède, nous avons déterminé toutes les équations qui nous permettent de calculer l'évolution du plasma de paires lorsqu'il se propage dans le jet. L'équation d'énergie (Eq. 41.261) nous donne l'évolution du facteur de Lorentz des particules dans le jet $\gamma_0(z, t)$. L'équation de continuité (Eq. 40.255) nous permet de calculer l'évolution de la densité de particules dans le jet $n_e(z, t)$. Ainsi, à l'aide de ces deux équations, et en supposant que le chauffage des paires par la turbulence magnétique du jet MHD qui collimate le faisceau est suffisamment efficace pour maintenir à chaque altitude z , une distribution des particules en pile-up, on est capable de caractériser complètement les propriétés du plasma de paires electron-positron qui se propage dans le jet. Finalement, avec les équations de paramétrisation que nous choisissons pour décrire la géométrie du jet $R(z)$ (Eq. 36.243) et celle sur le champ magnétique $B(z)$ (Eq. 37.244), nous sommes en mesure de calculer le rayonnement synchrotron et Compton inverse de chaque section transverse d'altitude z dans le jet.

Comme nous le verrons plus loin, une fois injectées à la base du jet, les particules contribuent premièrement à la partie haute énergie du spectre. Puis, au fur et à mesure de leur propagation

en se refroidissant radiativement, leur émissivité pique progressivement à plus basse énergie, construisant ainsi la partie basse énergie du spectre observé.

3. Emission synchrotron du plasma de paires

§ 42. Formules de l'émissivité pour une pile-up

Rybicki & Lightman (1979) (voir aussi Blumenthal & Gould 1970) montrent que la puissance synchrotron totale émise par une particule d'énergie $\gamma m_e c^2$ et faisant un angle θ avec la direction du champ magnétique vaut, par unité de fréquence et d'angle solide :

$$\frac{dP_\nu}{d\Omega} = \frac{dE}{dt d\nu d\Omega} = \frac{\sqrt{3} e^3 B \sin \theta}{4\pi m_e c^2} F_{\text{syn}} \left(\frac{\nu}{\sin \theta \nu_c} \right) \quad (42.262)$$

où $\nu_c = \frac{3}{4\pi} \frac{eB\gamma^2}{m_e c}$ est la fréquence critique synchrotron, et $F_{\text{syn}}(x)$ est le noyau fondamental synchrotron défini comme:

$$F_{\text{syn}}(x) = x \int_x^\infty dx K_{5/3}(x) \quad (42.263)$$

K_n est la fonction de MacDonald d'ordre n (fonction de Bessel modifiée du second type, Arfken & Weber (2001)). Pour une population quelconque de particules caractérisée par une fonction de distribution $n(\gamma) = dn/d\gamma$, l'émissivité synchrotron j_ν s'écrit:

$$j_\nu = \frac{dE}{dt d\nu d\Omega dV} = \int d\gamma d\Omega \frac{dn}{d\gamma d\Omega} \frac{dP_\nu}{d\Omega} \quad (42.264)$$

En supposant une distribution de particules isotrope dans le référentiel du plasma, on a:

$$\begin{aligned} j_\nu &= \frac{1}{2} \int d\gamma n(\gamma) \frac{dP_\nu}{d\Omega} \\ &= \frac{1}{2} \frac{\sqrt{3} e^3 B \sin \theta}{4\pi m_e c^2} \int d\gamma n(\gamma) F_{\text{syn}} \left(\frac{\nu}{\sin \theta \nu_c} \right) \end{aligned} \quad (42.265)$$

Pour une distribution de particules en pile-up (Eq. 39.247), en posant $x = \gamma/\gamma_0$, la puissance monochromatique par unité de volume s'écrit donc:

$$p_\nu = 4\pi j_\nu = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{e^3 B}{m_e c^2} n_0 \gamma_0^3 \int_0^\infty dx x^2 \exp(-x) F_{\text{syn}} \left(\frac{\nu}{\nu_0 x^2} \right) \quad (42.266)$$

où la fréquence critique synchrotron ν_0 caractéristique de la pile-up vaut:

$$\nu_0 = \frac{3}{4\pi} \frac{eB\gamma_0^2}{m_e c} \quad (42.267)$$

En posant $y = \nu/\nu_0$, cette équation se réécrit comme:

$$p_\nu = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{e^3 B}{m_e c^2} n_0 \gamma_0^3 y \int_0^\infty dx x^2 \exp(-x) F_{\text{syn}}(y/x^2) \quad (42.268)$$

On introduit la fonction auxiliaire I :

$$p_\nu = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{e^3 B}{m_e c^2} n_0 \gamma_0^3 y I(y) \quad \text{avec} \quad I(y) = \frac{1}{y} \int_0^\infty dx x^2 \exp(-x) F_{\text{syn}}(y/x^2) \quad (42.269)$$

La fonction I vaut explicitement:

$$I(y) = \frac{1}{y} \int_0^\infty dx \exp(-x) \int_{y/x^2}^\infty dz K_{5/3}(z) \quad (42.270)$$

Le théorème de Fubini nous autorise à inverser l'ordre d'intégration dans le calcul de l'intégrale de I . On peut donc écrire:

$$I(y) = \frac{1}{y} \int_0^\infty dz K_{5/3}(z) \int_{\sqrt{y/z}}^\infty dx \exp -x \quad (42.271)$$

et on obtient finalement après calcul de la seconde intégrale:

$$I(y) = -\frac{1}{y} \int_0^\infty dz \exp(-\sqrt{y/z}) K_{5/3}(z) \quad (42.272)$$

Le calcul exact de cette intégrale est possible, mais l'expression analytique obtenue fait intervenir des fonctions hypergéométriques qui sont compliquées à utiliser pour un modèle numérique (Saugé 2004). Toutefois, il est possible d'utiliser des approximations numériques de cette intégrale, que nous allons utiliser dans notre modèle. Le calcul de ces approximations que je rappelle ici est détaillé dans le manuscrit de thèse de Saugé (2004). Notamment pour les petits y , en utilisant le développement en série de Taylor de l'expression analytique de I , on a:

$$I(y) = \frac{8\pi}{9\sqrt{3}} \left(\frac{y}{2}\right)^{-2/3} \simeq 2.5593y^{-2/3} \quad y \ll 1 \quad (42.273)$$

Pour les grands y , en utilisant la méthode du col sur \mathbb{R} (Arfken & Weber 2001), on obtient:

$$I(y) = \frac{2\pi}{\sqrt{6}} \exp \left[- \left(2^{1/3} + 2^{-2/3} \right) y^{1/3} \right] = 2.5651 \exp \left(-1.8899y^{1/3} \right) \quad y \gg 1 \quad (42.274)$$

Mahadevan *et al.* (1996) proposent une approximation analytique de I valable pour les valeurs de y intermédiaires:

$$I(y) = \frac{2\pi}{\sqrt{6}} \left(1 + \frac{1.8868}{y^{1/3}} + \frac{0.9977}{y^{2/3}} \right) \exp(-1.8899y^{1/3}) \quad (42.275)$$

Le modèle utilise les approximations précédentes dans le calcul de l'emissivité synchrotron.

§ 43. Transfert radiatif

Je rappelle ici quelques fondamentaux du transfert radiatif. L'équation permettant de calculer l'intensité d'un milieu à la fois émissif et absorbant s'écrit:

$$\frac{dI_\nu}{d\ell} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu \quad (43.276)$$

où α_ν est le coefficient d'absorption du milieu et j_ν l'emissivité calculée plus haut. On peut d'ors et déjà résoudre un cas simple, lorsque l'absorption est nulle ou négligeable, qui est le régime optiquement mince. On a alors:

$$\frac{dI_\nu}{d\ell} = j_\nu \quad (43.277)$$

qui se résout facilement:

$$I_\nu^{\text{om}}(\ell) = I_\nu(\ell_0) + \int_{\ell_0}^{\ell} j_\nu(\ell') d\ell' \quad (43.278)$$

Pour traiter le cas général optiquement épais, on modifie généralement l'équation 43.276 en introduisant l'épaisseur optique τ_ν qui se définit comme:

$$d\tau_\nu = \alpha_\nu d\ell \quad (43.279)$$

L'équation de transfert radiatif peut alors se réécrire:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = S_\nu - I_\nu \quad (43.280)$$

où on fait apparaître la fonction source $S_\nu = j_\nu/\alpha_\nu$ qui est le rapport du coefficient de l'émissivité par le coefficient d'absorption. La solution formelle de cette équation différentielle donne:

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu^{\text{om}} e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)} S_\nu(\tau'_\nu) d\tau'_\nu \quad (43.281)$$

avec:

$$\tau_\nu = \int \alpha_\nu(\ell) d\ell \quad (43.282)$$

Dans le cas où on suppose une fonction source S_ν constante, cette équation devient:

$$I_\nu(\tau_\nu) = S_\nu + e^{-\tau_\nu} (I_\nu^{\text{om}} - S_\nu) \quad (43.283)$$

Dans le cas de notre modèle, on considère que pour une section radiale du jet de rayon r et d'épaisseur dz , les coefficients d'émissivité et d'absorption sont constants. Alors on peut faire les approximations suivantes:

$$I_\nu^{\text{om}} \simeq r j_\nu \quad (43.284)$$

$$\tau_\nu \simeq r \alpha_\nu \quad (43.285)$$

$$S_\nu \simeq \frac{I_\nu^{\text{om}}}{\tau_\nu} \quad (43.286)$$

L'expression de l'intensité spécifique (Eq. 43.283) se simplifie alors et devient:

$$I_\nu = I_\nu^{\text{om}} \frac{1 - e^{-\tau_\nu}}{\tau_\nu} \quad (43.287)$$

Il reste donc maintenant à calculer l'expression du coefficient d'absorption pour pouvoir calculer la profondeur optique du processus synchrotron, aussi appelée opacité synchrotron.

Rybicki & Lightman (1979) nous donnent l'expression suivante pour le coefficient d'absorption:

$$\alpha_\nu = -\frac{\sqrt{3}e^3 B}{8\pi m_e \nu^2} \int d\gamma F_{\text{syn}} \left(\frac{\nu}{\nu_c(\gamma)} \right) \gamma^2 \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\frac{n(\gamma)}{\gamma^2} \right] \quad (43.288)$$

Ainsi, lorsque α_ν devient grand, les paires deviennent opaques à leur propre rayonnement. Ceci peut être compris d'un point de vue strictement thermodynamique: la température du rayonnement synchrotron à une fréquence donnée ne peut dépasser la température des particules responsables de l'émission à cette fréquence. Les particules tendent à se thermaliser avec leur propre rayonnement. La température de rayonnement T_{ph} est définie comme:

$$k_B T_{\text{ph}} = \frac{c^2 I_\nu}{2\nu^2} \quad (43.289)$$

Pour une distribution de particules en pile-up, la seule énergie pertinente est le facteur de Lorentz caractéristique de la pile-up γ_0 . La température T_e d'une telle distribution de particules est donc:

$$k_B T_e = \gamma_0 m_e c^2 \quad (43.290)$$

qui ne dépend pas de la fréquence ν . Dans le régime optiquement épais ($T_e = T_{ph}$), on obtient donc une loi pour l'intensité spécifique en ν^2 ce qui correspond à la loi de Kirchoff dans le régime Rayleigh-Jeans:

$$I_\nu^{oe}(\nu) = 2\gamma_0 m_e \nu^2 \quad (43.291)$$

Cette expression nous permet de déduire simplement l'expression de α_ν sans résoudre l'intégrale de l'équation 43.288. En effet, en régime optiquement épais, on peut écrire:

$$I_\nu^{oe} = S_\nu = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu} \quad (43.292)$$

On en déduit donc que:

$$\alpha_\nu(\nu) = \frac{j_\nu(\nu)}{2\gamma_0 m_e \nu^2} \quad (43.293)$$

Il vient alors que la profondeur optique du processus synchrotron vaut:

$$\tau_{syn}(\nu) = r\alpha_\nu = \frac{rj_\nu(\nu)}{2\gamma_0 m_e \nu^2} = \frac{I_\nu^{om}(\nu)}{2\gamma_0 m_e \nu^2} \quad (43.294)$$

La transition entre le régime optiquement mince et optiquement épais se fait à la fréquence ν_{abs} pour laquelle on a $\tau_{syn}(\nu_{abs}) = 1$, ce qui est équivalent à $I_\nu^{om}(\nu_{abs}) = I_\nu^{oe}(\nu_{abs})$:

$$\frac{\sqrt{3}e^2}{12m_e c} r n_0 I(\nu_{abs}/\nu_0) - \nu_{abs} = 0 \quad (43.295)$$

Cette équation admet une racine analytique en supposant que $\nu_{abs} \ll \nu_0$, et qui vaut:

$$\nu_{abs} = \left[\frac{2\pi e^2}{27m_e c} r n_0 \nu_0^{2/3} \right]^{3/5} \quad (43.296)$$

§ 44. Propriétés spectrales de l'émission synchrotron

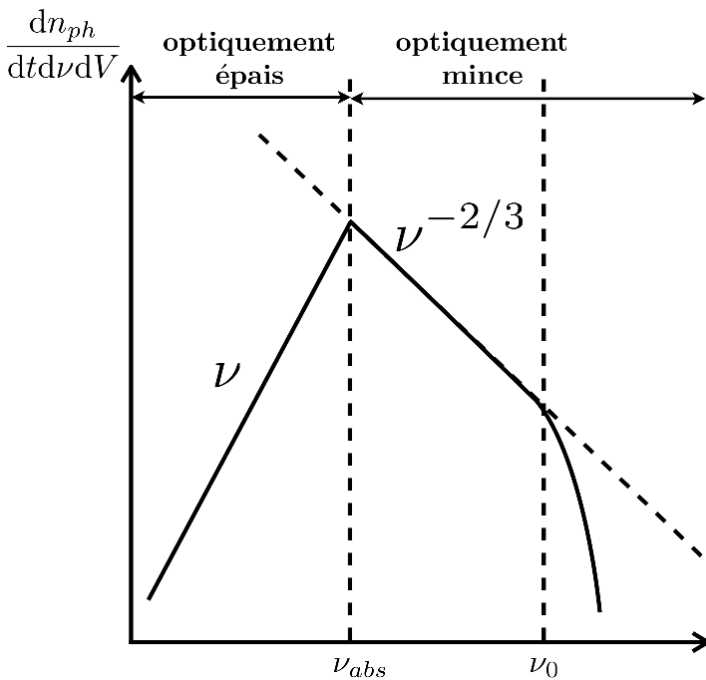


FIG. 33. Spectre synchrotron en photons d'une pile-up

D'après les calculs fait dans la partie précédente, le spectre synchrotron d'une population d'électrons-positrons relativistes distribués en pile-up peut se séparer en trois parties (voir Fig. 33):

- (1) A basse fréquence, sous la fréquence d'autoabsorption synchrotron ($\nu < \nu_{\text{abs}}$), le spectre est optiquement épais et suit une loi de puissance d'indice 1 en photons:

$$\left[\frac{dn_{\text{ph}}}{dt d\nu dV} \right]^{\text{oe}} = \frac{4\pi I_{\nu}^{\text{oe}}}{h\nu r} = \frac{8\pi\gamma_0 m_e \nu}{r} \quad (44.297)$$

- (2) Entre ν_{abs} et ν_0 , le spectre est optiquement mince et suit une loi de puissance d'indice $-2/3$ en photons (caractéristique d'une distribution monoénergétique de particules). Le spectre s'écrit:

$$\left[\frac{dn_{\text{ph}}}{dt d\nu dV} \right]^{\text{om}} = \frac{4\pi I_{\nu}^{\text{om}}}{h\nu r} = \frac{8\pi 2^{2/3} e^2 n_0 \gamma_0}{27 \hbar c} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-2/3} \quad (44.298)$$

- (3) Au delà de ν_0 , le spectre décroît de manière exponentielle.

4. Emission Compton inverse SSC du plasma de paires

Dans cette partie, je vais décrire l'interaction des électrons-positrons relativistes du jet avec leur propre champ de rayonnement synchrotron, par le processus de diffusion Compton. Les particules relativistes transfèrent leur énergie aux photons mous qui vont se retrouver à des énergies qui atteignent le TeV. On suppose que le champ de photons synchrotron est dominant dans la zone d'émission ce qui permet de négliger les autres champs de photons pouvant intervenir dans le processus de diffusion Compton (photons du disque, photons du fond diffus de rayonnement à 3K, etc ...). On mène le calcul dans le référentiel comobile du jet. Dans ce référentiel, on suppose que le champ de photons est homogène et isotrope. Le calcul est mené en prenant en compte la section efficace complète de l'interaction Compton, ce qui inclut les effets de la coupure Klein-Nishina.

Le taux de production de photons par unité de volume par le processus Compton inverse s'écrit:

$$\frac{dn(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt} = \iint d\epsilon d\gamma n_{\text{ph}}(\epsilon) n(\gamma) \mathcal{K}_{\text{jones}}(\epsilon_1, \epsilon, \gamma) \quad (44.299)$$

où $\mathcal{K}_{\text{jones}}(\epsilon_1, \epsilon, \gamma)$ est le noyau de l'interaction Compton, encore appelé noyau de Jones. Dans ce qui suit, ϵ et ϵ_1 sont les énergies réduites en unité de $m_e c^2$ respectivement du photon incident et du photon diffusé. γ est le facteur de Lorentz de l'électron ou du positron relativiste responsable de la diffusion et qui communique son énergie au photon incident (voir Fig. 34). Les quantités $n(\epsilon_1)$, $n(\epsilon)$, et $n(\gamma)$, sont respectivement des densités volumiques par unité d'énergie des photons diffusés, des photons incidents, et des particules relativistes. L'expression exacte du noyau de Jones est:

$$\mathcal{K}_{\text{jones}}(\epsilon_1, \epsilon, \gamma) = \frac{3}{4} \frac{c\sigma_{\text{Th}}}{\epsilon\gamma^2} f(q, \Gamma_{\epsilon}) \Theta(q - 1/4\gamma^2) \Theta(1 - q) \quad (44.300)$$

avec

$$\Gamma_{\epsilon} = 4\epsilon\gamma \quad \text{et} \quad q = \frac{\epsilon_1}{4\epsilon\gamma(\gamma - \epsilon_1)} \quad (44.301)$$

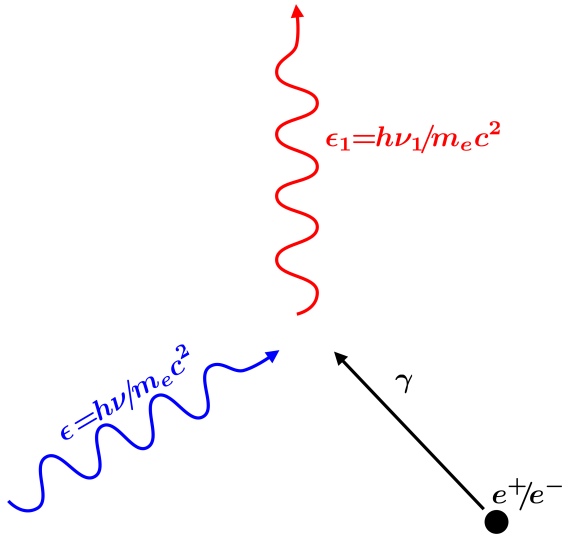


FIG. 34. Schéma de l'interaction Compton inverse. Une particule relativiste (électron ou positron) d'énergie $\gamma m_e c^2$ transfère son énergie à un photon mou d'énergie réduite $\epsilon = h\nu/m_e c^2$ pour produire un photon de haute énergie $\epsilon_1 = h\nu_1/m_e c^2$.

et la fonction f définie comme:

$$f(q, \Gamma_\epsilon) = 2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{1}{2} \frac{(\Gamma_\epsilon q)^2}{1 + \Gamma_\epsilon q} (1 - q) \quad (44.302)$$

On distingue alors deux régimes de diffusion selon la valeur que prend le paramètre Γ_ϵ :

$\Gamma_\epsilon \ll 1$: C'est le régime de diffusion Thomson. Il correspond à la diffusion élastique du photon mou sur la particule dans le référentiel de cette dernière.

$\Gamma_\epsilon \gg 1$: C'est le régime de diffusion Klein-Nishina. Dans ce cas, la diffusion est inélastique, et le photon cède pratiquement toute son énergie à la particule en une seule interaction dans son référentiel. Dans le référentiel de l'observateur, la particule cède presque toute son énergie au photon mou incident.

§ 45. Emissivité Compton inverse d'une pile-up dans le régime de diffusion Thomson

Dans le régime de diffusion Thomson, on peut écrire (Blumenthal & Gould 1970; Rybicki & Lightman 1979):

$$q = \frac{\epsilon_1}{4\epsilon\gamma(\gamma - \epsilon_1)} \approx q = \frac{\epsilon_1}{4\epsilon\gamma^2} \quad \text{et} \quad f(q) \approx 2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) \quad (45.303)$$

Alors, le noyau de Jones se simplifie et prend une forme relativement simple:

$$\mathcal{K}_{\text{jones}}(\epsilon_1, \epsilon, \gamma) = \frac{3}{4} \frac{c\sigma_{\text{Th}}}{\epsilon\gamma^2} f\left(\frac{\epsilon_1}{4\gamma^2\epsilon}\right) \quad \text{avec} \quad \frac{\epsilon_1}{4\gamma^2\epsilon} \leq 1 \quad (45.304)$$

Le taux de production de photons par unité de volume par le processus Compton inverse en régime Thomson s'écrit alors:

$$\begin{aligned} \frac{dn^{\text{Th}}(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt} &= \frac{3}{4} c\sigma_{\text{Th}} \int \frac{d\epsilon}{\epsilon} \frac{dn_{\text{ph}}}{d\epsilon} \int d\gamma \frac{dn}{d\gamma} \gamma^{-2} f\left(\frac{\epsilon_1}{4\gamma^2\epsilon}\right) \\ &= \frac{3}{4} c\sigma_{\text{Th}} \int \frac{d\epsilon}{\epsilon} \frac{dn_{\text{ph}}}{d\epsilon} \mathcal{F}(\epsilon, \epsilon_1) \end{aligned} \quad (45.305)$$

avec

$$\mathcal{F}(\epsilon, \epsilon_1) = \int_1^\infty \frac{dn}{d\gamma} \gamma^{-2} f\left(\frac{\epsilon_1}{4\gamma^2\epsilon}\right) \quad (45.306)$$

Cette intégrale ne dépend que de la fonction de distribution des particules impliquées dans l'interaction Compton inverse. Cette dernière connue, le calcul peut être mené analytiquement. Dans le cas de notre modèle, la fonction de distribution du plasma de paires est une pile-up (Eq. 39.247), entièrement caractérisée par les deux paramètres γ_0 et n_0 . Alors, après le changement de variable $u = \gamma/\gamma_0$ l'intégrale de l'équation 45.306 se réécrit ainsi:

$$\mathcal{F}(\epsilon, \epsilon_1) = n_0 \gamma_0 \int_{1/\gamma_0}^{\infty} du \exp(-u) f\left(\frac{1}{u^2} \frac{\epsilon_1}{4\gamma_0^2 \epsilon}\right) \quad (45.307)$$

En tenant compte du support de f qui est définie pour $\frac{\epsilon_1}{4\gamma_0^2 \epsilon} \leq 1$ (Eq. 45.304), on a:

$$u \geq \sqrt{\frac{\epsilon_1}{4\gamma_0^2 \epsilon}} \quad (45.308)$$

la borne inférieure de l'intégrale u_{\min} vaut alors:

$$u_{\min} = \max\left[\frac{1}{\gamma_0}, \sqrt{\frac{\epsilon_1}{4\gamma_0^2 \epsilon}}\right] = \frac{1}{\gamma_0} \begin{cases} 1 & \text{si } \epsilon \geq \epsilon_1/4 \\ \sqrt{\frac{\epsilon_1}{4\epsilon}} & \text{sinon} \end{cases} \quad (45.309)$$

Dans le cas où $\epsilon \leq \epsilon_1/4$, on pose $\alpha = \epsilon_1/4\gamma_0^2 \epsilon$ et on a:

$$\mathcal{F}(\epsilon, \epsilon_1) = \mathcal{F}(\alpha) = n_0 \gamma_0 \int_{\sqrt{\alpha}}^{\infty} du e^{-u} f\left(\frac{\alpha}{u^2}\right) \quad (45.310)$$

On approxime la fonction f par $f(x) \approx 2(1-x)/3$ (Rybicki & Lightman 1979). Alors l'intégrale précédente peut se calculer analytiquement et on obtient après quelques lignes de calculs:

$$\mathcal{F}(\alpha) = n_0 \gamma_0 \tilde{g}(\alpha) \quad \text{avec} \quad \tilde{g}(\alpha) = \frac{2}{3} e^{-\sqrt{\alpha}} \left(1 - \sqrt{\alpha} + \alpha e^{\sqrt{\alpha}} \Gamma(0, \sqrt{\alpha})\right) \quad (45.311)$$

où $\Gamma(a, x)$ est la fonction gamma incomplète définie comme (Abramowitz & Stegun 1964; Arfken & Weber 2001):

$$\Gamma(a, x) = \int_x^{\infty} e^{-t} t^{a-1} dt \quad (45.312)$$

Le taux de production de photons par unité de volume par le processus Compton inverse en régime Thomson devient alors:

$$\frac{dn^{\text{Th}}(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt} = \frac{3\sigma_{\text{Th}c}}{4} n_0 \gamma_0 \int \frac{d\epsilon}{\epsilon} \frac{dn_{\text{ph}}}{d\epsilon} \tilde{g}\left(\frac{\epsilon_1}{4\gamma_0^2 \epsilon}\right) \quad (45.313)$$

Cette intégrale nécessite donc de connaître le spectre synchrotron $dn_{\text{ph}}/d\epsilon$, que l'on a évalué dans la partie précédente. Le spectre synchrotron d'une pile-up a une forme universelle quelque soit les paramètres γ_0 et n_0 . On cherche donc à obtenir une formule universelle pour le spectre Compton inverse également.

Introduisons tout d'abord l'énergie réduite normalisée $\tilde{\epsilon} = \epsilon/\epsilon_0$ où $\epsilon_0 = h\nu_0/m_e c^2$ est l'énergie réduite de la fréquence critique synchrotron de la pile-up (Eq. 42.267). Alors le taux de photons Compton inverse s'écrit:

$$\frac{dn^{\text{Th}}(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt} = \frac{3\sigma_{\text{Th}c}}{4} n_0 \gamma_0 \frac{1}{\epsilon_0} \int \frac{d\tilde{\epsilon}}{\tilde{\epsilon}} \frac{dn_{\text{ph}}}{d\tilde{\epsilon}} \tilde{g}\left(\frac{\epsilon_1}{4\gamma_0^2 \epsilon_0 \tilde{\epsilon}}\right) = \frac{3\sigma_{\text{Th}c}}{4} n_0 \gamma_0 \frac{1}{\epsilon_0} \tilde{\mathcal{G}}\left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_0 \gamma_0^2}\right) \quad (45.314)$$

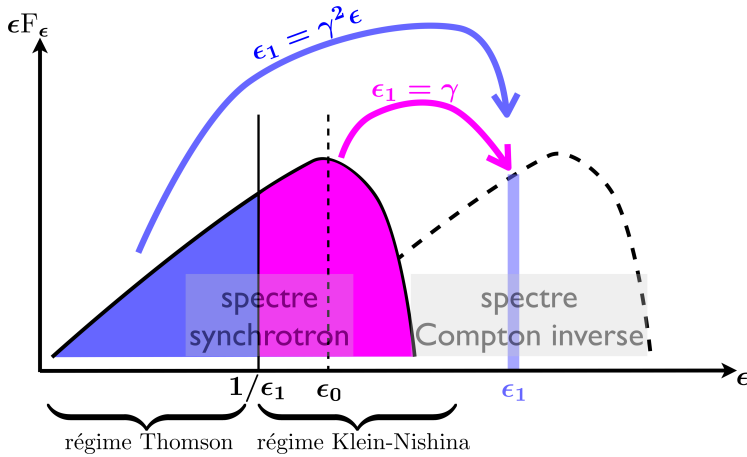


FIG. 35. En régime de diffusion Klein-Nishina, seuls les photons d'énergie réduite inférieure à $1/\epsilon_1$ contribuent au régime de diffusion Thomson. Au delà, il faut tenir compte des corrections Klein-Nishina.

On a fait apparaître la fonction $\tilde{\mathcal{G}}(x)$ qui est la forme universelle du spectre Compton inverse SSC d'une pile-up. $\tilde{\mathcal{G}}$ est définie comme:

$$\tilde{\mathcal{G}}(x) = \int \frac{d\tilde{\epsilon}}{\tilde{\epsilon}} \frac{dn_{\text{ph}}}{d\tilde{\epsilon}} \tilde{g}\left(\frac{x}{4\tilde{\epsilon}}\right) \quad (45.315)$$

La fonction $\tilde{\mathcal{G}}(x)$ peut être calculée numériquement puis tabulée, ce qui nous permet de calculer rapidement l'émissivité Compton inverse en régime Thomson dans le code numérique.

§ 46. Emissivité Compton inverse d'une pile-up dans régime de diffusion Klein-Nishina

Le régime de diffusion Klein-Nishina est à prendre en compte dès lors que $\gamma_0 \epsilon_0 \gg 1$. Les approximations et calculs menés dans la partie précédente ne s'appliquent donc plus. Il faut tenir compte du noyau de Jones complet dans le calcul de l'intégrale de l'équation 44.299 de la page 111. Cette intégrale ne peut se calculer que de manière numérique, et pour un coût en temps de calcul très élevé. Nous allons voir que l'on peut faire un certain nombre d'approximations rendant possible une évaluation analytique du taux de production de photons Compton inverse en régime Klein-Nishina. En effet, on peut considérer qu'en régime de diffusion Klein-Nishina, une fraction des photons mous va être diffusée en régime Thomson pur alors que l'autre fraction le sera en régime Klein-Nishina pur. Ainsi, pour un photon produit par le processus Compton inverse d'énergie réduite ϵ_1 , on considère qu'il est le produit de la diffusion en régime Thomson des photons mous d'énergie $\epsilon \leq 1/\epsilon_1$, et en régime Klein-Nishina des photons mous d'énergie supérieure (Fig. 35).

Au total, les photons réellement impliqués dans le processus de diffusion Compton en régime Klein-Nishina sont ceux en deçà de l'énergie $1/\gamma_0$, qui est inférieure à l'énergie réduite de la fréquence critique synchrotron ϵ_0 . Dans ce domaine, on a vu que le spectre synchrotron est une loi de puissance de la forme $dn_{\text{ph}}/d\epsilon = n_1 \epsilon^{-s}$, avec $s = -2/3$ dans la partie optiquement mince, et $s = -1$ dans la partie optiquement épaisse (voir § 44 à la page 110). Nous allons tirer partie de cette propriété pour déterminer de manière analytique le taux de production de photons Compton inverses en régime Klein-Nishina.

Rieke & Weekes (1969) ont montré qu'il était possible de considérer des approximations δ du noyau de Jones pour chaque régimes, en considérant que ce dernier est piqué autour de la valeur

moyenne de l'énergie diffusée $\langle \epsilon_1 \rangle$ calculé pour une seule interaction. Ainsi, en introduisant la section totale différentielle d'interaction $\sigma(\epsilon_1, \epsilon, \gamma)$, on a:

$$\mathcal{K}_{\text{jones}}(\epsilon_1, \epsilon, \gamma) = c\sigma(\epsilon_1, \epsilon, \gamma) = c\sigma_{\text{Th}}f(\epsilon, \gamma)\delta(\epsilon_1 - \langle \epsilon_1 \rangle) \quad (46.316)$$

avec $f(\epsilon, \gamma)$ et $\langle \epsilon_1 \rangle$ qui dépendent du régime de diffusion considéré. En régime Thomson, on a ainsi:

$$f(\epsilon, \gamma) = 1 \quad \text{et} \quad \langle \epsilon_1 \rangle = \gamma^2\epsilon \quad (46.317)$$

et en régime Klein-Nishina:

$$f(\epsilon, \gamma) = \frac{3 \ln(2\gamma\epsilon) + 1/2}{8\gamma\epsilon} \quad \text{et} \quad \langle \epsilon_1 \rangle = \gamma \quad (46.318)$$

Donc, le taux de production de photons Compton inverse se ré-écrit ainsi:

$$\begin{aligned} \frac{dn^{\text{KN}}(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt} &= c\sigma_{\text{Th}} \int d\epsilon \frac{dn_{\text{ph}}}{d\epsilon} \int d\gamma \frac{dn}{d\gamma} f(\epsilon, \gamma) \delta(\epsilon_1 - \langle \epsilon_1 \rangle) \\ &= c\sigma_{\text{Th}} \int d\epsilon \frac{dn_{\text{ph}}}{d\epsilon} g_i(\epsilon_1, \epsilon) \end{aligned} \quad (46.319)$$

Connaissant la fonction de distribution des paires, la fonction $g_i(\epsilon_1, \epsilon)$ est calculable analytiquement dans les deux régimes de diffusion. Cette fonction est le spectre Compton résultant de la diffusion des paires sur un champ de photons mous monoénergétique centré sur ϵ .

§ 46.1. Contribution Thomson

Dans le régime de Thomson, on a donc:

$$g_{\text{Th}}(\epsilon_1, \epsilon) = \int_1^\infty d\gamma \frac{dn}{d\gamma} \delta(\epsilon_1 - \gamma^2\epsilon) = \frac{1}{2\epsilon} \int_1^\infty \frac{d\gamma}{\gamma} \frac{dn}{d\gamma} \delta\left(\gamma - \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon}}\right) \quad (46.320)$$

Pour une distribution de particules en pile-up, l'intégrale deviens:

$$g_{\text{Th}}(\epsilon_1, \epsilon) = \frac{n_0}{2\epsilon} \int_1^\infty d\gamma \gamma \exp\left(-\frac{\gamma}{\gamma_0}\right) \delta\left(\gamma - \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon}}\right) \quad (46.321)$$

Le calcul de cette intégrale est trivial et on obtient finalement:

$$g_{\text{Th}}(\epsilon_1, \epsilon) = \frac{n_0}{2} \epsilon^{-3/2} \epsilon_1^{1/2} \exp\left(-\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon\gamma_0^2}}\right) \quad (46.322)$$

On injecte cette expression dans l'équation 46.319, et en faisant l'approximation d'une loi de puissance pour le champ de photons mous, $dn_{\text{ph}}/d\epsilon = n_1\epsilon^{-s}$ sur $[\epsilon_{\text{min}}, \epsilon_{\text{max}}]$. On a alors:

$$\begin{aligned} \frac{dn(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt} &= n_1 c \sigma_{\text{Th}} \int_{\epsilon_{\text{min}}}^{\epsilon_{\text{max}}} d\epsilon \epsilon^{-s} g_{\text{Th}}(\epsilon_1, \epsilon) \\ &= \frac{1}{2} n_1 n_0 c \sigma_{\text{Th}} \epsilon_1^{1/2} \int_{\epsilon_{\text{min}}}^{\min(\epsilon_{\text{max}}, \epsilon_0)} d\epsilon \epsilon^{-(s+3/2)} \exp\left(-\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon\gamma_0^2}}\right) \end{aligned} \quad (46.323)$$

On effectue le changement de variable $u^2 = \epsilon_1/\epsilon\gamma_0^2$, et on obtient:

$$\frac{dn_{\text{Th}}(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt} = n_1 n_0 c \sigma_{\text{Th}} \epsilon_1^{-s} \gamma_0^{2s+1} \left[\int_{u_{\text{min}}}^\infty - \int_{u_{\text{max}}}^\infty \right] du e^{-u} u^{(2s+1)-1} \quad (46.324)$$

où les bornes u_{\min} et u_{\max} valent:

$$u_{\min} = \max \left[\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_{\max} \gamma_0^2}}, \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_0 \gamma_0^2}} \right] \quad (46.325)$$

$$u_{\max} = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_{\min} \gamma_0^2}} \quad (46.326)$$

De cette manière, on a fait apparaître les fonctions Gamma incomplètes (Abramowitz & Stegun 1964; Arfken & Weber 2001) et le taux de production de photons devient alors:

$$\begin{aligned} \frac{dn(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt} &= n_1 n_0 c \sigma_{\text{Th}} \epsilon_1^{-s} \gamma_0^{2s+1} \left(\Gamma(2s+1, u_{\min}) - \Gamma(2s+1, u_{\max}) \right) \\ &= n_1 n_0 c \sigma_{\text{Th}} \epsilon_1^{-s} \gamma_0^{2s+1} T_1^{(s)}(\epsilon_{\min}, \epsilon_{\max}) \end{aligned} \quad (46.327)$$

avec $T_1^{(s)}(\epsilon_{\min}, \epsilon_{\max}) = \Gamma(2s+1, u_{\min}) - \Gamma(2s+1, u_{\max})$.

§ 46.2. Contribution Klein-Nishina

Il convient dans le cas Klein-Nishina d'évaluer la fonction suivante:

$$g_{\text{KN}}(\epsilon_1, \epsilon) = \frac{3}{8} \int_1^\infty d\gamma \frac{dn \ln(2\gamma\epsilon) + 1/2}{\gamma\epsilon} \delta(\epsilon_1 - \gamma) \quad (46.328)$$

qui, pour une distribution de particules en pile-up donne:

$$g_{\text{KN}}(\epsilon_1, \epsilon) = \frac{3n_0}{8} \epsilon_1 \frac{\ln(2\epsilon_1\epsilon) + 1/2}{\epsilon} \exp\left(-\frac{\epsilon_1}{\gamma_0}\right) \quad (46.329)$$

Comme pour le cas de la contribution Thomson, on intègre cette expression sur la loi de puissance du champ de photons mous. La contribution Klein-Nishina du taux de production de photons Compton inverses s'écrit donc:

$$\begin{aligned} \frac{dn(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt} &= n_1 c \sigma_{\text{Th}} \int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} d\epsilon \epsilon^{-s} g_{\text{KN}}(\epsilon_1, \epsilon) \\ &= \frac{3}{8} n_1 n_0 c \sigma_{\text{Th}} \epsilon_1 \exp\left(-\frac{\epsilon_1}{\gamma_0}\right) \int_{\epsilon_{\min}}^{\min(\epsilon_{\max}, \epsilon_0)} d\epsilon \epsilon^{-(s+1)} (\ln(2\epsilon_1\epsilon) + 1/2) \end{aligned} \quad (46.330)$$

On développe l'intégrale ci-dessus et en introduisant les fonctions annexes suivantes:

$$K_1^{(s)}(\epsilon_{\min}, \epsilon_{\max}) = \int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} d\epsilon \epsilon^{-(s+1)} = \left[\frac{x^{-s}}{s} \right]_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} \quad (46.331)$$

$$K_2^{(s)}(\epsilon_{\min}, \epsilon_{\max}) = \int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} d\epsilon \epsilon^{-(s+1)} \ln(\epsilon) = \left[\frac{x e^{-(s+1) \ln(x)}}{s^2} (1 + s \ln(x)) \right]_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} \quad (46.332)$$

le taux de production de photons s'écrit:

$$\boxed{\frac{dn(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt} = \frac{3}{8} n_1 n_0 c \sigma_{\text{Th}} \epsilon_1 \exp\left(-\frac{\epsilon_1}{\gamma_0}\right) \left\{ [\ln(2\epsilon_1) + 1/2] K_1^{(s)}(\epsilon_{\min}, \epsilon_{\max}) + K_2^{(s)}(\epsilon_{\min}, \epsilon_{\max}) \right\}} \quad (46.333)$$

§ 46.3. Emissivité totale en régime Klein-Nishina

Comme nous l'avons déjà mentionné plus haut, pour un photon d'énergie ϵ_1 issu du processus de diffusion Compton, on peut considérer qu'il est le produit de la diffusion en régime Thomson des photons mous d'énergie inférieure à $1/\epsilon_1$, alors que le reste des photons diffuseront en régime Klein-Nishina. En faisant l'hypothèse que le spectre synchrotron est une loi de puissance d'indice s qui s'étend jusqu'à l'énergie caractéristique du maximum du pic synchrotron ϵ_0 , le taux de production de photons Compton inverse peut s'écrire ainsi:

$$\begin{aligned} \frac{dn^{\text{KN}}(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt} &= c\sigma_{\text{Th}} \left[\int_{\epsilon_{\min}}^{1/\epsilon_1} d\epsilon \frac{dn_{\text{ph}}}{d\epsilon} g_{\text{Th}}(\epsilon_1, \epsilon) + \int_{1/\epsilon_1}^{\epsilon_0} d\epsilon \frac{dn_{\text{ph}}}{d\epsilon} g_{\text{KN}}(\epsilon_1, \epsilon) \right] \\ &= n_1 n_0 c\sigma_{\text{Th}} \left(\mathcal{J}_{\text{Th}}(\epsilon_1) + \mathcal{J}_{\text{KN}}(\epsilon_1) \right) \end{aligned} \quad (46.334)$$

où la fonction $\mathcal{J}_{\text{Th}}(\epsilon_1)$ (respectivement $\mathcal{J}_{\text{KN}}(\epsilon_1)$) est la contribution de la diffusion partielle en régime Thomson (respectivement corrections Klein-Nishina). On a donc:

$$\boxed{\mathcal{J}_{\text{Th}}(\epsilon_1) = \epsilon_1^{-s} \gamma_0^{2s+1} T_1^{(s)}(\epsilon_{\min}, 1/\epsilon_1)} \quad (46.335)$$

$$\boxed{\mathcal{J}_{\text{KN}}(\epsilon_1) = \frac{3}{8} \epsilon_1 \exp(-\epsilon_1/\gamma_0) \left\{ [\ln(2\epsilon_1) + 1/2] K_1^{(s)}(1/\epsilon_1, \epsilon_0) + K_2^{(s)}(1/\epsilon_1, \epsilon_0) \right\}} \quad (46.336)$$

Le spectre synchrotron est en réalité une loi de puissance brisée, lorsque l'on passe du régime auto-absorbé avec $s = -1$ au régime optiquement mince pour lequel $s = 2/3$:

$$\frac{dn_{\text{ph}}}{d\epsilon} = \begin{cases} n_1 \epsilon^{-2/3} & \text{si } \epsilon \geq \epsilon_{\text{abs}} \\ n_1 \epsilon_{\text{abs}}^{-5/3} \epsilon & \text{si } \epsilon < \epsilon_{\text{abs}} \end{cases} \quad (46.337)$$

On distingue donc deux cas, selon la position de l'énergie de la fréquence d'autoabsorption ϵ_{abs} vis à vis de $1/\epsilon_1$.

Cas N°1 $\epsilon_{\text{abs}} \leq 1/\epsilon_1$

$$\frac{dn^{\text{KN}}(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt} = c\sigma_{\text{Th}} \left[\underbrace{\int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\text{abs}}} d\epsilon \frac{dn_{\text{ph}}}{d\epsilon} g_{\text{Th}}(\epsilon_1, \epsilon)}_{\mathcal{J}_{\text{Th}}(\epsilon_1)} + \underbrace{\int_{1/\epsilon_1}^{\epsilon_0} d\epsilon \frac{dn_{\text{ph}}}{d\epsilon} g_{\text{KN}}(\epsilon_1, \epsilon)}_{\mathcal{J}_{\text{KN}}(\epsilon_1)} \right] \quad (46.338)$$

$$\mathcal{J}_{\text{Th}}(\epsilon_1) = \epsilon_{\text{abs}}^{-5/3} \epsilon_1 \gamma_0^{-1} T_1^{(-1)}(\epsilon_{\min}, \epsilon_{\text{abs}}) + \epsilon_1^{-2/3} \gamma_0^{7/3} T_1^{(2/3)}(\epsilon_{\text{abs}}, 1/\epsilon_1) \quad (46.339)$$

$$\mathcal{J}_{\text{KN}}(\epsilon_1) = \frac{3}{8} \epsilon_1 \exp(-\epsilon_1/\gamma_0) \left\{ [\ln(2\epsilon_1) + 1/2] K_1^{(2/3)}(1/\epsilon_1, \epsilon_0) + K_2^{(2/3)}(1/\epsilon_1, \epsilon_0) \right\} \quad (46.340)$$

Cas N°2 $\epsilon_{\text{abs}} \geq 1/\epsilon_1$

$$\frac{dn^{\text{KN}}(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt} = c\sigma_{\text{Th}} \left[\underbrace{\int_{\epsilon_{\min}}^{1/\epsilon_1} d\epsilon \frac{dn_{\text{ph}}}{d\epsilon} g_{\text{Th}}(\epsilon_1, \epsilon)}_{\mathcal{J}_{\text{Th}}(\epsilon_1)} + \underbrace{\int_{1/\epsilon_1}^{\epsilon_{\text{abs}}} d\epsilon \frac{dn_{\text{ph}}}{d\epsilon} g_{\text{KN}}(\epsilon_1, \epsilon) + \int_{\epsilon_{\text{abs}}}^{\epsilon_0} d\epsilon \frac{dn_{\text{ph}}}{d\epsilon} g_{\text{KN}}(\epsilon_1, \epsilon)}_{\mathcal{J}_{\text{KN}}(\epsilon_1)} \right] \quad (46.341)$$

$$\mathcal{J}_{\text{Th}}(\epsilon_1) = \epsilon_{\text{abs}}^{-5/3} \epsilon_1 \gamma_0^{-1} T_1^{(-1)}(\epsilon_{\text{min}}, 1/\epsilon_0) \quad (46.342)$$

$$\mathcal{J}_{\text{KN}}(\epsilon_1) = \frac{3}{8} \epsilon_1 \exp(-\epsilon_1/\gamma_0) \left\{ [\ln(2\epsilon_1) + 1/2] \left(\epsilon_{\text{abs}}^{-5/3} K_1^{(-1)}(1/\epsilon_1, \epsilon_{\text{abs}}) + K_1^{(2/3)}(\epsilon_{\text{abs}}, \epsilon_0) \right) + \epsilon_{\text{abs}}^{-5/3} K_2^{(-1)}(1/\epsilon_1, \epsilon_{\text{abs}}) + K_2^{(2/3)}(\epsilon_{\text{abs}}, \epsilon_0) \right\} \quad (46.343)$$

§ 47. Emissivité Compton inverse totale

Nous disposons maintenant de deux formules analytiques qui nous donnent l'émissivité Compton inverse dans les deux régimes limites de diffusion Thomson et Klein-Nishina. Pour assurer le passage de l'une à l'autre de ces formes, nous effectuons le raccord suivant :

$$\frac{dn(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt} = \frac{\frac{dn^{\text{Th}}(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt} + x^n \frac{dn^{\text{KN}}(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt}}{1 + x^n} \quad \text{avec } x = \epsilon_1 \epsilon_0 \quad \text{et } n \in \mathbb{N} \quad (47.344)$$

On vérifie que cette fonction a le comportement voulu pour les cas limites :

$$\frac{dn(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt} \rightarrow \begin{cases} \frac{dn^{\text{Th}}(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt} & \text{si } x \ll 1, \quad \epsilon_0 \ll 1/\epsilon_1 \text{ (cas Thomson)} \\ \frac{dn^{\text{KN}}(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt} & \text{si } x \gg 1, \quad 1/\epsilon_1 \ll \epsilon_0 \text{ (cas Klein-Nishina)} \end{cases}$$

La relation entre le taux de production de photons et l'émissivité Compton inverse est simplement donné par :

$$j_\epsilon(\epsilon_1) = \frac{\epsilon_1 m_e c^2}{4\pi} \frac{dn(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt} \quad (47.345)$$

§ 48. Opacité $\gamma\gamma$ et création de paires

Avant de sortir de la source et d'atteindre l'observateur, les photons de très haute énergie produits par le processus de diffusion Compton inverse interagissent avec les photons synchrotron de plus basse énergie pour produire de nouvelles paires électrons positrons. Ce phénomène est responsable de l'absorption des photons γ , qui, si la densité du champ de photons mous est trop importante, ne pourront s'échapper de la source. La physique du processus de création de paires est décrite en détail dans le chapitre § 24, appliqué à l'interaction des rayons gammas avec le fond diffus infrarouge lors de leur propagation jusqu'à l'observateur. On prend ce phénomène en compte pour calculer le flux reçu par l'observateur en introduisant le coefficient d'absorption $\mathcal{C}_{\text{abs}}^{z_r}$ (cf section § 23.2 page 58) qui ne dépend que du décalage vers le rouge de la source z_r . Dans la suite, je décris l'application de ce calcul à la production de paires interne à la source, et les approximations qui sont faites dans le modèle afin que le code numérique calcule rapidement le taux de production de paires et l'absorption intrinsèque résultante.

Soit un photon d'énergie réduite $\epsilon_1 > 1$, dans un champ de photons mous de densité d'énergie

$n_{\text{ph}}(\epsilon)$. Alors, la probabilité que ce photon interagisse avec un photon mou sur une longueur $d\ell$ pour donner une paire d'électron positron est donnée par:

$$\frac{d}{d\ell} \tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1) = \frac{3}{4} \sigma_{\text{Th}} \int d\epsilon n_{\text{ph}}(\epsilon) \mathcal{R}_{pp}(\epsilon_1 \epsilon) \quad (48.346)$$

où $\mathcal{R}_{pp}(x)$ est le taux de production de paires moyenné sur les angles défini (voir l'équation 19.123 page 50). Il est évidemment possible de calculer numériquement cette probabilité en utilisant des valeurs tabulées de $\mathcal{R}_{pp}(x)$ et en l'intégrant sur la distribution de photons synchrotron. Toutefois, cette intégrale est à évaluer pour tous les points du spectre Compton inverse ce qui est extrêmement coûteux en temps de calcul. On préférera donc exploiter le fait que la fonction $\mathcal{R}_{pp}(x)$ est extrêmement piquée en x_{max} , et utiliser une approximation δ pour le taux de production de paires:

$$\mathcal{R}_{pp}(x) = \mathcal{R}_{pp}^{\text{max}} \delta(x - x_{\text{max}}) \quad (48.347)$$

Où $x_{\text{max}} = 3.55631$ et $\mathcal{R}_{pp}^{\text{max}} = 0.28303$. Dans ces conditions, on peut écrire:

$$\frac{d}{d\ell} \tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1) = \frac{3}{4} \sigma_{\text{Th}} \int d\epsilon n_{\text{ph}}(\epsilon) \mathcal{R}_{pp}^{\text{max}} \delta(\epsilon_1 \epsilon - x_{\text{max}}) \quad (48.348)$$

$$= \frac{3}{4} \frac{\sigma_{\text{Th}}}{\epsilon_1} n_{\text{ph}} \left(\frac{x_{\text{max}}}{\epsilon_1} \right) \quad (48.349)$$

Cette probabilité qu'a un photon de haute énergie de créer une paire est identifiable à un coefficient d'absorption $\alpha_\epsilon(\ell)$. En supposant ce dernier constant dans la source à l'altitude z , on définit l'opacité à la création de paires $\tau_{\gamma\gamma}$ comme:

$$\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1) = r(z) \frac{d}{d\ell} \tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1) \quad (48.350)$$

Alors, en utilisant les résultats de transfert radiatif décrits dans le cas de l'émissivité synchrotron (Eq. 43.287 page 109), on a:

$$I_\epsilon(\epsilon_1) = I_\epsilon^{\text{om}}(\epsilon_1) \frac{1 - e^{-\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1)}}{\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1)} \quad (48.351)$$

avec $I_\epsilon^{\text{om}}(\epsilon_1) = r(z) j_\epsilon(\epsilon_1)$ qui est l'intensité spécifique dans le cas optiquement mince. Nous avons donc par cette équation le nombre de photons de haute énergie sortant de la source. Marcowith *et al.* (1995) ont montré qu'une fois échappés de la source, les photons continuent à interagir avec le champ de photons (qui n'est pas confiné dans la source) sur une distance caractéristique de l'ordre du rayon de la source $r(z)$. Cela introduit un terme d'absorption supplémentaire qui suit la loi d'absorption de Beer-Lambert en $e^{-\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1)}$. Ainsi, la loi d'atténuation de l'intensité s'écrit:

$$I_\epsilon(\epsilon_1) = I_\epsilon^{\text{om}}(\epsilon_1) \mathcal{C}_{\text{abs}}^{\text{int}}(\epsilon_1) = I_\epsilon^{\text{om}}(\epsilon_1) \left(\frac{1 - e^{-\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1)}}{\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1)} \right) e^{-\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1)} \quad (48.352)$$

Le coefficient d'absorption $\mathcal{C}_{\text{abs}}^{\text{int}}$ introduit ci-dessus est intrinsèque à la source car il résulte de l'interaction avec son propre champ de photons mous. $\mathcal{C}_{\text{abs}}^{\text{int}}$ est également la probabilité \mathcal{P}_{esc} qu'a un photon de s'échapper de la source sans créer de paires. On en déduit alors la probabilité \mathcal{P}_{abs} qu'a un photon d'être absorbé et de produire une paire:

$$\mathcal{P}_{\text{abs}}(\epsilon_1) = 1 - \mathcal{P}_{\text{esc}}(\epsilon_1) \quad (48.353)$$

Un photon de haute énergie $\epsilon_1 \gg 1$ interagit préférentiellement avec des photons mous d'énergie $\sim 1/\epsilon_1$ pour donner une paire dont chacun des constituants emporte une énergie γ . L'équation de conservation de l'énergie nous impose $2\gamma = \epsilon_1 + 1/\epsilon_1 \simeq \epsilon_1$. Ainsi, un photon de haute énergie ϵ_1 peut créer deux particules d'énergie $\gamma = \epsilon_1/2$ chacune. Connaissant le taux de production de photons Compton inverse $\dot{n}(\epsilon_1) = \frac{dn(\epsilon_1)}{d\epsilon_1 dt}$ (Eq. 47.344), on calcul le taux de photons absorbés par le processus de création de paires dans la source:

$$\dot{n}_{\text{abs}}(\epsilon_1) = \dot{n}(\epsilon_1) \times \mathcal{P}_{\text{abs}}(\epsilon_1) \quad (48.354)$$

Alors, le taux de production de paires par bande d'énergie \dot{n}_{prod} vaut tout simplement:

$$\dot{n}_{\text{prod}}(\gamma) = 2\dot{n}_{\text{abs}}(\epsilon_1 = 2\gamma) \quad (48.355)$$

La densité totale de paires créées par ce processus s'obtient en intégrant l'expression précédente sur γ :

$$\dot{n}_{\text{prod}} = \int d\gamma \dot{n}_{\text{prod}}(\gamma) = 2 \int d\epsilon_1 \dot{n}(\epsilon_1) \left[1 - \left(\frac{1 - e^{-\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1)}}{\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon_1)} \right) \right] \quad (48.356)$$

On fait ensuite l'hypothèse que toutes ces paires nouvellement créées se retrouvent accélérées par la turbulence magnétique du jet MHD et sont donc caractérisées par une fonction de distribution d'énergie en pile-up. Ce terme est celui qui intervient dans l'équation de conservation du nombre de particules (Eq. 40.254 page 105). Ces paires nouvellement créées et réaccélérées vont rendre alors plus efficace le refroidissement radiatif du plasma, menant à la création de nouvelles paires. Ce phénomène non-linéaire conduit dans certaines conditions à des épisodes de violente création de paires déjà mis en lumière par les travaux de thèse de Renaud (1999) et Saugé (2004).

A partir du taux de création de paire \dot{n}_{prod} , on définit la longueur caractéristique de création de paires ℓ_{prod} :

$$\ell_{\text{prod}}(z) = c \frac{n_e(z)}{\dot{n}_{\text{prod}}(z)} \quad (48.357)$$

En comparant cette grandeur à la taille caractéristique du jet¹¹ $\ell_{\text{car}}(z)$ en z on évalue l'importance de la création de paires localement dans le jet. Ainsi, si $\ell_{\text{prod}}(z) \gg \ell_{\text{car}}(z)$, la création de paires est négligeable et la densité de particules dans le jet n'est pas influencée par ce phénomène. Au contraire, si $\ell_{\text{prod}}(z) \ll \ell_{\text{car}}(z)$, la création de paires contribue à augmenter notablement la densité locale de particules, déclenchant l'explosion de paires décrite par Saugé & Henri (2004).

5. Méthodes numériques

Connaissant toutes les équations régissant notre modèle, je vais maintenant décrire la manière dont elles sont implémentées et résolues par le code numérique.

¹¹Compte tenu de la géométrie du jet en loi de puissance, la taille caractéristique du jet à l'altitude z est tout simplement z : $\ell_{\text{car}}(z) \sim z$.

§ 49. Discrétisation en fréquence du spectre observé

On cherche à modéliser les spectres sur une très large bande en fréquences, qui vont de la radio aux rayons gamma de très haute énergie (TeV). On choisit pour échantillonner les fréquences observées une discrétisation logarithmique entre ν_{\min} et ν_{\max} , en se fixant un nombre de points fixe par décade de fréquence. Cette discrétisation est classique dans le cas de modélisation de spectres à large bande. On réalise cette discrétisation dans le référentiel de l'observateur, et on obtient un vecteur de fréquence $[\nu]$ qui constitue notre grille en fréquence. On applique à ce vecteur les transformations de Lorentz pour obtenir un échantillonnage en fréquence dans le référentiel comobile du jet $[\tilde{\nu}]$:

$$[\tilde{\nu}] = \delta_b(z)^{-1}[\nu] \quad (49.358)$$

Ainsi, l'échantillonnage en fréquences dans le référentiel comobile du jet n'est jamais le même à différents points dans le jet car il dépend du facteur Doppler d'ensemble $\delta_b(z)$ à l'altitude z . L'avantage est que lorsqu'on veut transposer les calculs de l'émissivité du référentiel comobile (où les calculs numériques sont réalisés) au référentiel de l'observateur en utilisant les transformations de Lorentz, on s'assure ainsi que les différentes émissivités calculées à différentes altitudes dans le jet se retrouvent échantillonnées sur une même grille de fréquences (voir Fig. 36).

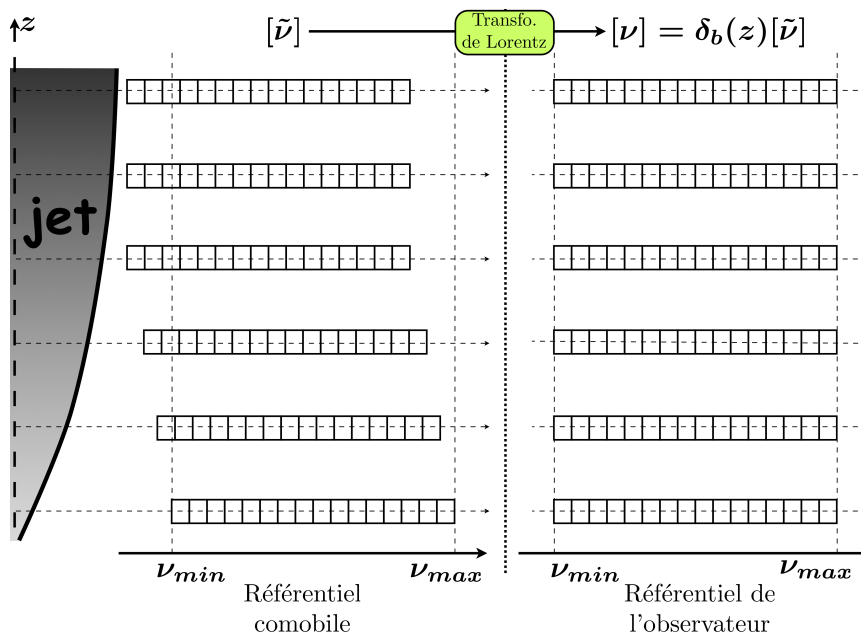


FIG. 36. Discrétisation en fréquence du problème. Le maillage dans le référentiel de l'observateur est la référence pour les calculs dans le référentiel comobile.

§ 50. Changement de coordonnées

Compte tenu des vitesses proches de la lumière qui animent les électrons/positrons qui se déplacent dans le jet, les effets relativistes et de propagation de la lumière ne sont pas négligeables et il est indispensable de les prendre en compte. Ainsi, on distingue trois temps dans notre problème. Premièrement, le temps absolu " t ", dans le référentiel au repos du trou noir. Ensuite, nous avons le temps " t^* " dans le référentiel comobile d'une tranche de jet à l'altitude z qui se déplace à une vitesse $\beta_b(z)$. Enfin, on définit le temps t_{obs} d'arrivée des photons jusqu'à

l'observateur. Ces trois temps sont reliés par les relations suivantes:

$$dt^* = \frac{1}{\delta_b(z)} dt \quad (50.359)$$

$$t_{\text{obs}} = t - \frac{z \cos \theta}{c} + \frac{D_l}{c} \quad (50.360)$$

où $\delta_b(z) = \frac{1}{\Gamma_b(z)(1 - \beta_b(z) \cos \theta)}$ est le facteur Doppler de la tranche de jet à l'altitude z , θ l'angle que fait l'axe du jet avec la ligne de visée de l'observateur, et D_l est la distance comobile du trou noir. Cette distance étant constante, elle n'intervient pas dans les calculs différentiels et on peut donc s'en passer¹² pour le calcul du temps d'arrivée des photons dans le référentiel de l'observateur.

Notre modèle propose de traiter un problème à deux dimensions, avec une dimension spatiale z et une dimension temporelle t . Ce système de coordonnées que nous appellerons \mathcal{R}^1 est le repère orthonormé trivial pour exprimer et résoudre les équations de notre modèle. Dans ce repère, le flux intégré émis par l'ensemble du jet et reçu par l'observateur à l'instant t_{obs} s'écrit:

$$F_V(t_{\text{obs}}) = \iint dt dz \mathcal{D}(z)^2 j_V(z, t) \frac{S(z)}{D_l^2} \delta \left(t_{\text{obs}} - \left(t - \frac{z \cos \theta}{c} - \frac{D_l}{c} \right) \right) \quad (50.361)$$

où $j_V(z, t)$ est l'émissivité du jet à l'altitude z et à l'instant t , $S(z)$ la surface d'une section de jet, et $\mathcal{D}(z)$ le facteur Doppler d'ensemble du jet à la position z . La distribution de Dirac intervient ici afin de prendre en compte les effets de retard dus à la propagation de la lumière entre la source et l'observateur. On s'assure ainsi qu'on somme les contributions des parties du jet dont l'émission nous arrive au même instant t_{obs} . Cette intégrale est, on peut le voir, compliquée à résoudre de manière numérique. En effet, en discrétisant le problème sur une grille basée sur \mathcal{R}^1 , les points dont les coordonnées (z, t) doivent vérifier $t_{\text{obs}} = \text{constante}$ ne sont pas nécessairement sur les noeuds de cette grille. Il est alors nécessaire de faire des interpolations, coûteuses en temps de calcul et en terme de précision, afin de déterminer le flux reçu par l'observateur. Il est donc plus ingénieux de trouver un autre système de coordonnées dans lequel cette dernière intégrale s'exprimerait plus simplement.

Le temps t_{obs} (Eq. 50.360) apparaît naturellement comme un bon choix de coordonnée car ainsi nous tenons compte du temps de propagation de la lumière. On discrétise donc notre problème dans cette direction. De plus, la finalité du modèle est de calculer des spectres dépendants du temps en utilisant des conditions d'injection de particules variables à la base du jet. Donc nous définissons un temps d'injection " t_{inj} " qui correspond à la date à laquelle les particules sont injectées en $z = 0$ à la base du jet. Connaissant la loi de vitesse dans le jet $\beta_b(z)$, il est possible de relier t_{inj} à la position d'une particule (z, t) par la relation:

$$t - t_{\text{inj}} = \frac{1}{c} \int_0^z \frac{dz}{\beta_b(z)} \quad (50.362)$$

Nous discrétisons donc le modèle dans cette deuxième direction.

¹²Par contre, D_l est la distance pertinente à prendre en compte lorsqu'il s'agit de calculer le flux reçu par l'observateur sur terre.

Ainsi à un point de coordonnées (z, t) dans \mathcal{R}^1 , on peut faire correspondre un point de coordonnées $(t_{\text{inj}}, t_{\text{obs}})$ via le changement de coordonnées f :

$$f : (z, t) \longmapsto \begin{pmatrix} t_{\text{inj}}(z, t) = t - \frac{1}{c} \int_0^z \frac{dz}{\beta_b(z)} \\ t_{\text{obs}}(z, t) = t - \frac{z \cos \theta}{c} + \frac{D_l}{c} \end{pmatrix} \quad (50.363)$$

Les relations permettant de passer de l'une à l'autre de ces coordonnées étant bijectives, on définit alors le système de coordonnées \mathcal{R}^2 constitué de t_{inj} et t_{obs} . Des équations 50.360 et 50.362, on déduit:

$$dt_{\text{inj}} = dt - \frac{dz}{c\beta_b(z)} \quad (50.364)$$

$$dt_{\text{obs}} = dt - \frac{\cos \theta}{c} dz \quad (50.365)$$

Le Jacobien d'une telle transformation de coordonnées vaut:

$$J(z, t) = \begin{vmatrix} 1 & -\frac{1}{c\beta_b(z)} \\ 1 & -\frac{\cos \theta}{c} \end{vmatrix} = \frac{1 - \beta_b(z) \cos \theta}{\beta_b(z)c} > 0 \quad \forall (z, t) \in \mathcal{R}^1 \quad (50.366)$$

En utilisant ce changement de coordonnées, l'intégrale de l'équation 50.361 s'exprime dans \mathcal{R}^2 de la manière suivante:

$$\begin{aligned} F_v(t_{\text{obs}}) &= \int dt_{\text{inj}} \mathcal{D}(t_{\text{inj}}, t_{\text{obs}})^2 j_v(t_{\text{inj}}, t_{\text{obs}}) \frac{S(t_{\text{inj}}, t_{\text{obs}})}{D_l^2} \frac{1}{J(t_{\text{inj}}, t_{\text{obs}})} \\ &= \int dt_{\text{inj}} \mathcal{D}(t_{\text{inj}}, t_{\text{obs}})^2 j_v(t_{\text{inj}}, t_{\text{obs}}) \frac{S(t_{\text{inj}}, t_{\text{obs}})}{D_l^2} \frac{c\beta_b(t_{\text{inj}}, t_{\text{obs}})}{1 - \beta_b(t_{\text{inj}}, t_{\text{obs}}) \cos \theta} \end{aligned} \quad (50.367)$$

La figure 37 illustre le passage du système de coordonnées \mathcal{R}^1 au système de coordonnées \mathcal{R}^2 dans le cas d'une vitesse constante dans le jet ($\beta_b(z) = \beta$) afin de simplifier le graphique. Les traits gras noirs sont les axes du système de coordonnées \mathcal{R}^1 , alors que les traits gras rouges et bleus sont ceux de \mathcal{R}^2 . Par convention, on choisit que $(z = 0, t = 0) \Leftrightarrow (t_{\text{inj}} = 0, t_{\text{obs}} = 0)$, donc l'origine des deux repères est confondue. Sur la figure, les traits fins rouges représentent les points qui vérifient t_{obs} constant, et les traits fins bleus les points à t_{inj} constant. Dans le cas d'une vitesse variable dans le jet, ces derniers ne seraient pas situés sur une droite mais sur une courbe. Le trait gras rouge est l'axe des t_{obs} et le trait gras bleu celui des t_{inj} . Notez l'orientation de ce dernier vers le bas de la figure. Ainsi, le point M de coordonnées (z, t) est-il repéré par un temps d'injection $t_{\text{inj}} < 0$. Ceci dénote le fait que ce point a une coordonnée z suffisamment grande (suffisamment loin dans le jet) au temps d'observation t_{obs} considéré, pour qu'il ait été injecté avant le début de l'observation.

La figure illustre également le principe du calcul du flux reçu par l'observateur. On se place le long d'une droite $t_{\text{obs}} = T_{\text{obs}}$ constant, et on intègre sur cette droite l'émission des particules qui ont été injectées depuis $t_{\text{inj}} = T_0$ jusqu'à $t_{\text{inj}} = T_{\text{obs}}$, qui correspond à la date à laquelle les dernières particules sont injectées:

$$F_v(T_{\text{obs}}) = \int_{T_0}^{T_{\text{obs}}} dt_{\text{inj}} \mathcal{D}(t_{\text{inj}}, T_{\text{obs}})^2 j_v(t_{\text{inj}}, T_{\text{obs}}) \frac{S(t_{\text{inj}}, T_{\text{obs}})}{D_l^2} \frac{c\beta_b(t_{\text{inj}}, T_{\text{obs}})}{1 - \beta_b(t_{\text{inj}}, T_{\text{obs}}) \cos \theta} \quad (50.368)$$

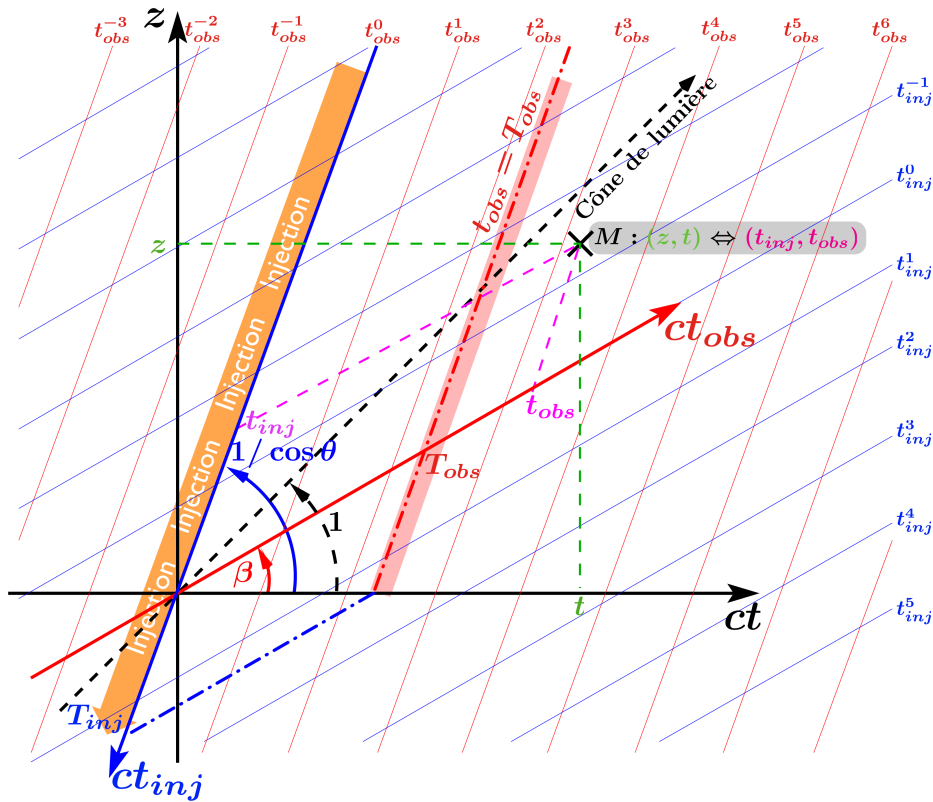


FIG. 37. Illustration du changement de coordonnées utilisé qui nous fait passer du système de coordonnées trivial $\mathcal{R}^1(z, t)$ au système de coordonnées $\mathcal{R}^2(t_{inj}, t_{obs})$ qui est plus adapté à la discrétisation du problème. Pour plus de clarté et contrairement à ce qui est implémenté dans le modèle, on suppose ici une vitesse constante dans le jet ($\beta_b(z) = \beta$). Voir le texte pour plus de détails.

Concrètement, T_0 est le temps d’injection des particules qui se trouvent à l’extrémité du jet. La figure 38 montre de manière plus exacte le nouveau système de coordonnées choisi pour notre modèle en tenant compte de l’accélération du mouvement d’ensemble dans le jet, en utilisant la loi de vitesse définie page 102 dans l’équation 38.245.

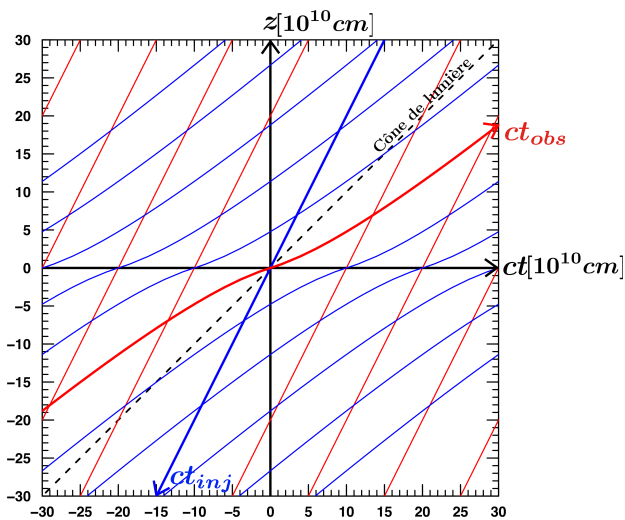


FIG. 38. Similaire à la figure 37 mais pour la loi de vitesse $\beta_b(z)$ utilisée dans le modèle (voir l’équation 38.245 page 102). Contrairement au cas β_b constant, les points à t_{inj} constants ne sont plus sur des droites mais sur des courbes. Cet effet est surtout visible à la base du jet ($z \ll Z_0$) lorsque les particules passent d’un régime faiblement relativiste ($\Gamma_b(z) < 3$) à un régime ultrarelativiste ($\Gamma_b(z) \sim \Gamma_b^\infty$). Les paramètres de la loi de vitesse utilisée (Eq. 38.245) sont: $Z_0 = 2 \times 10^{15}$ cm, $\Gamma_b^\infty = 15$, $\cos \theta = 0.5$, et $a = 4$.

§ 51. Méthode de calcul d'une solution

Nous disposons à présent d'un système de coordonnées adapté aux particularités de notre modèle. Je vais décrire dans ce paragraphe la méthode utilisée pour résoudre numériquement l'intégrale de l'équation 50.368 afin de calculer le flux reçu par l'observateur puis de générer des distributions spectrales d'énergies dépendantes du temps et des courbes de lumière. En observant les figures 37 ou 38, on se rend compte que le calcul de cette intégrale nécessite d'échantillonner toute la portion de plan $\{(t > 0) \cup (z > 0) \cup (t_{\text{obs}} > 0)\}$. Réaliser un échantillonnage complet de cette surface en utilisant une méthode de calcul systématique des variables du modèle à chaque noeuds du maillage est extrêmement coûteux en temps de calcul et donc inadapté. Toutefois, en exploitant quelques hypothèses du modèle, il est possible de réaliser un échantillonnage complet de ce plan à faible coût.

Tout d'abord, je rappelle que dans l'équation de calcul du flux observé (Eq. 50.368), seule l'émissivité $j_\nu(t_{\text{inj}}, t_{\text{obs}})$ nécessite une évaluation par des méthodes numériques car on ne dispose pas d'expression analytique de cette dernière, au contraire des autres quantités qui interviennent dans l'intégrale. C'est donc l'émissivité du jet qui est la grandeur à échantillonner. De plus, on fait l'hypothèse que les sections successives du jet n'interagissent pas entre elles. Ainsi, des particules injectées à un t_{inj} donné à la base du jet évolueront dans celui ci indépendamment de l'histoire d'injection passée ou à venir du jet. Le calcul de l'émissivité de ces particules lors de leur propagation dans le jet peut donc se faire en ignorant les particules qui les précèdent ou qui les suivent. La coordonnée t_{inj} intervient de deux manières dans le calcul de l'émissivité. Premièrement, associée à l'autre coordonnée t_{obs} , elle sert évidemment à repérer la position (z, t) d'une particule dans le jet. Mais plus fondamentalement, elle indique aussi à quelle date ont été injectées les particules se trouvant en $(t_{\text{inj}}, t_{\text{obs}})$. Ainsi, en se donnant une fonction qui fixe les conditions dans lesquelles les particules sont injectées dans le jet, soit, la densité de particules injectées à la base du jet en fonction du temps $n_0(z = 0, t)$, ainsi que le taux de chauffage $Q_0(z = 0, t)$, on connaît complètement les conditions initiales des particules responsables de l'émissivité $j_\nu(t_{\text{inj}}, t_{\text{obs}})$.

§ 51.1. Cas stationnaire

Les conséquences et les avantages que l'on peut tirer de ces considérations sont plus faciles à saisir dans l'hypothèse d'un jet stationnaire. Dans ce cas, les conditions d'injection de particules sont constantes, et donc en tout point (z, t) du jet, les particules ont les mêmes conditions initiales d'injection. Alors, il n'est plus nécessaire de calculer numériquement l'émissivité en chaque point de la grille, mais seulement sur une courbe $t_{\text{inj}} = \text{constante}$, à t_{obs} variable. On déduit alors l'émissivité des autres points de la grille par simple translation temporelle dans la direction de l'axe t_{inj} de la première solution calculée:

$$j_\nu(t_{\text{inj}} + \Delta t_{\text{inj}}, t_{\text{obs}}) = j_\nu(t_{\text{inj}}, t_{\text{obs}} - \Delta t_{\text{inj}}) \quad (51.369)$$

Ainsi, un spectre stationnaire est obtenu en échantillonnant tout d'abord:

$$j_\nu(t_{\text{inj}} = 0, t_{\text{obs}}) = j_\nu(t_{\text{obs}}) \Big|_{\partial t_{\text{inj}}=0} \quad (51.370)$$

Puis on intègre l'équation 50.368 en injectant cette dernière expression dans l'intégrand en utilisant la relation de l'équation 51.369.

§ 51.2. Cas non stationnaire

Pour illustrer le cas non stationnaire, prenons l'exemple simplifié d'une fonction d'injection de particules en créneaux symétriques de période T pour la densité de particules, en gardant le taux de chauffage constant:

$$\mathcal{F}_{inj}(t) = \begin{cases} n_0(z=0, t) = \begin{cases} n_0^{\min} & \text{si } \text{mod}(t, T) \leq T/2 \\ n_0^{\max} & \text{sinon} \end{cases} \\ Q_0(z=0, t) = Q_0 \end{cases} \quad (51.371)$$

Dans ce cas, les points du plan à échantillonner n'ont que deux conditions initiales d'injection possibles suivant leur date d'injection. On calcule donc l'évolution de l'émissivité dans le jet pour ces deux conditions initiales en fonction de t_{obs} à t_{inj} constant, et ensuite on pave l'espace à échantillonner à partir de ces deux solutions en opérant les translations appropriées.

De plus, le fait de travailler à t_{inj} constant implique que l'on a une équivalence stricte entre la coordonnée z et t_{obs} car on a dans ce cas (Eq. 50.364 et Eq. 50.365):

$$dz = \frac{\beta_b(z)c}{1 - \beta_b(z) \cos \theta} dt_{obs} \quad (51.372)$$

Ainsi, calculer l'émissivité en fonction de t_{obs} à t_{inj} constant revient à suivre l'évolution des propriétés et de l'émissivité des particules injectées à t_{inj} au cours de leur déplacement dans le jet. On a donc une description Lagrangienne du problème.

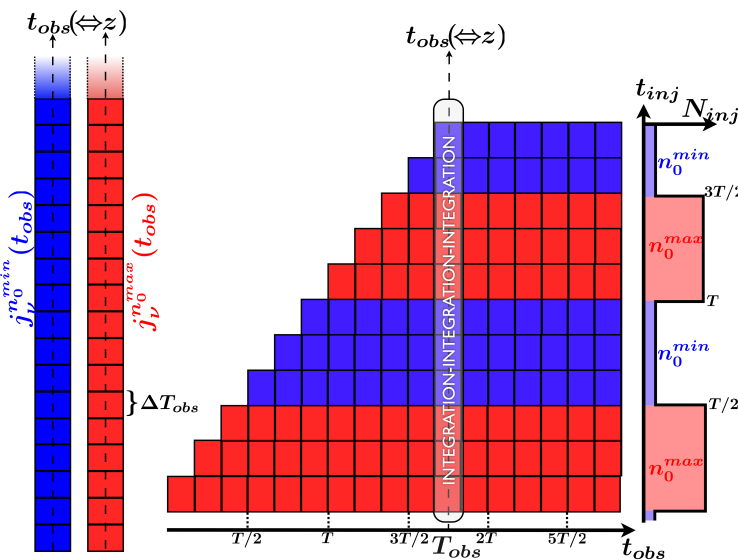


FIG. 39. Principe du calcul du flux reçu par l'observateur dans le cas d'une injection de particules en créneaux. Voir le texte pour plus de détails.

La figure 39 illustre la façon dont le modèle numérique calcule le flux reçu par l'observateur dans le cas décrit plus haut. À gauche sont représentées les deux solutions stationnaires de l'émissivité échantillonnées selon t_{obs} dans les deux conditions possibles d'injection. Pour la clareté du schéma, on se trouve ici dans une situation où le jet est initialement vide de particules et l'injection commence en $t_{obs} = 0$. Ainsi, pendant les premiers instant de l'injection et jusqu'à $t_{obs} < T/2$, le jet ne contient que des particules injectées initialement avec une densité n_0^{\max} . Un peu plus tard, le jet est stratifié avec des alternances de particules injectées initialement avec une densité n_0^{\max} et n_0^{\min} selon la fonction d'injection choisie. Le flux total reçu par l'observateur est alors une combinaison linéaire des deux solutions stationnaires. En $t_{obs} = T_{obs}$, le code calcule le

flux reçu par l'observateur de la manière suivante:

$$F_v(t_{\text{obs}} = T_{\text{obs}}) = \sum_{n=0}^N \Delta T_{\text{obs}} \mathcal{D}(z_n)^2 j_v(t_n) \frac{S(z_n)}{D_l^2} \frac{c \beta_b(z_n)}{1 - \beta_b(z_n) \cos \theta} \quad (51.373)$$

où on a:

$$t_n = n \Delta T_{\text{obs}} \quad (51.374)$$

$$j_v(t_n) = \begin{cases} j_v^{n^{\text{max}}} (t_{\text{inj}} = 0, T_{\text{obs}} - t_n) & \text{si } 0 \leq \text{mod}(t_n, T) \leq T/2 \\ j_v^{n^{\text{min}}} (t_{\text{inj}} = 0, T_{\text{obs}} - t_n) & \text{si } \text{mod}(t_n, T) > T/2 \\ 0 & \text{si } t_{\text{obs}} - t_n < 0 \end{cases} \quad (51.375)$$

$$z_n = \frac{\beta_b(t_n) c}{1 - \beta_b(t_n) \cos \theta} \times n \Delta T_{\text{obs}} \quad (51.376)$$

et $N \Delta T_{\text{obs}}$ correspond au temps nécessaire à des particules injectées à la base du jet pour atteindre la fin du jet. Cette distance est choisie arbitrairement mais suffisamment grande pour que l'émission des particules arrivées à ce point du jet contribuent de manière négligeable au flux reçu par l'observateur.

§ 52. Discrétisation temporelle

§ 52.1. Mise en place d'un pas de temps adaptatif

Le modèle, qui propose de calculer l'émission d'un jet relativiste de sa base jusqu'à son extrémité nécessite donc d'évaluer les paramètres physiques de ce dernier sur des échelles temporelles/spatiales très différentes. Ainsi, l'extrémité du jet a-t-elle une taille caractéristique de plusieurs ordres de grandeur supérieurs à la taille caractéristique du jet à sa base. Ceci rend donc inexploitable d'un point de vue numérique une discrétisation linéaire à ΔT_{obs} constant pour des raisons évidentes de temps de calcul. Une alternative raisonnable est d'utiliser une discrétisation exponentielle du problème en choisissant $\Delta T_{\text{obs}} = A \times T_{\text{obs}}$ où A est une constante. De nombreuses variables de notre modèle étant paramétrisées comme des lois de puissances, ce type de discrétisation de l'espace est donc particulièrement adapté. Toutefois, on sait aussi d'après les travaux de thèse précédents (Renaud 1999; Saugé 2004) que dans certaines conditions de chauffage et de densité de particules, il peut y avoir une production de paires localement explosive dans le jet. Ainsi, il est nécessaire d'avoir une discrétisation adaptée au problème dans ces zones où certaines quantités ou variables sont amenées à varier très rapidement sur de courtes échelles temporelles/spatiales. Alors, une discrétisation régulière, même en loi de puissance n'est plus du tout adaptée à la résolution de ce problème.

On fait donc le choix dans le code numérique d'utiliser une grille adaptative que l'on construit de manière itérative en suivant la méthode suivante:

- (1) On définit $\Delta T_{\text{obs}}(i)$ le pas de temps utilisé pour passer du points $i - 1$ au point i . Une fois calculés les $i - 1$ premiers points de la grilles, on calcule le point i en posant $\Delta T_{\text{obs}}(i) = 2 \times \Delta T_{\text{obs}}(i - 1)$.
- (2) On vérifie ensuite que le taux de variation de l'énergie et du flux de particules restent inférieurs à une certaine valeur fixée préalablement τ_{max} . Si tel est le cas, on passe alors au point $i + 1$.

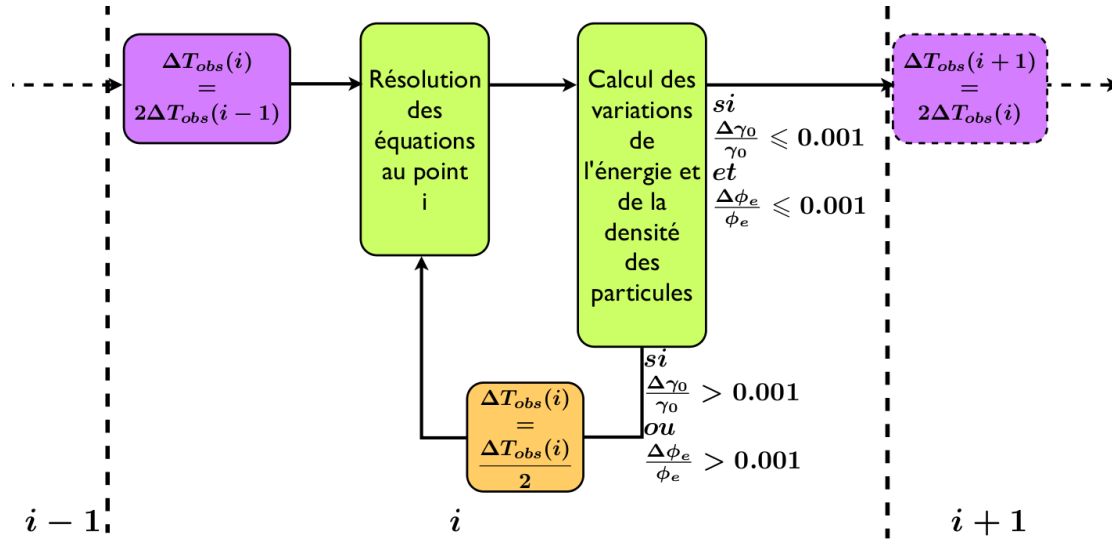


FIG. 40. Schéma résumant le principe de l'algorithme permettant de calculer le maillage adaptatif. Tant que les conditions sur le taux de variation du flux et de l'énergie des particules ne sont pas vérifiées, le pas de temps est diminué avant de passer au point suivant. On a pris $\tau_{max} = 0.001$. Voir le texte pour de plus amples détails.

- (3) Dans le cas contraire, si l'une de ces deux quantités a varié plus que τ_{max} , on réexécute alors les calculs au point i en prenant cette fois-ci $\Delta T_{obs}(i) = \frac{1}{2} \times \Delta T_{obs}(i)$. On réitère ce processus jusqu'à vérifier les conditions fixées sur le taux de variation du flux et de l'énergie des particules (voir Fig. 40).

En procédant de cette manière, on s'assure que le maillage est suffisamment serré lorsque les conditions l'exigent (forte variation du flux de particules ou de leur énergie), mais en même temps qu'il s'adapte très bien à l'augmentation de la taille caractéristique à mesure que l'on progresse dans le jet. Concrètement, le taux de variation de ces deux variables est fixé à $\tau_{max} = 1 \%$:

$$\frac{\Delta \gamma_0}{\gamma_0} = \frac{\gamma_0(i+1) - \gamma_0(i)}{\gamma_0(i)} \leq 0.001 \quad (52.377)$$

$$\frac{\Delta \Phi_e}{\Phi_e} = \frac{\Phi_e(i+1) - \Phi_e(i)}{\Phi_e(i)} \leq 0.001 \quad (52.378)$$

Cette valeur maximale du taux de variation assure une résolution numérique suffisante pour résoudre précisément les équations du problème. On s'est assuré que diminuer le seuil de variation maximal de Φ_e et γ_0 ne change pas le résultat final. On prend comme point de départ pour commencer l'itération, un pas de temps égal à une fraction du temps de parcours de la lumière au point de départ dans le jet:

$$\Delta T_{obs}(i=1) = 0.1 \times \frac{r(i=1)}{c} \quad (52.379)$$

§ 52.2. Conditions initiales

Le principe du modèle est de calculer l'émission du jet en fixant certains paramètres et en laissant d'autres varier au cours du temps. Dans le cadre de ma thèse, je me suis limité à l'influence de l'injection de particules sur les spectres simulés. Ainsi, les variables $r(z)$, $B(z)$

et $\Gamma_b(z)$ sont stationnaires:

$$\left. \frac{\partial r}{\partial t} \right|_z = 0 \quad ; \quad \left. \frac{\partial B}{\partial t} \right|_z = 0 \quad ; \quad \left. \frac{\partial \Gamma_b}{\partial t} \right|_z = 0 \quad (52.380)$$

Par contre, les conditions d'injection de particules sont variables, et le chauffage Q_0 ainsi que la densité de particule injectées n_0 sont variables. La façon la plus naturelle de réaliser ceci est de faire varier ces deux grandeurs à l'entrée du jet, en $z = 0$, et d'étudier ainsi les effets d'une modulation des conditions d'injection. Toutefois, il a été montré qu'un tel modèle qui réaccélère les paires créées peut devenir chaotique sous certaines conditions et conduire à des épisodes de brusque création de paires (Renaud 1999; Saugé 2004).

Ainsi, d'infimes variations sur le flux de particules injectées à la base du jet peuvent donner lieu à un nombre asymptotique de particules dans le jet très différent et donc à des spectres eux aussi très différents. Il est alors très difficile de contrôler les conditions physiques du jet dans les zones responsables de l'émission haute énergie qui est la plus contraignante observationnellement pour les modèles de blazars. Il est donc plus judicieux d'ajuster nos paramètres non pas à la base du jet mais un peu plus loin, dans la zone responsable de l'émission haute énergie observée tant en X qu'au TeV.

C'est ce que nous faisons en choisissant de fixer les paramètres du modèle à l'altitude Z_0 . Cette altitude est donc le point de départ des calculs du code numérique pour résoudre les équations du modèle. Entre chaque pas de temps ΔT_{obs} , on calcule les paramètres physiques du jet, le refroidissement par rayonnement du plasma, la création de paires, et le chauffage par la turbulence. Pour calculer les solutions aux points du jet situés en amont (respectivement en aval) du jet, on applique un pas de temps positif (respectivement négatif) et on propage le calcul jusqu'à l'extrémité (respectivement la base) du jet en vérifiant qu'entre deux points successifs dans le jet, les propriétés du plasma (densité et énergie) n'aient pas trop varié.

§ 53. Résolution de l'équation d'énergie des particules

La résolution de l'équation qui gouverne l'énergie des particules du plasma (Eq. 41.261 page 106) mérite à elle seule un petit paragraphe pour expliquer de quelle manière ont été résolus les quelques problèmes numériques qu'elle pose. En effet, cette équation est hautement linéaire et ne présente pas de solution numérique simple dans le cas d'un refroidissement synchrotron et Compton inverse des particules. Le facteur de Lorentz caractéristique des particules γ_0 dépend fortement de la densité d'énergie du champ de photons synchrotron qui dépend elle-même de γ_0 . De plus, il faut que γ_0 reste positif pour que la solution de l'équation reste physique. Voici rappelée ici l'équation d'énergie du plasma:

$$\boxed{\frac{d\gamma_0}{dt} = \delta_b(z(t)) \left[-\frac{4}{3} \frac{\sigma_{\text{Th}}}{m_e c} (U_B + U_{\text{ph}}^{\text{eff}}) (\gamma_0^2 - 1) + Q_{\text{acc}}(z(t)) \right]} \quad (53.381)$$

Pour résoudre l'équation, on effectue tout d'abord un changement de variable $u = \sqrt{\gamma_0}$. Alors, l'équation d'énergie devient:

$$\frac{du}{dt} = \frac{\delta_b(z(t))}{2u} \left[-\frac{4}{3} \frac{\sigma_{\text{Th}}}{m_e c} (U_B + U_{\text{ph}}^{\text{eff}}) (u^4 - 1) + Q_{\text{acc}}(z(t)) \right] = f(t, u) \quad (53.382)$$

On applique un algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4 pour résoudre cette équation. Connaissant la solution de cette équation au rang i : $u_i(t_i)$, on calcule la solution au rang $i + 1$:

$$u_{i+1} = u_i + \frac{k_1}{6} + \frac{k_2}{3} + \frac{k_3}{3} + \frac{k_4}{6} \quad (53.383)$$

avec, en posant $\Delta T = t_{i+1} - t_i$:

$$k_1 = \Delta T \times f(t_i, u_i) \quad (53.384)$$

$$k_2 = \Delta T \times f\left(t_i + \frac{\Delta T}{2}, u_i + \frac{k_1}{2}\right) \quad (53.385)$$

$$k_3 = \Delta T \times f\left(t_i + \frac{\Delta T}{2}, u_i + \frac{k_2}{2}\right) \quad (53.386)$$

$$k_4 = \Delta T \times f(t_i + \Delta T, u_i + k_3) \quad (53.387)$$

Il est nécessaire de se fixer une condition initiale $u_{i=0}$. Le code commence les calculs en ($t = 0, z = Z_0$), c'est donc en ce point qu'il faut déterminer le point de départ de l'algorithme de résolution de Runge-Kutta. En ce point, on suppose que les pertes radiatives du plasma équilibrent parfaitement le chauffage, c'est à dire $f(t, u) = 0$. Cette hypothèse est valable si les temps de refroidissement et de chauffage sont très courts devant le temps dynamique de propagation du jet z/c . Ceci est vérifié a posteriori dans les résultats de simulations pour les parties internes du jet, et jusqu'à plusieurs ordres de grandeurs au delà de Z_0 . On verra que plus loin dans le jet, le temps de refroidissement devient plus long que le temps de propagation dans le jet, ce qui provoque un "gel" thermique du plasma dont les particules n'ont plus le temps de se refroidir efficacement.

L'équation $f(t, u) = 0$ est transcendante et nécessite également l'utilisation d'une méthode numérique adaptée. Une première approximation de la solution peut être obtenue en négligeant le terme de refroidissement Compton inverse:

$$\frac{d\gamma_0}{dt} = \delta_b(z(t)) \left[-\frac{4}{3} \frac{\sigma_{\text{Th}}}{m_e c} U_B (\gamma_0^2 - 1) + Q_{\text{acc}}(z(t)) \right] = 0 \quad (53.388)$$

La solution est alors analytique et vaut:

$$\boxed{\gamma_0^{\text{aprox}} = \sqrt{1 + \frac{3 m_e c Q_{\text{acc}}(Z_0)}{4 \sigma_{\text{Th}} U_B(Z_0)}}} \quad (53.389)$$

Cette solution approximative sert de point de départ pour l'utilisation d'un algorithme de Brent-Dekker¹³ (Brent 1971) afin de trouver la solution à l'équation complète.

L'utilisation de l'algorithme de Runge-Kutta est efficace lorsqu'on propage le calcul dans le jet en aval de Z_0 . Au contraire, en partant de Z_0 mais en se propageant en amont (le code "remonte" le temps des particules), le résultat final de la méthode Runge-Kutta diverge et les solutions que donnent l'algorithme ne sont plus correctes car le schéma numérique n'est plus stable. On fait donc l'approximation qu'en chaque point du jet amont de Z_0 , les pertes radiatives équilibrent exactement le terme de chauffage (équilibre thermodynamique local). On applique alors la même méthode de calcul que pour le point d'altitude Z_0 en utilisant la méthode de Brent-Dekker pour résoudre l'équation $f(t, u) = 0$.

Ainsi, on utilise deux méthodes différentes pour le calcul de l'énergie du plasma, suivant le sens dans lequel le modèle se propage le code. La méthode de Runge-Kutta est utilisée pour les

¹³disponible dans la librairie de calcul scientifique GSL.

pas de temps positifs ($\Delta T > 0$). Pour les pas de temps négatifs ($\Delta T < 0$) on suppose que chaque tranche de jet d'altitude z se trouve localement à l'équilibre thermodynamique et on utilise alors une méthode de Brent-Dekker pour calculer le facteur de Lorentz d'équilibre des particules.

9

Application à PKS 2155–304

Plan du chapitre

1. Méthode générale d'utilisation d'un modèle de jet stratifié.....	133
§ 54. Détermination des paramètres du modèle.....	133
§ 55. Construction d'une solution dépendante du temps.....	136
2. Propriété des solutions de jet stratifié.....	137
§ 56. Stratification de l'émission et opacité à la création de paires.....	137
§ 57. Temps de variabilité.....	139
3. Application à la nuit du "big flare" (MJD 53944).....	143
§ 58. Détermination des paramètres géométriques du modèle.....	144
§ 59. Modélisation de la courbe de lumière.....	145
§ 60. Discussion.....	149
4. Application à la nuit "Chandra" (MJD 53945).....	151
§ 61. Modélisation dépendante du temps.....	152
§ 62. Comportement spectral.....	155
§ 62.1. Relations flux vs indice spectral.....	156
§ 62.2. Relations X vs TeV.....	157
§ 63. Corrélations temporelles.....	158
§ 64. Discussion.....	159
5. Evolution du plasma de paires.....	160
§ 65. Contenu énergétique du jet.....	160
§ 66. Rôle de la création de paires.....	161
§ 66.3. Densité de particules dans le jet.....	161
§ 66.4. Quel mécanisme possible pour la variabilité des blazars?.....	163
§ 66.5. Raie d'annihilation des paires.....	168

1. Méthode générale d'utilisation d'un modèle de jet stratifié

§ 54. Détermination des paramètres du modèle

POUR AJUSTER DES DONNÉES avec un modèle de jet stratifié, il faut d'une part contraindre la géométrie du jet mais également les conditions d'injection des particules. En effet, à la

différence des modèles une zone classiques, un spectre produit par un jet stratifié résulte de la convolution compliquée de toute l’histoire d’injection du jet. Ce spectre garde donc l’empreinte des injections précédant l’observation. Ainsi, la modélisation d’un tel spectre à un instant donné nécessite de connaître *a priori* l’histoire d’injection du jet, à laquelle nous ne pouvons avoir accès.

Durant un épisode de flare, du fait de la propagation et du refroidissement des particules dans le jet, la partie haute énergie du spectre sera dominée par l’émission provenant de la base du jet. Celle-ci ayant une taille caractéristique petite comparée au jet est toujours dominée par des particules provenant d’un même état d’injection (état “pur” d’injection). Au contraire, la partie basse énergie du spectre sera une convolution de l’histoire passée du jet sur une échelle spatiale beaucoup plus grande. Cette partie du spectre intégrera donc en réalité l’émission de particules ayant été injectées initialement dans des états différents.

En conclusion, le spectre complet d’un jet stratifié est un mélange de différents états d’injection en des proportions différentes suivant la longueur d’onde observée: d’un seul et même état à haute énergie, à une combinaison d’états à basse énergie. La figure 41 illustre ce propos, où on a représenté en rouge les particules injectées en état de flare, et en jaune celles injectées en état de quiescence.

Nous nous trouvons donc devant un problème de taille: comment trouver les paramètres géométriques du modèle ainsi qu’une fonction d’injection permettant de reproduire les données observées. Je décris dans cette section une procédure simple permettant d’extraire les paramètres physiques d’un modèle de jet stratifié à partir de spectres observés.

Pour simplifier, je suppose par la suite l’existence de seulement deux états d’injections de particules:

L’état de flare: caractérisé par une luminosité élevée à haut énergie.

L’état de quiescence: caractérisé par une luminosité plus basse.

Même si c’est évidemment une hypothèse simplificatrice, ce sont globalement les principaux états pouvant caractériser un blazar. Ces deux états dépendent évidemment de l’objet observé. C’est donc une définition relative, nécessitant d’avoir observé l’objet dans ces deux niveaux de flux. Nous faisons également l’hypothèse que les paramètres géométriques du jets sont identiques pour ces deux états. Cela signifie qu’un changement d’état sera associé à un changement des paramètres d’injection seulement.

Afin de contraindre les paramètres géométriques du jet, nous construisons d’abord un jeu de données “théoriques”, qui correspond à ce qui serait observé si le jet était constamment alimenté en particules de l’état de flare. Cela a deux avantages: d’une part, nous pouvons utiliser des solutions stationnaires pour ajuster ces données. D’autre part, l’état de flare est plus contraignant pour le modèle car c’est généralement pendant cet état que les temps de variabilité observés sont les plus courts. Cela impose des conditions plus restrictives sur les paramètres géométriques ainsi que sur le facteur de Lorentz dans le jet.

Nous appellerons ce jeux de données les “données de flare artificiel”. Elle ne correspondent à aucune observation réelle, mais à celle hypothétique attendue si les particules avaient été injectées continuellement et depuis toujours, en état de flare. Comme discuté précédemment, la partie haute énergie de telles données provient de la base du jet, et correspond donc à celles réellement observées pendant un état de flare de l’objet considéré (voir la figure 41).

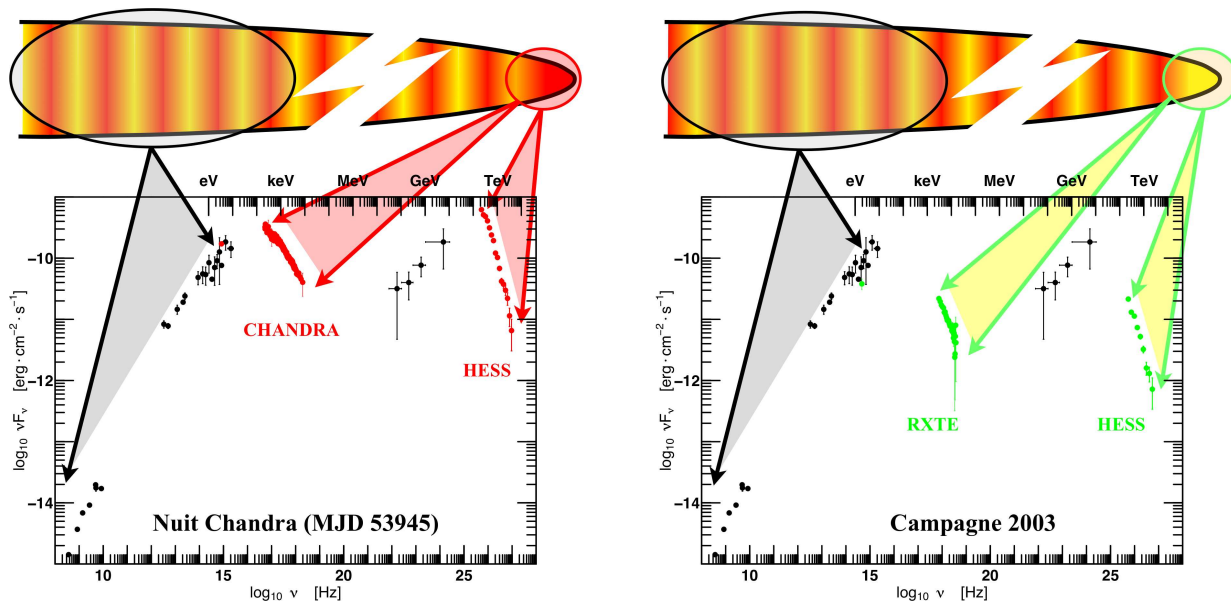


FIG. 41. Représentation schématique d'un jet, pour lequel on a représenté en rouge (resp. jaune) les particules qui ont été injectées initialement en état de flare (resp. quiescence). A gauche sont représentés en rouge les points du spectre instantané de PKS 2155–304 observé pendant la nuit Chandra simultanément par H.E.S.S. (TeV), CHANDRA (X), et l'observatoire de Bronberg (bande V), correspondant à un état de flare. A droite et en vert, un spectre en état de quiescence du même objet, avec des données simultanées de H.E.S.S., RXTE (X) et ROTSE (bande R) en 2003 (Aharonian *et al.* 2005). Les points noirs sont des données d'archives, et correspondent à des mesures non simultanées.

Au contraire, la partie basse énergie du spectre est déduite des données réelles en les multipliant par un facteur d'amplification qui tient compte de ce que le jet réel n'est en état de flare qu'une fraction f du temps. Ce coefficient f caractérise le cycle d'activité du blazar qui oscille entre états de flare et de quiescence. Le facteur d'amplification recherché est donc f^{-1} . Dans la pratique, le facteur f peut être déterminé observationnellement à partir de la fraction de temps pendant laquelle l'objet est en flare, sur un échantillonnage aléatoire de périodes d'observations.

Pour les énergies intermédiaires (X et UV), la procédure n'est pas très précise car un petit nombre (mais statistiquement variable) de flares va contribuer au spectre instantané observé. On choisit donc un facteur intermédiaire pour ce domaine, bien que les résultats *a posteriori* ne soient pas très sensibles à ce détail.

Nous utilisons ces données de "flare artificiel" pour ajuster les paramètres géométriques du modèle ainsi que les conditions d'injection en état de flare. Nous utilisons également le temps de variabilité mesuré pendant le flare comme observable supplémentaire ce qui permet de contraindre le facteur de Lorentz du jet ainsi que sa taille (voir section suivante).

Une fois les paramètres géométriques du jet ainsi contraints, nous ajustons l'état de quiescence du jet en ne faisant varier que les paramètres de l'injection. Pour l'état quiescent, nous ne considérons que les données de plus bas flux observées à haute énergie pour l'objet considéré. L'ajustement obtenu correspond au spectre d'un jet constamment en état de quiescence. Tout comme l'ajustement des données de "flare artificiel", il ne correspond à aucune

réalité observationnelle et on appellera naturellement le spectre obtenu le “spectre de quiescence artificiel”.

A la fin de cette procédure, nous avons à la fois contraint les paramètres géométriques du jet, ainsi que les conditions d’injection de nos deux états fondamentaux de flare et de quiescence.

§ 55. Construction d’une solution dépendante du temps

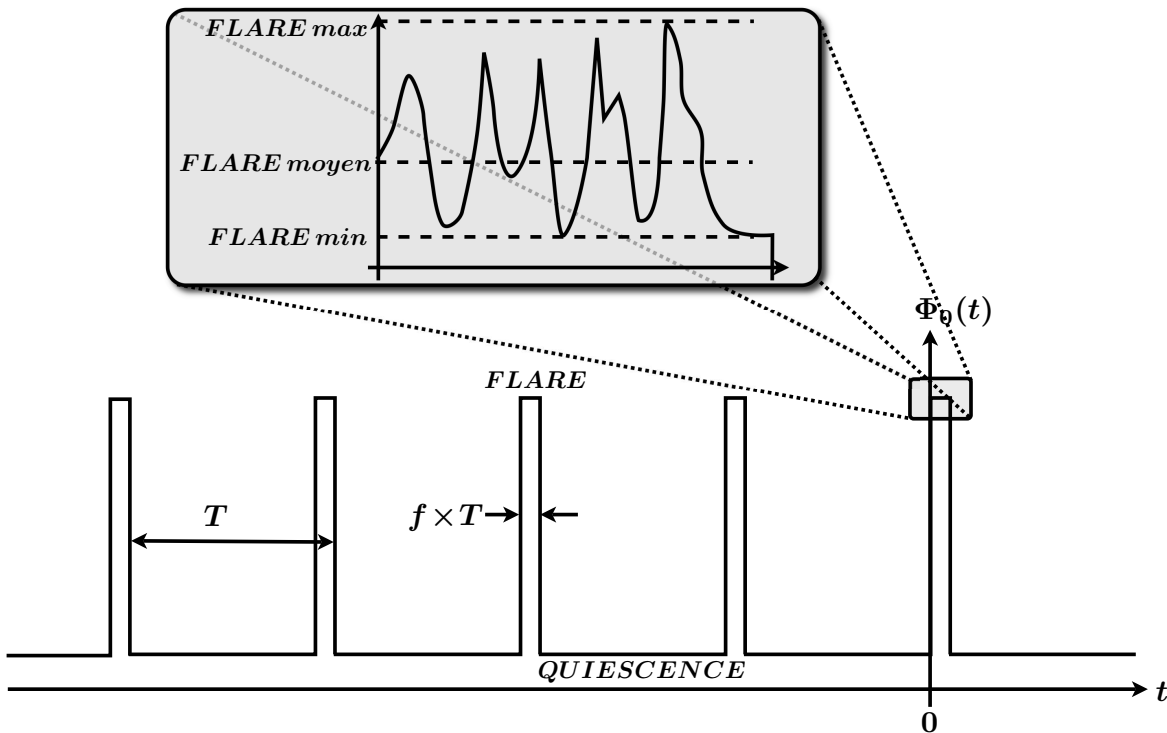


FIG. 42. Exemple d’une fonction d’injection sur le flux de particules initial $\Phi_0(t)$, typique de ce qui sera utilisé par la suite. On utilise une fonction en créneaux évoluant entre les états de flare et quiescence, et qui respecte le cycle d’activité f de l’objet. L’origine temporelle correspond au début de l’observation d’un flare, pendant lequel la fonction d’injection oscille de manière continue entre les états minimum et maximum du flare (voir texte).

Comme explicité précédemment, l’ajustement d’observations multi longueur d’onde (de la radio aux hautes énergies) du spectre d’un blazar avec un modèle de jet stratifié nécessite:

- de définir la géométrie du jet
- de prendre en compte l’histoire passée de l’injection pour reproduire les basses énergies du spectre
- de se donner une fonction d’injection à l’instant de l’observation pour reproduire les hautes énergies

La méthode précédente nous permet de contraindre la géométrie tout en construisant les états fondamentaux de flare et de quiescence. Cela nous permet également d’approcher l’histoire passée de l’injection en combinant ces deux états fondamentaux en tenant compte du cycle d’activité du blazar. En première approximation, nous supposons une fonction créneaux oscillant entre ces deux états comme reporté sur la figure 42. En choisissant une telle fonction

d'injection pour l'histoire de l'objet, on obtient une approximation de la composition du jet à grande échelle, et on reproduit la partie basse énergie du spectre.

Les hautes énergies vont quant à elle être reproduites par l'injection, au moment de l'observation, de particules à la base du jet. L'approximation qui a été faite jusqu'à maintenant d'un état de flare unique n'est plus adaptée pour modéliser la variabilité à haute énergie. Il est nécessaire de raffiner la fonction d'injection, en la faisant osciller autour de l'état qui a servi de référence précédemment pour déterminer les paramètres géométriques du jet, et qui correspond en réalité à un état moyen de flare. On introduit ainsi deux nouveaux états d'injection pour notre objet, qui correspondent aux minima et maxima de la variabilité observée, et qu'on appellera par la suite l'état de flare maximum et état de flare minimum. Les paramètres d'injection de ces deux nouveaux états sont contraints en ajustant le modèle sur les niveaux de flux maximum et minimum observés lors d'un flare. La fonction d'injection pendant un épisode de flare évoluera donc entre ces deux extrémités, de manière continue, et sera choisie de façon à reproduire la courbe de lumière observée.

La figure 42 représente une fonction d'injection typique de ce qui sera utilisé par la suite pour décrire l'évolution du flux de particules initial¹⁴ $\Phi_0(t)$, où l'instant $t = 0$ correspond au début des observations.

La méthode décrite ci-dessus ne s'applique pas uniquement à notre modèle en particulier, mais à tout modèles de jet stratifiés unifiant petites et grandes échelles d'émission. Dans cette classe de modèle, le jet radio est rempli par les même particules provenant de la zone d'émission de très haute énergie des parties internes du jet, après qu'elles se soient propagées le long du jet en se refroidissant.

2. Propriété des solutions de jet stratifié

Afin de mieux appréhender le fonctionnement du modèle de jet stratifié, ainsi que ses propriétés qui le différencient des modèles une zone, je vais m'intéresser dans cette section à analyser les caractéristiques de l'émission de notre modèle, dans le cas de solutions stationnaires.

§ 56. Stratification de l'émission et opacité à la création de paires

Tout d'abord, il est aisé de mettre en évidence la stratification de l'émission qui définit la forme du spectre. Sur la figure 43, nous pouvons voir le spectre de la solution de l'état de flare, sur lequel on a superposé les spectres de sections successives du jet que l'on a échantillonnées logarithmiquement. Ainsi, chacun des spectres de couleur délimité par des pointillés correspond à l'émission d'une partie du jet, intégrée sur l'intervalle $Z_0 \times [10^n; 10^{n+1}]$, avec $n \in \mathbb{N}$. Le spectre en rouge correspond donc à la contribution des parties les plus internes du jet jusqu'à $10 Z_0$. On identifie immédiatement que cette partie du jet est responsable de l'émission de haute énergie (X et TeV). Au contraire, le spectre gris clair, qui est l'émission du jet entre 10^5 et $10^6 Z_0$, est responsable de l'émission des basses fréquences du spectre (radio-IR). Ainsi, la

¹⁴Une fonction d'injection complète comprend également une description de l'évolution du flux de particules injectées $Q_0(t)$, qui aura la même allure que celle représentée sur la figure 42.

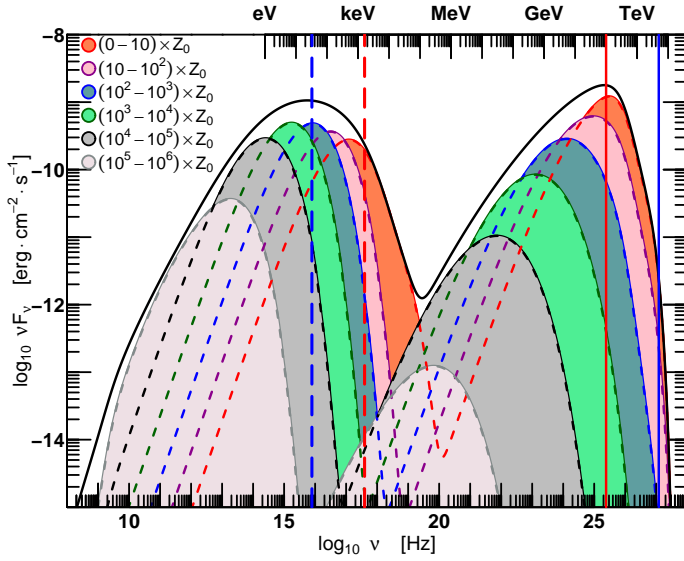


FIG. 43. Contribution de l'émission des différentes sections du jet dans le spectre total pour un jeu donné de paramètres. Chacun des spectres délimité par une ligne pointillée correspond à l'émission intégrée d'une décade en Z_0 ($Z_0 \times [10^n; 10^{n+1}]$) du jet. La ligne verticale rouge (resp. bleue) repère la position des photons d'énergie 100 GeV (resp. 5 TeV) qui seront absorbés par les photons mous à ν_{abs} (Eq. 56.393 avec $\delta_b \sim 25$), repérée par la ligne tiretée rouge (resp. bleue).

taille caractéristique responsable de l'émission dans une bande de fréquence augmente lorsque la fréquence diminue, et les temps de variabilité s'en trouvent rallongés.

On observe bien le décalage du pic d'émission vers les basses fréquences lorsqu'on considère les parties plus éloignées et à plus grande échelle dans le jet. Alors que dans les modèles une zone, c'est la distribution en énergie des électrons qui définit la forme du spectre, elle est contrôlée dans notre modèle de jet stratifié par l'évolution de la position du pic d'émission (en fréquence et en flux) en fonction de l'altitude z dans le jet. Cette évolution est globalement contrôlée par les paramètres géométriques du jet, notamment sa forme (via l'indice ω de l'équation 36.243 page 101):

$$r(z) = R_0 \left[\frac{z}{Z_0} + \left(\frac{R_i}{R_0} \right)^{1/\omega} \right]^\omega \quad (56.390)$$

l'évolution du champ magnétique (via l'indice λ de l'équation 37.244 page 101):

$$B(z) = B_0 \left(\frac{r(z)}{R_0} \right)^{-\lambda} \quad (56.391)$$

et l'évolution du taux de chauffage (indice ζ de l'équation 39.250 page 104):

$$Q_{\text{acc}}(z) = Q_0 \left[\frac{z}{Z_0} + \left(\frac{R_i}{R_0} \right)^{1/\omega} \right]^{-\zeta} \exp\left(-\frac{z}{Z_c}\right) \quad (56.392)$$

Le découpage du spectre du jet en fonction de l'altitude d'émission de la figure 43 permet également de comprendre l'intérêt d'une structure de jet stratifié pour relâcher les contraintes d'opacité à la création de paires. Le phénomène de création de paires par interaction d'un photon gamma avec un photon mou a pour conséquence l'absorption des photons gamma. Ainsi, dans le référentiel comobile du jet, un photon de haute énergie $E = \gamma m_e c^2$ peut interagir avec un photon mou d'énergie $1/\gamma$ pour créer un électron et un positron emportant chacun l'énergie $\sim \gamma/2$. Transférée dans le référentiel de l'observateur, cette relation nous permet de calculer la fréquence ν_{abs} des photons mous responsable de l'absorption des photons énergie E :

$$\nu_{\text{abs}}(E) = \delta_b^2 \frac{m_e^2 c^4}{hE} \quad (56.393)$$

Si la densité en photons mous cospatiaux des photons de haute énergie est trop forte, le milieu devient opaque et aucun photons gamma ne peut s'échapper de la source.

Dans le cadre des modèles une zone, l'émission de tous les photons mous de la source est nécessairement cospatiale avec les photons gamma, ce qui a pour conséquence que le calcul de l'opacité du milieu à une énergie donnée E est donnée par la mesure du flux observé à ν_{abs} , moyennant une hypothèse sur le facteur Doppler de la source δ_b (qui intervient dans la transformation du flux mesuré en densité de photons comobile). Ainsi, pour que le milieu soit transparent aux photons gamma, il est souvent nécessaire d'invoquer de grandes valeurs pour δ_b (Henri & Saugé 2006; Begelman *et al.* 2007). La situation est radicalement différente dans le cas des modèles de jet stratifié: on ne peut plus déterminer l'opacité à partir du flux observé à ν_{abs} , car on mesure alors l'émission intégrée de différentes régions du jet qui ne sont pas nécessairement cospatiales avec l'émission de haute énergie. Pour s'en rendre compte, considérons le cas des photons observés à l'énergie 5 TeV, repérée par la ligne continue bleue de la figure 43. Pour un facteur Doppler $\delta_b \sim 25$ à l'altitude $z = Z_0$, on calcule la fréquence des photons mous absorbeurs $\nu_{\text{abs}} \sim 8 \times 10^{14}$ Hz (Eq. 56.393), repérée par la ligne tiretée bleue de la figure 43. On observe immédiatement qu'à cette fréquence, le spectre des photons mous cospatiaux est celui d'une pile-up (spectre rouge de la section du jet allant de $z = 0$ à $z = Z_0$, en rouge), et qu'il est donc très dur. Le flux de photons mous cospatiaux avec l'émission de haute énergie est inférieure d'un facteur $\gtrsim 20$ à ce qui est observé sur le spectre total. Ceci relâche d'autant les contraintes sur l'opacité de la source, ce qui explique que de grands facteurs de Lorentz ne soient pas nécessaire dans notre modèle. Cet aspect de l'intérêt des modèles de jet stratifiés associés à une distribution en énergie locale en pile-up pour le plasma de paires est détaillé dans le chapitre 12 du manuscrit de thèse de Saugé (2004), ainsi que dans Henri & Saugé (2006).

§ 57. Temps de variabilité

Dans les modèles une zone, le temps de variabilité est habituellement identifié au temps de trajet de la lumière à travers la zone d'émission de rayon R , corrigée par le facteur Doppler, i.e. $t_{\text{var}} = R/\delta_b c$. Cette estimation¹⁵ ne s'applique pas à notre modèle stratifié, pour lequel l'échelle spatiale pertinente à prendre en compte est la longueur caractéristique de la zone d'émission. Le temps caractéristique de variabilité est alors le temps nécessaire à une perturbation pour se propager dans cette zone à la vitesse βc . Comme dans le cas du calcul du mouvement superluminaire, il s'agit de prendre en compte la contraction temporelle due à la différence de temps de parcours de la lumière jusqu'à l'observateur venant de différents points du jet (voir Fig. 44). Il vient alors que:

$$t_{\text{var}} \simeq \frac{z}{c}(1 - \beta \cos \theta) = \frac{z}{c\Gamma_b \delta} \quad (57.394)$$

où z est l'altitude de la région responsable de l'émission dont on cherche à caractériser le temps de variabilité. Pour l'émission de haute énergie qui est émise à la base du jet, la grandeur pertinente est donc Z_0 et on a $t_{\text{var}} \simeq Z_0/c\Gamma_b \delta$.

Une hypothèse souvent faite dans le cas des blazars est que la collimation géométrique du jet est de l'ordre, voire plus petite, que la focalisation relativiste du rayonnement due à

¹⁵qui se trouve être en réalité une limite inférieure sur la variabilité de l'objet

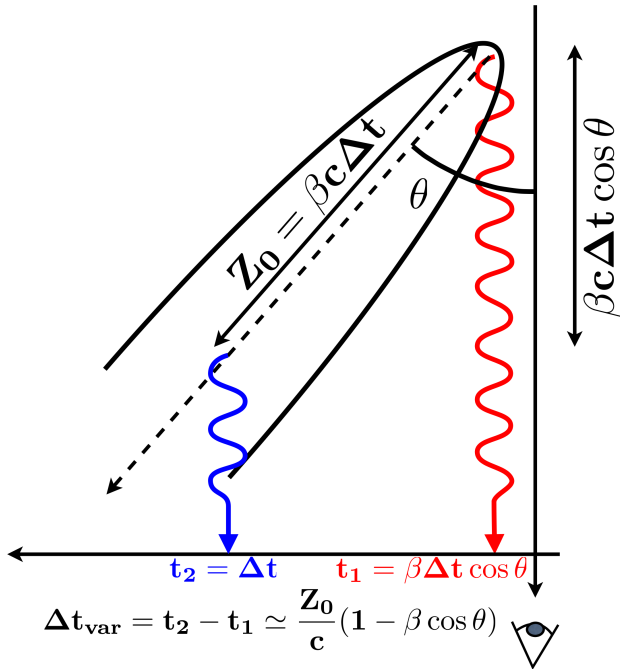


FIG. 44. Calcul du temps caractéristique de variabilité dans un modèle de jet stratifié, pour une zone émettrice de longueur Z_0 dans le jet.

l'effet d'aberration relativiste. Ces hypothèses sont fondées sur des arguments de statistique de détection des blazars (voir par exemple Henri & Saugé 2006 et références incluses). On a alors l'angle de collimation du jet $\vartheta_{\text{jet}} \simeq \Gamma_b^{-1}$. Pour des petits angles de collimation du jet, on a $\vartheta_{\text{jet}} \simeq R_0/Z_0$. Alors, dans ce cas, il est intéressant de remarquer que l'on retrouve l'estimation du temps de variabilité du modèle une zone classique $t_{\text{var}} \simeq R/\delta_b c$.

Dans notre modèle, le temps caractéristique de variabilité à une longueur d'onde ou une énergie donnée est donc proportionnel à la taille (à l'altitude z) de la zone responsable de l'émission à l'énergie considérée. Dans le modèle, du fait du refroidissement des particules le long du jet, l'énergie du pic d'émission décroît quand les particules se propagent. Ceci a pour conséquence que la partie basse énergie du spectre du jet est émise loin dans le jet et sur une taille caractéristique beaucoup plus grande comparée à la partie haute énergie. Ainsi, le modèle de jet stratifié prévoit une augmentation du temps de variabilité à mesure que l'énergie ou la fréquence d'observation décroît. On prévoit également une décroissance de l'amplitude de variabilité vers les basses fréquences. En effet, de plus en plus de flares individuels contribuent vers les basses énergies du spectre, ce qui a pour effet de diluer l'effet de l'ajout d'un flare supplémentaire. La variabilité la plus rapide et la plus forte est donc attendue pour l'émission provenant de la base du jet, c'est à dire les très hautes énergies (TeV). Ces prédictions de notre modèle de jet stratifié sont d'ailleurs en accord avec ce qui est observé dans les blazars du TeV (Giebels *et al.* 2007).

Pour illustrer et valider ce que je viens de décrire concernant la variabilité dans le modèle, j'ai réalisé des simulations calculant la réponse du système à une injection en marche (fonction de Heaviside). Les paramètres de cette simulation sont récapitulés dans le tableau 6, pour un redshift $z = 0.117$. La fonction d'injection utilisée est une marche pour le taux d'accélération $Q_0(z = 0, t)$ ainsi que pour le flux de particules injectées $\Phi(z = 0, t)$, et illustre par exemple le

TAB. 6. Paramètres géométriques du modèle utilisés pour la simulation d'une fonction d'injection en marche. Rappel sur la signification des paramètres du modèle: $\Gamma_{b\infty}$ est le facteur de Lorentz asymptotique dans le jet; R_i le rayon à la base du jet; R_0 le rayon à l'altitude Z_0 ; Z_c la distance à laquelle le chauffage est coupé; B_0 le champ magnétique en Z_0 ; ω l'indice de la loi de puissance décrivant la géométrie du jet; λ celui du champ magnétique; ζ celui de la loi de chauffage dans le jet.

$\Gamma_{b\infty}$	$\cos \theta$	R_i [cm]	R_0 [cm]	Z_0 [cm]	Z_c [cm]	B_0 [G]	ω	λ	ζ
15	1	1.1×10^{14}	1.8×10^{14}	2×10^{15}	5×10^{20}	5	0.2	1.8	1.23

TAB. 7. Paramètres de la fonction d'injection (Eq. 57.395) utilisée dans la simulation.

T_{step} [s]	Φ_0^{min} [s ⁻¹]	Φ_0^{max} [s ⁻¹]	Q_0^{min} [s ⁻¹]	Q_0^{max} [s ⁻¹]
1000	1.04×10^{42}	1.73×10^{42}	1.33	7.14

passage d'un état de pur quiescence à un état de flare qui remplit le jet à partir de l'instant T_{step} :

$$\mathcal{F}_{\text{inj}}(t) = \begin{cases} \Phi(z=0, t) = \begin{cases} \Phi_0^{\text{min}} & \text{si } t \leq T_{\text{step}} \\ \Phi_0^{\text{max}} & \text{sinon} \end{cases} \\ Q_0(z=0, t) = \begin{cases} Q_0^{\text{min}} & \text{si } t \leq T_{\text{step}} \\ Q_0^{\text{max}} & \text{sinon} \end{cases} \end{cases} \quad (57.395)$$

Les paramètres de la fonction d'injection sont rassemblés dans le tableau 7. Avec les paramètres utilisés dans la simulation, on calcule en Z_0 un facteur de Lorentz $\Gamma_b \sim 12.5$ et donc un facteur Doppler $\delta_b = 25$. Le temps de variabilité calculé théoriquement de l'émission haute énergie qui provient de la base du jet est donc (Eq. 57.394 page 139) $t_{\text{var}} \simeq 100$ s

Les figures 45 montrent les courbes de lumières générées par le code numériques, pour différentes longueurs d'ondes (infrarouge, optique, X, GeV, TeV). La définition d'un temps de variabilité dans une courbe de lumière est toujours affaire de convention. Nous le définirons ici comme le temps de doublement du flux observé dans une bande d'énergie donnée. La figure 45 qui se focalise sur les premières 3000 s de la simulation, nous permet de mesurer un temps de doublement du flux observé par H.E.S.S. $t_{\text{var}}^{\text{H.E.S.S.}} \sim 160$ s, ce qui est bien l'ordre de grandeur de ce qu'on calcule théoriquement (voir discussion plus loin). Le tableau 8 récapitule les temps de variabilité observés dans la simulation en fonction de la bande spectrale, qui met en évidence l'augmentation du temps de variabilité lorsqu'on diminue l'énergie à laquelle on observe.

TAB. 8. Temps de variabilité observés pour différents instruments exprimés en seconde.

Instrument	Spitzer	bande V (optique)	Chandra	Fermi	H.E.S.S.
Bande spectrale	10 – 30 μm	330 – 400 nm	0.5 – 5 keV	10 MeV – 100 GeV	> 200 GeV
t_{var} [sec]	5×10^5	1.3×10^4	300	120	160

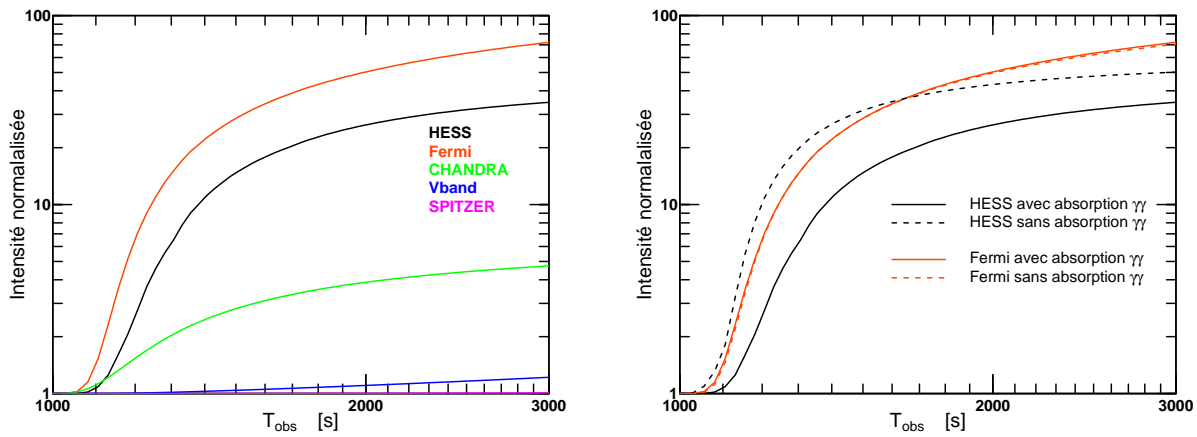


FIG. 45. *Gauche:* Courbes de lumières normalisées au minimum du flux dans la bande spectrale observée. Résultats de la simulation réalisée avec les paramètres géométriques du tableau 6 et la fonction d’injection en marche décrite par l’équation 57.395 et le tableau 7. *Droite:* Comme pour la figure de gauche, mais comparant les courbes de lumières obtenues à très haute énergie selon que l’on tient compte de l’absorption due au processus de création de paires (ligne pleines) ou non (lignes tiretées).

Toutefois, on note une anomalie pour le temps de variabilité mesuré avec Fermi, qui est plus court que celui mesuré dans la bande d’énergie observée par H.E.S.S. Ceci est contraire à ce qu’on attend dans un modèle de jet stratifié. Néanmoins, un raisonnement un peu plus poussé permet de comprendre ce comportement sans remettre en cause ce qui a été dit précédemment. En effet, on trouve une explication naturelle à cette anomalie si on tient compte de l’effet induit par l’absorption des rayons gamma de très haute énergie par le processus de création de paires. En effet, lors du passage à l’état de flare, l’augmentation du flux de photons gamma s’accompagne également par une augmentation du flux de photons absorbeurs (en X), et donc de leur densité. Le processus de création de paires se trouve ainsi renforcé et devient plus efficace. L’opacité $\tau_{\gamma\gamma}$ augmente, et plus de photons se trouvent absorbés. Ainsi, le flux au TeV augmente moins vite que prévu car une proportion des nouveaux photons produits créent des paires et n’atteignent pas l’observateur. La situation n’est pas la même à plus basse énergie (Fermi) car la création de paires est toujours négligeable.

Pour valider cette explication, j’ai réalisé une simulation utilisant les mêmes paramètres, mais en supprimant le terme d’absorption dû à la création de paires. La figure 45 à droite illustre la comparaison entre les courbes de lumières calculées avec ou sans absorption. On observe bien une montée plus rapide du flux dans la bande d’énergie observée par H.E.S.S. lorsqu’on supprime l’absorption $\gamma\gamma$, et un temps de variabilité qui devient plus court que celui de Fermi. On retrouve bien ce à quoi on s’attend dans le cadre d’un jet stratifié. Le nouveau temps de variabilité au TeV vaut $t_{\text{var}}^{\text{H.E.S.S.}} \sim 100\text{s}$ en accord parfait avec le temps théoriquement attendu. Cet effet de l’absorption qui induit un retard des courbes de lumières au TeV par rapport au GeV, si il est détecté, pourrait être un indice d’une création de paire très intense.

La figure 47 montre l’évolution de la densité spectrale d’énergie à différents instants d’observations, à partir du changement d’état d’injection jusqu’à l’état stationnaire lorsque le jet est rempli des nouvelles particules. On observe bien que les variations les plus rapides ont lieu à haute énergie, aux maximums synchrotron et Compton inverses. Puis au cours du temps les

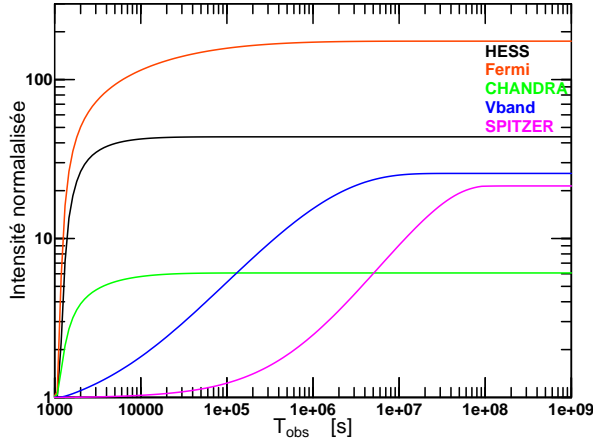


FIG. 46. Identique à la figure 45, mais pour une plus grande durée d'observation.

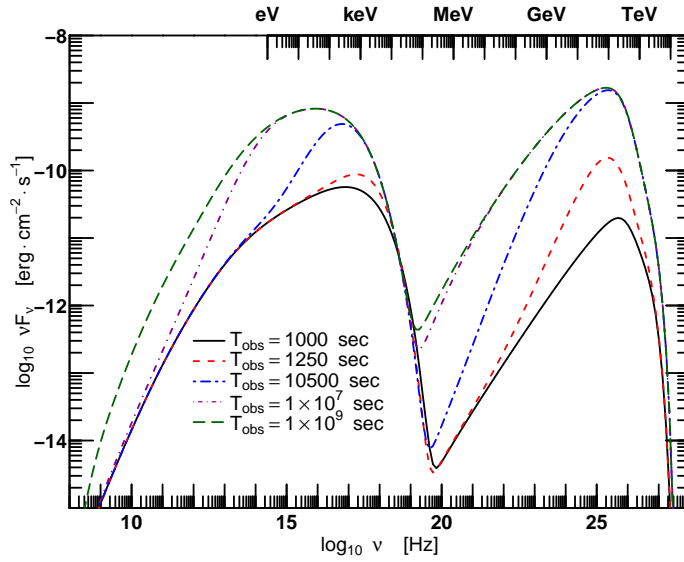


FIG. 47. Distributions spectrales d'énergie instantanées simulées à différents temps d'observation, résultat de la simulation réalisée avec les paramètres géométrique du tableau 6 et la fonction d'injection en marche décrite par l'équation 57.395 et le tableau 7.

parties du spectre à plus basse énergie vont réagir et commencer à augmenter. Ainsi, la variation de flux en infrarouge sur la figure 45 est imperceptible sur des petites échelles de temps, mais le devient plus tard, avec un temps de doublement du flux d'environ 6 jours (voir la figure 45).

On vérifie bien sur les courbes de lumière de la figure 45 que le temps nécessaire pour atteindre un état stationnaire dans une bande spectrale donnée augmente également avec la longueur d'onde observée. Ceci est logique si on considère que l'état stationnaire est atteint lorsque la partie du jet responsable de l'émission est complètement remplie du plasma injecté dans de nouvelles conditions. On comprend alors que, comme un flare dure pendant un temps limité, relativement court devant le temps nécessaire pour remplir les grandes échelles du jet, les basses énergies du spectres auront des amplitudes de variation plus faibles car la contribution du flare à leur émission sera beaucoup plus petite que pour les hautes énergies.

3. Application à la nuit du “big flare” (MJD 53944)

J'ai appliqué le modèle à l'événement d'intense activité de PKS 2155–304 enregistré par H.E.S.S. la nuit du 28 juillet 2006 (Aharonian *et al.* 2007b) (MJD 53944). Cet événement constitue le plus violent phénomène d'éruption jamais observé dans le régime du TeV pour un blazar. Pendant la

période de flare, le flux moyen de PKS 2155–304 mesuré au-delà de 200 GeV a atteint ~ 7 fois le flux du crabe dans cette bande spectrale. Ce flux particulièrement intense a permis de mesurer des spectres ainsi qu’une courbe de lumière au TeV (Fig. 51) avec un échantillonnage excellent pour ce domaine d’énergie. On a ainsi pu observer des temps caractéristiques de variabilité aussi courts que 200 secondes. Les observations faites pendant cette nuit (qui a été nommée par la suite nuit du “*big flare*”) de part leur qualité et leur richesse sans précédent constituent donc une opportunité fantastique pour tester le modèle que j’ai développé.

§ 58. Détermination des paramètres géométriques du modèle

Pour utiliser la méthode décrite dans le paragraphe précédent, j’ai commencé par construire le jeu de données correspondant à ce qui serait observé si PKS 2155–304 se trouvait en permanence en état de flare, c’est à dire les “données de flare artificiel”. Dans le cadre de notre modèle, on peut faire l’hypothèse que la partie haute énergie de l’objet résulte de l’émission de particules se trouvant en un seul et même état. Ainsi, afin de construire la partie haute énergie du spectre de flare artificiel, j’ai choisi d’utiliser les données mesurées par H.E.S.S., moyennées sur la durée de la nuit du *big flare*.

Dans un deuxième temps, et afin d’obtenir la partie basse énergie des données de flare artificiel, j’ai construit un spectre moyen à basse énergie (de la radio à l’optique), en compilant et moyennant les données d’archives disponibles sur le site web de l’HEASARC¹⁶. En supposant un cycle d’activité $f \sim 10\%$ pour PKS 2155–304, qui est une valeur canonique pour les AGN (communication orale avec Talvikki Hovatta, voir également Hovatta *et al.* (2008)), nous pouvons construire le spectre artificiel de l’état de flare de la source, en combinant le spectre moyen de H.E.S.S. pendant la nuit du *big flare*, aux données de la radio à l’optique qui sont multipliées par un facteur $f^{-1} = 10$. Pour mieux contraindre l’espace des paramètres, nous incluons également des données d’archives en rayons X venant des satellites BeppoSAX, XMM-Newton et Swift à différentes époque (Massaro *et al.* 2007), ainsi que des données d’archives au GeV du satellite EGRET (Vestrand *et al.* 1995). Nous choisissons de ne pas renormaliser ces données par un facteur de cycle d’activité intermédiaire. Ainsi ces données correspondent aux limites inférieures du flux respectivement en X et au GeV que l’on devrait obtenir pour l’état de pur flare.

La figure 48 montre le “spectre artificiel de flare” que nous avons construit par cette méthode (symboles ouverts rouges), ainsi qu’un ajustement de ces points par le modèle. Les paramètres correspondant sont rassemblés dans le tableau 9. Le modèle ajuste correctement les données avec un facteur de Lorentz asymptotique dans jet de $\Gamma_{b\infty} = 15$, correspondant à une valeur de seulement $\Gamma_b \sim 12.5$ dans la zone d’émission des photons du TeV. Cette valeur est significativement plus faible que celle déduite des mêmes observations avec des modèles une zone pour lesquels on doit avoir $\Gamma_b \gtrsim 50 - 100$ (Begelman *et al.* 2007) pour concilier temps de variabilité et opacité suffisamment faible pour permettre l’échappement des photons gammas de la source. Pour cette simulation, le temps de variabilité caractéristique que nous déduisons des paramètres $Z_0/c\Gamma_b\delta_b$ est d’environ ~ 200 s, en accord avec les 250 s mesurées lors de cette nuit.

A l’issue de cette première étape, nous avons contraint tous les paramètres géométriques du modèle, ainsi que les paramètres de l’injection qui reproduisent un état de flare. Nous

¹⁶High Energy Astrophysics Science Archive Research Center: <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/archive.html>

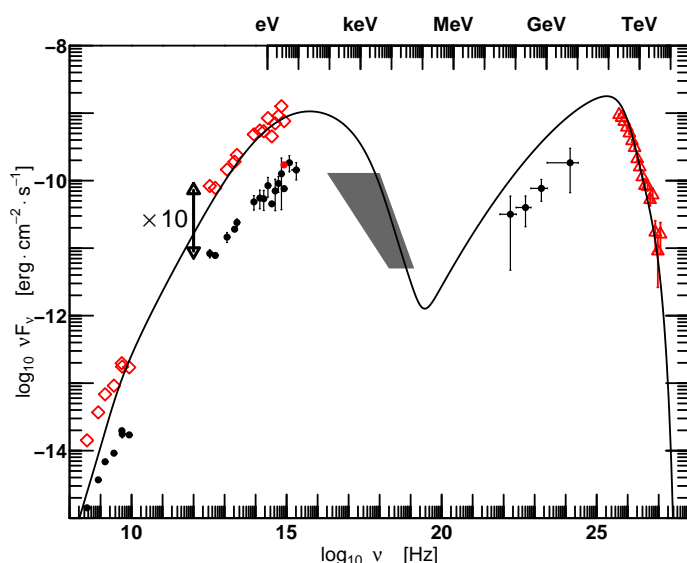


FIG. 48. Ajustement de l'état de flare artificiel moyen de PKS 2155–304 par le modèle. *Points noirs*: données d'archives (voir texte). *Diamants rouges*: spectre basse énergie du faux état de flare avec un facteur de cycle d'activité $f = 0.1$. *Triangles rouges*: spectre moyen H.E.S.S. de la nuit du “big flare” (MJD53944). *Point rouge*: niveau de flux optique observé pendant la période de flare. *Aire grisée*: enveloppe des archives X de BeppoSAX, Swift et XMM-Newton.

considérons dorénavant que les paramètres géométriques restent fixes, et nous chercherons à trouver des paramètres d'injection qui reproduisent l'état de quiescence.

Pour ce faire, nous ajustons le modèle sur des données de haute énergie en état de quiescence, sans se préoccuper de tenter de construire un jeu complet de données qui correspondrait au spectre de l'objet en état de pure quiescence. Nous considérons le spectre moyen mesuré par H.E.S.S. au-delà de 200 GeV et publié dans Aharonian *et al.* (2005) comme étant représentatif de l'état de quiescence de l'objet. Les paramètres d'injection de l'ajustement sont récapitulés dans le tableau 10, et le résultat du meilleur ajustement est affiché sur la figure 49, superposé au spectre de quiescence. Il est remarquable de noter qu'en ne laissant varier seulement deux des paramètres du modèle (les conditions d'injection), on obtienne un ajustement aussi précis des données en état de quiescence. Ceci nous conforte dans la robustesse des paramètres géométriques du modèle que nous avons contraint à la première étape.

A l'issue de cette deuxième étape, nous avons donc à notre disposition les paramètres géométriques du jet, ainsi que les conditions d'injection permettant de reproduire les données haute énergie en état de flare et en état de quiescence. La dernière étape de ce travail consiste à contraindre les paramètres de l'injection pour reproduire les extrema de flux mesurés par H.E.S.S. au-delà de 200 GeV pendant la nuit du *big flare*. Nous obtenons ainsi les paramètres d'injection de ce qu'on appelle par la suite les états maximum et minimum du flare. Ces paramètres d'injection sont également récapitulés dans le tableau 10.

On note que, comme annoncé, aucun des deux spectres stationnaires calculés par le modèle (état de flare ou état de quiescence) n'ajustent toutes les données du spectre de PKS 2155–304 (Fig. 48 et 49). Ces spectres sont le résultat d'une injection constante et continue conduisant à un état stationnaire, et ne correspondent donc à aucune situation réelle pour laquelle la fonction d'injection serait beaucoup plus complexe.

§ 59. Modélisation de la courbe de lumière

Après avoir contraint les paramètres géométriques du jet et les caractéristiques du plasma pour les deux états de flare et de quiescence de PKS 2155–304, l'objectif est maintenant de reproduire

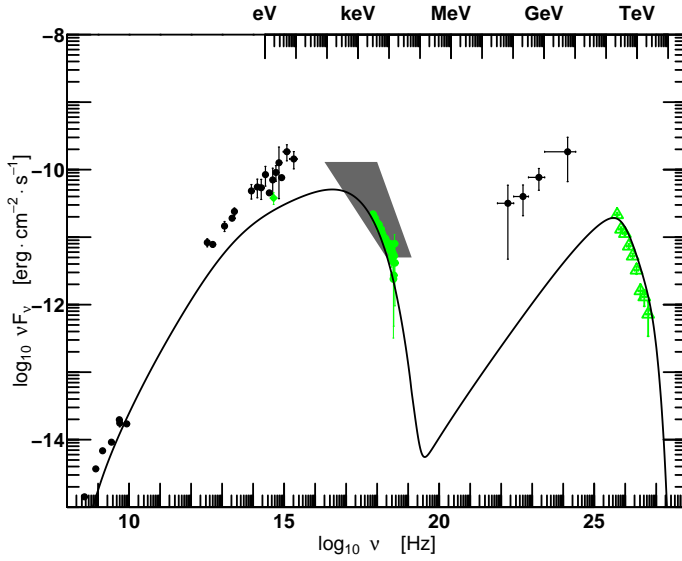


FIG. 49. Ajustement du faux état de quiescence de PKS 2155–304 par le modèle. Les points noirs et la zone grisée est définie comme pour la figure 48. Les données en vert ont été mesurée en 2003 (Aharonian *et al.* 2005). *Points verts*: spectre RXTE. *Triangles verts*: spectre H.E.S.S. *Losange vert*: flux dans la bande R.

TAB. 9. Paramètres géométriques de PKS 2155–304.

$\Gamma_{b\infty}$	$\cos \theta$	R_i [cm]	R_0 [cm]	Z_0 [cm]	Z_c [cm]	B_0 [G]	ω	λ	ζ
15	1	1.1×10^{14}	1.78×10^{14}	2×10^{15}	2×10^{20}	4.5	0.16	1.8	1.18

TAB. 10. Paramètres de l'injection pour les états de quiescence et de flare. Pendant l'état de flare, le flux de particules injectées varie entre les deux extrêmes indiqués, suivant la fonction d'injection de la figure 51, les autres paramètres restant constants.

ETAT	$\Phi(0)$ [$10^{42} s^{-1}$]	$N(0)$ [cm^{-3}]	$\Phi(Z_0)$ [$10^{42} s^{-1}$]	$N(Z_0)$ [cm^{-3}]	Q_0 [s^{-1}]
flare	Max.	1.57	4290	41.8	1100
	Moy.	1.57	4303	22.8	600
	Min.	1.57	4289	3.42	90
quiescence	1.57	4295	2.10	55	1.4

la courbe de lumière observée par H.E.S.S. pendant l'événement du *big flare*, en utilisant des conditions variables d'injection de particules entre l'état de flare et de quiescence à la base du jet.

Formellement, le code nous permet de changer les conditions sur la normalisation du taux de chauffage Q_0 , ainsi que sur la densité de particules N_0 en Z_0 . Le code résout ensuite les équations du modèle pour remonter aux vraies conditions initiales d'injection de flux de particules à la base du jet $\Phi(z = 0)$ (voir § 53 page 129). La fonction d'injection que nous introduisons en réalité dans le code numérique porte donc sur le couple $\{N_0(t), Q_0(t)\}$. Puis, nous calculons les conditions initiales dans le jet afin d'obtenir la vraie fonction d'injection $\{\Phi(z = 0, t), Q_0(t)\}$. A l'aide du modèle stationnaire et de la construction de spectres artificiels à partir de données réelles, nous avons contraints les conditions d'injections $\{N_0, Q_0\}$ pour reproduire l'état de quiescence, ainsi que les niveaux de flux minimum, moyen et maximum durant la nuit du *big flare* (Tab. 10). On

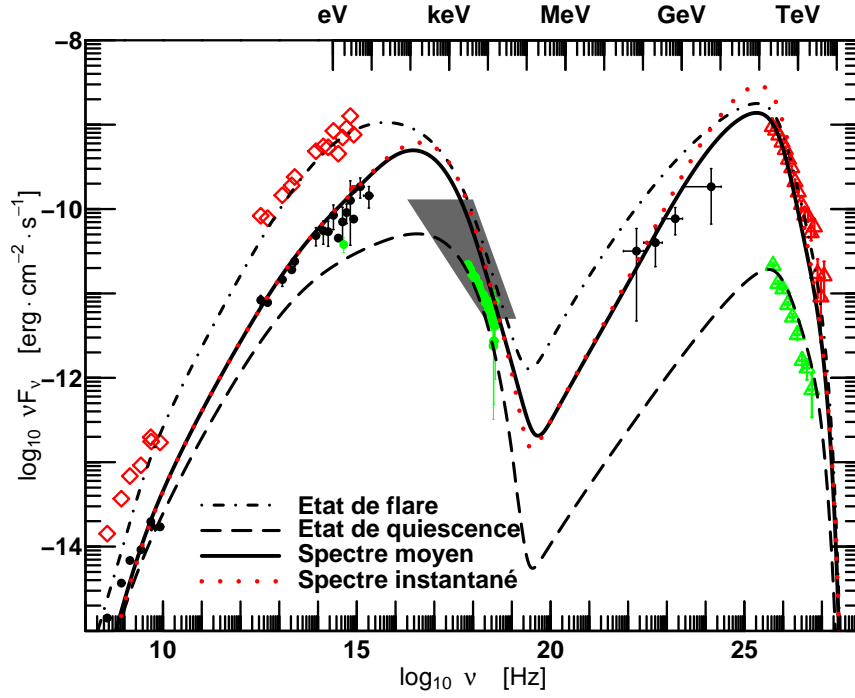


FIG. 50. *Ligne continue*: moyenne sur la période d’observation de H.E.S.S. de PKS 2155–304 des spectres instantanés issus de la simulation dépendante du temps. *Ligne tiretée*: spectre de l’état de quiescence. *Ligne pointillée tiretée*: spectre de l’état de flare. *Ligne pointillée rouge*: un spectre instantané issu de la simulation dépendante du temps. Les points du spectre observé sont labellisés comme pour les figures 48 et 49.

choisit une fonction d’injection du flare oscillant entre l’état maximum et le minimum de flux au TeV pendant le flare.

A partir de l’analyse proposée par Aharonian *et al.* (2007b), qui décompose la courbe de lumière du flare en cinq composantes asymétriques successives, nous utilisons une fonction d’injection $N_0(t)$ qui est une somme de cinq “gaussiennes généralisées” (Norris *et al.* 1996):

$$N(Z_0, t) = N_0(t) = N_0^{\min} + \sum_i A^i (N_0^{\max} - N_0^{\min}) \exp - \left(\frac{|t - t_{\max}^i|}{\sigma_{r,d}^i} \right)^{\kappa^i} \quad (59.396)$$

où t_{\max}^i est la position du maximum de la gaussienne généralisée i , σ_r^i et σ_d^i les constantes de temps respectives de montée ($t < t_{\max}^i$) et de descente ($t > t_{\max}^i$), et κ^i mesure la “raideur” de la gaussienne. N_0^{\min} et N_0^{\max} sont les valeurs de la densité de particules en Z_0 qui ajustent respectivement le niveau minimum et maximum de flux mesuré au TeV pendant la période du flare (première et troisième ligne du tableau 10). Afin de simplifier le calcul d’une solution dépendante du temps, nous définissons la fonction de chauffage $Q_0(t)$ à partir d’une bijection de la fonction $N(Z_0, t)$. Ainsi, à une densité $N(Z_0)$, on associe une et une seule valeur pour le taux de chauffage:

$$Q_0(t) = Q_0^{\min} 10^{\log \left(\frac{N_0(t)}{N_0^{\min}} \right) \frac{\log(Q_0^{\max}/Q_0^{\min})}{\log(N_0^{\max}/N_0^{\min})}} \quad (59.397)$$

Où Q_0^{\max} et Q_0^{\min} sont les valeurs du facteur de normalisation du taux de chauffage qui ajustent respectivement les niveaux minimums et maximums de flux mesurés au TeV pendant la période du flare. La fonction utilisée est simplement une interpolation linéaire dans le plan $\log(Q_0) - \log(N_0)$, entre les deux niveaux de flux minimum et maximums de l'état de flare. Le choix de cette fonction est arbitraire, mais la courbe de lumière calculée en dépendra peu. Par contre, le choix du chemin dans le plan $\log(Q_0) - \log(N_0)$ aura lui une influence sur l'évolution de l'indice spectral mesuré en X et au TeV. Nous faisons donc ici l'hypothèse qu'au cours du flare, on se déplace sur une droite dans l'espace des paramètres d'injection.

Le graphique central de la figure 51 montre la fonction d'injection calculée à la base du jet ($\Phi(Z = 0)$, ligne tiretée), utilisée dans la simulation, et les paramètres des cinq composantes de l'injection sont récapitulés dans le tableau 11. Comme précisé dans le paragraphe § 55 page 136 (voir la figure 42), on décrit l'histoire de l'injection avant le début des observations par une fonction en créneaux de période T qui oscille entre l'état de pur flare et de pure quiescence (Tab. 10), respectant la proportion imposées par le cycle d'activité f de l'objet:

$$\{N_0(t < 0), Q_0(t < 0)\} = \begin{cases} \{N_0, Q_0\}^{\text{quiescent}} & \text{si } t - T \times E\left(\frac{t}{T}\right) > f \\ \{N_0, Q_0\}^{\text{flare}} & \text{sinon} \end{cases} \quad (59.398)$$

où la fonction $E(x)$ est la fonction partie entière.

On pour la fonction créneaux une période $T = 10^5$ s. Cette valeur a peu d'importance pour le résultat du spectre final ou de la courbe de lumière. Il est seulement nécessaire qu'elle soit grande devant la durée d'un flare, et petite devant le temps qu'il faut pour remplir le jet pour obtenir l'effet de moyenne désiré à basse fréquence.

TAB. 11. Paramètres de la fonction d'injection (Eq. 59.396) utilisée pour la simulation de la courbe de lumière de la nuit du *big flare*.

t_{\max} [s]	A	τ_r [s]	τ_d [s]	κ
2220	1.1	500	230	3
3300	1.35	400	100	4
4000	1.2	400	100	4
4450	1.0	200	100	2
5100	1.0	350	120	4

La figure 50 montre un spectre instantané issu de la simulation dépendante du temps ainsi que le spectre moyenné sur la période d'observation de H.E.S.S. . Sont également affichés les spectres résultats du modèle stationnaire pour les états artificiels de pure flare et de pure quiescence.

Les données utilisées sont des données moyennées sur un intervalle de temps donné. Ainsi le spectre H.E.S.S. (triangles rouges sur la figure 50) est le spectre obtenu en intégrant les observations de toute la nuit du *big flare*, qu'on appelle le spectre moyen de la nuit *big flare*. Il est donc indispensable de moyennner les spectres issus de la simulation dépendante du temps sur le même intervalle afin de se placer dans des conditions qui permettent de comparer les résultats

de la simulation aux données. Ainsi, le spectre en ligne pleine représente-t-il le spectre moyenné entre $t_{\text{obs}} = 2100\text{ s}$ et $t_{\text{obs}} = 7500\text{ s}$, qui correspondent respectivement aux instants de début et de fin des observations H.E.S.S. L'accord entre le spectre moyen calculé par le modèle et le spectre moyen observé par H.E.S.S. est remarquable, de même que l'accord avec la partie basse énergie du spectre jusqu'en radio. On peut également voir sur la figure 50 (pointillés rouges) un spectre instantané extrait de la simulation pour un temps d'observation ($t_{\text{obs}} = 4441\text{ s}$). Ce spectre illustre bien les différences qu'il peut y avoir entre un spectre instantané et un spectre moyen résultant d'une longue intégration sur le temps d'observation.

En haut de la figure 51, la courbe de lumière mesurée par H.E.S.S. au-delà de 200 GeV est superposée au résultat de la simulation. L'accord entre le modèle et les données est très bon. On a aussi calculé les courbes de lumière dans d'autres bandes d'énergie, affichées sur le graphique en bas de la figure 51. La ligne continue est la courbe de lumière simulée en optique (bande V), et la courbe pointillée celle en X (0.5-5 keV). Les deux courbes de lumières présentent des comportements très différents que nous discuterons dans le prochain paragraphe.

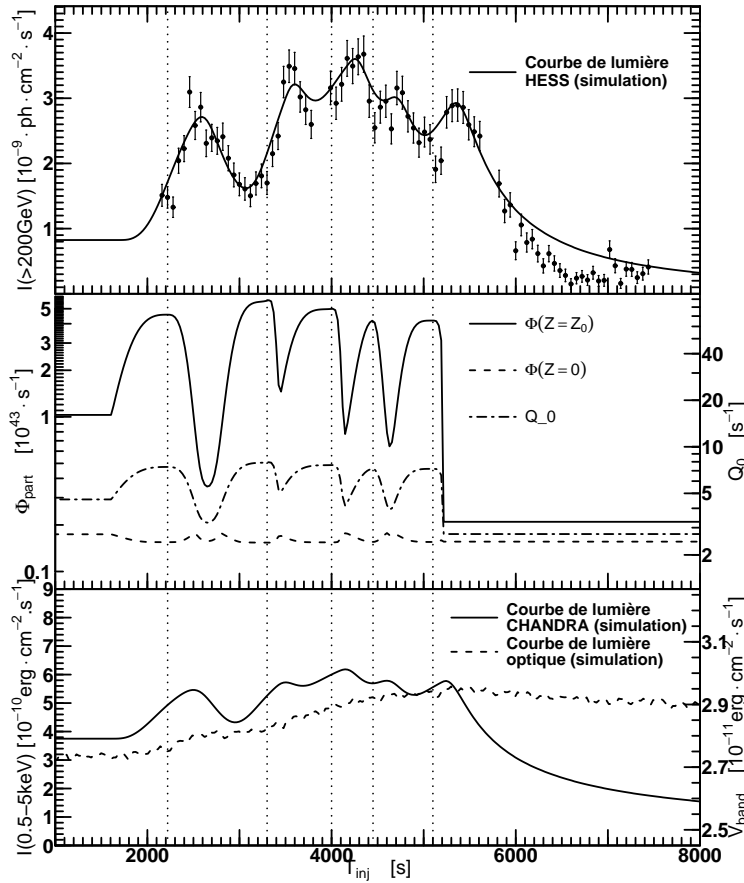


FIG. 51. *En haut:* courbe de lumière H.E.S.S. au-delà de 200 GeV, superposée au modèle (ligne continue). *Milieu:* fonction d'injection utilisée dans la simulation. L'échelle pour le flux de particule à l'altitude Z_0 (en ligne continue) et à la base du jet (ligne tiretée) est située à gauche, celle pour le facteur de normalisation du taux d'accélération Q_0 (ligne tiretée pointillée) à droite. *En bas:* courbes de lumières prédites en X (ligne tiretée, graduation à droite) et en optique (ligne continue, graduation à gauche). Les lignes pointillées verticales indiquent la position des maximums t_{max} des 5 composantes de la fonction d'injection.

§ 60. Discussion

Le modèle de jet inhomogène dépendant du temps réussi donc à reproduire simultanément le spectre large bande (de la radio au TeV) de PKS 2155–304 ainsi que la courbe de lumière au TeV pendant l'épisode d'intense activité mesuré par H.E.S.S. au cours de la nuit du 28 juillet 2006, et ce avec un facteur de Lorentz pour la zone responsable de l'émission haute énergie de seulement

12.5. L'idée clef de la méthode employée est de décomposer le spectre du blazar en états de quiescence peu lumineux, et de flare de haute luminosité. La partie haute énergie du spectre, provenant de la base du jet (petites échelles), est supposée être à tout instant dans un de ces deux état "purs". Au contraire, les basses fréquences du spectres sont le résultat d'une convolution sur les grandes échelles du jet de son histoire d'injection: ce qui est observé s'approche plus d'un état spectral moyenné dans le temps, mélangeant états de flare et de quiescence, dans les proportions données par le cycle d'activité du blazar. Donc, nous n'avons pas besoin de deux populations différentes de particules émettrices au contraire de certains modèles alternatifs (e.g. Chiaberge *et al.* 2000b; Katarzyński *et al.* 2003), mais seulement d'une injection continue et variable de particules à la base du jet et qui se propagent dans sa structure.

Le phénomène de production de paires joue un rôle important pour amplifier de petites variations d'injections à la base du jet et les répercuter dans la courbe de lumière. Comme on peut le voir sur le graphique du milieu de la figure 51, le taux de chauffage varie au plus d'un facteur deux, et le courant de particules, quasiment constant à la base du jet est multiplié par un facteur trente en Z_0 avec des variations corrélées à celles du taux de chauffage Q_0 . L'importance de la création de paires est encore plus explicite sur la figure 52, qui montre l'évolution du courant de particules dans le jet pour l'état stationnaire de flare (en rouge) et l'état stationnaire de quiescence (en bleu). On peut y voir clairement l'influence du taux de chauffage sur l'importance du phénomène de création de paires. Le jet en état de flare est en situation de production de paires explosives, car une petite modification du taux de chauffage donne lieu à des variations très amplifiées du flux de particules asymptotique du jet, alors que le flux de particules injectées ne change pas.

Néanmoins, on observe sur la courbe de la fonction d'injection (Fig. 51) une situation légèrement différente avec un flux de particules injectées qui est légèrement variable. Le flux de particules injectées à la base du jet, qui est calculé par résolution des équations du modèles en remontant vers la base du jet ne converge pas nécessairement vers la même valeur de flux initial. Compte tenu de la très faible amplitude de ces variation ($< 5\%$), cela peut être réel mais reste consistant avec $N(z = Z_0)$ constant. Alors l'origine de la variabilité résiderait dans la variation du taux de chauffage Q_0 .

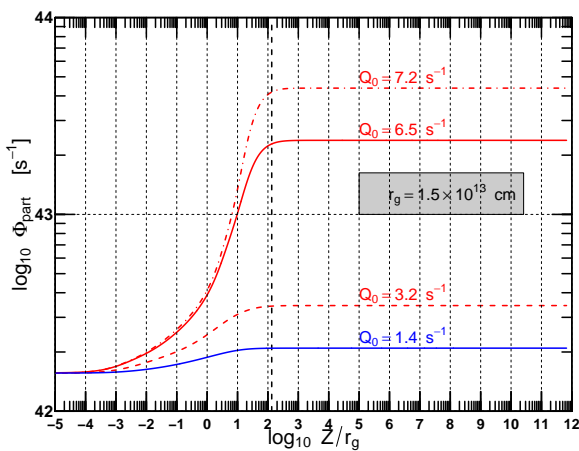


FIG. 52. Evolution du courant de particule dans le jet pour les quatre solutions stationnaires calculées. *Ligne continue bleue:* état de quiescence. *Ligne continue rouge:* état de flare moyen. *Ligne tiretée pointillée rouge:* niveau maximum du flare. *Ligne tiretée rouge:* niveau minimum de l'état de flare. La droite verticale pointillée indique la position de Z_0 .

Le modèle peut également prédire des courbes de lumières pour n'importe quelle bande spectrale. A titre d'exemple, j'ai affiché en bas de la figure 51, les courbes de lumières en X

(0.5-5 keV) et en optique (bande V) attendues lors de l'épisode de flare au TeV. La luminosité en X montre des variations presque simultanées à celle au TeV, mais avec une amplitude environ cinq fois plus faibles. Par contre, la courbe de lumière en optique montre un comportement totalement différent, avec une augmentation continue du flux pendant le flare. On attribue ce comportement à la grande taille de la zone d'émission de l'optique, qui joue ici le rôle d'un filtre passe bas. Ainsi, la luminosité en optique intègre l'histoire récente d'injection du jet. Comme on le verra dans la partie suivante, ces résultats sont compatibles avec ce qu'on observe pour l'autre nuit d'activité de PKS 2155–304, la nuit “Chandra”, pour laquelle on dispose d'observations simultanées en optique, X, et TeV.

Le modèle pose aussi des contraintes sur la masse du trou noir central M_{bh} de PKS 2155–304. En effet, le rayon de la base du jet R_i est directement relié à la masse du trou noir, si on fait l'hypothèse raisonnable que ce rayon est de l'ordre de quelques rayons gravitationnels $r_g = GM_{\text{bh}}/c^2$. Avec les paramètres du jet qui ajustent le mieux les données de PKS 2155–304, on trouve que $M_{\text{bh}} = (7.5 \times 10^8 r_g / R_i) M_{\odot}$. Ceci implique un trou noir plus petit que $10^9 M_{\odot}$, valeur usuellement invoquée pour ce blazar (Kotilainen *et al.* 1998). Toutefois, je pense que ce résultat n'est pas en désaccord avec les estimations précédentes, vu les incertitudes de plus d'un ordre de grandeur sur la mesure de la masse des trous noirs (Bettoni *et al.* 2003).

Dans ce travail nous ne précisons pas l'origine de la variabilité des paramètres d'injection. Evidemment, d'autres paramètres du modèle peuvent varier en plus des paramètres d'injection du plasma, comme le rayon ou le champ magnétique. Dans notre modèle, la variabilité est déclenchée par des changements dans la valeur du taux de chauffage Q_0 à la base du jet. On peut imaginer que la variabilité à long terme (à l'échelle de l'année) impliquant les successions d'état de quiescence et de flare pourrait être attribuée à des variations dans le taux d'accrétion de l'objet central, alors que la variabilité à petite échelle (minute) serait due aux instabilités du processus de création de paires lorsque la densité de particules et le taux de chauffage sont proche d'une valeur critique. Je développerai plus en détail ce scénario dans la dernière partie de ce chapitre.

4. Application à la nuit “Chandra” (MJD 53945)

Nous avons donc appliqué avec succès le modèle aux données de la nuit du 28 juillet 2006 (nuit du *big flare*), pendant laquelle a été observée la variabilité la plus rapide jamais enregistrée au TeV pour un blazar. Le but était de montrer la pertinence de l'approche utilisée, et la possibilité d'obtenir des temps de variabilité aussi rapides que 200 secondes sans invoquer des facteurs de Lorentz gigantesques pour la zone d'émission. Le code permet de calculer des courbes de lumières simultanées dans toutes les longueurs d'ondes, et également d'étudier les corrélations spectrales et temporelles entre différentes bandes d'énergie. Malheureusement, on ne dispose pas de ce type d'informations pour la nuit du *big flare*, car aucune observation simultanée aux mesures de H.E.S.S. n'est disponible. Par chance, le blazar est re-entré dans une phase de flare la nuit suivante (29 juillet 2006, MJD 53945), alors que différents observatoires étaient en mesure de l'observer au même moment que H.E.S.S. Lors de cette nuit d'observation, le télescope spatial Chandra (sensible aux rayons X), ainsi que l'observatoire (optique) du Brondberg en Afrique du Sud, ont pu obtenir des courbes de lumière ainsi que des spectres simultanément à H.E.S.S. alors que PKS 2155–304 était en activité. Cette période d'observation associant optique, X, et TeV a été naturellement appelée la nuit *Chandra*. J'ai évidemment décidé d'appliquer mon modèle à ces

données, et de comparer les analyses de corrélations spectrales mesurées à ce que prévoit mon modèle, pour donner un cadre d'interprétation de ces observations.

§ 61. Modélisation dépendante du temps

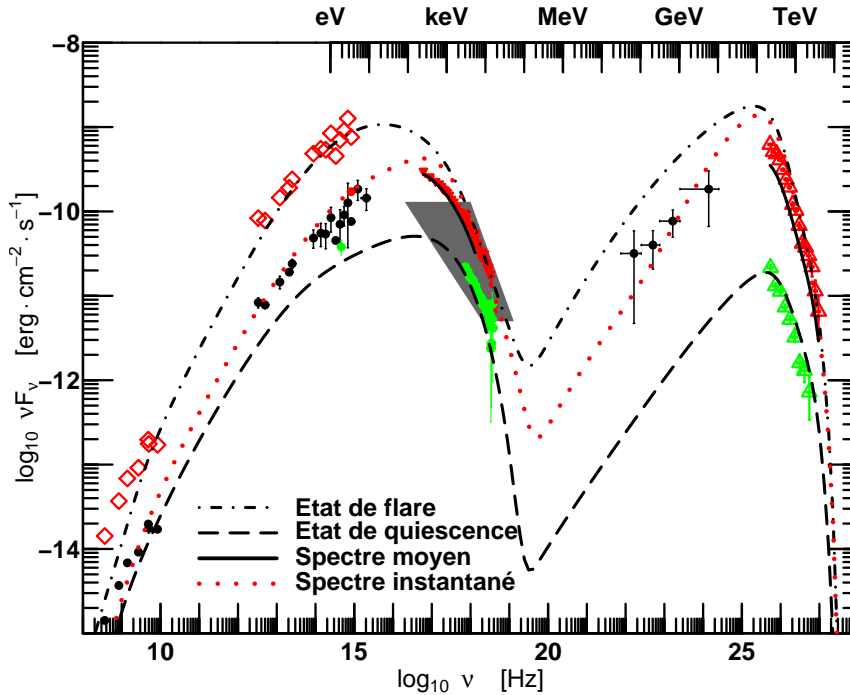


FIG. 53. *Ligne continue*: ajustement instantané du spectre de PKS 2155–304 par le modèle pour la nuit *Chandra*. *Ligne tiretée*: spectre de l'état de quiescence. *Ligne pointillée tiretée*: spectre de l'état de flare. *Ligne pleine*: spectre moyennés sur la période d'observation de *Chandra* et H.E.S.S. (voir texte). *Ligne pointillée rouge*: un spectre instantané issu de la simulation dépendante du temps. Les points du spectre sont labellisés comme pour les figures 48 et 49. De plus, les triangles rouges pointés vers le bas sont les points *Chandra*, qui se prolongent par un spectre *RXTE* en croix rouge. Le point rouge est la mesure en bande V de l'observatoire de Bronsberg.

Pour rester cohérent avec l'analyse précédente, l'état de PKS 2155–304 pendant la nuit *Chandra* est modélisé en utilisant les mêmes paramètres géométriques que ceux de la nuit du *big flare*, seuls les paramètres de l'injection sont laissés libres. Le tableau 12 récapitule les paramètres de l'injection qui ajustent le mieux les niveaux maximum, minimum et moyen observés pendant la nuit *chandra*. On construit la fonction d'injection de la même manière que pour la nuit du *big flare*, en sommant 4 fonctions gaussiennes généralisées, dont les paramètres sont affichés dans le tableau 13. La figure 53

Comme pour la nuit du *big flare*, la fonction d'injection utilisée avant le début de l'observation est une fonction en créneaux, oscillant entre les états de quiescence et de flare moyens (définis dans le paragraphe précédent), respectant le cycle d'activité de l'objet. Toutefois, comme je l'ai déjà mentionné, le flux optique observé à un instant donné intègre en réalité une petite partie de l'histoire d'injection du jet, à laquelle on n'a pas accès. Donc il est nécessaire d'adapter la fonction d'injection de manière *ad-hoc* avant le début des observations ($T_{\text{obs}} < 0$) de manière

à reproduire le niveau de flux optique mesuré en début d'observation. Pour cela, on cherche tout d'abord des paramètres d'injection qui reproduisent le niveau de flux optique en régime stationnaire. On utilise ensuite ces paramètres d'injection constants pendant les 86400 s qui précèdent le début des observations, ce qui est suffisant pour relaxer la partie optique du spectre. De cette manière, on simplifie à l'extrême la fonction d'injection des 24 heures précédant la nuit *Chandra*, tout en sachant qu'un épisode de flare intense s'est produit sur cette période (nuit du *big flare*). Néanmoins, il n'est pas judicieux d'inclure dans l'histoire de l'injection du jet la fonction déduite des observations de la nuit précédente car l'échelle de temps sur laquelle le flare a eu lieu est trop petite pour avoir un effet conséquent sur la partie optique du spectre. En effet, le modèle montre une variation de flux en optique de quelques pour-cent seulement consécutivement à l'intense activité mesurée au TeV lors de la nuit du *big flare*. Le flux observé en optique est peu sensible aux variations rapides de l'injection. Il est donc raisonnable de modéliser l'injection des 24 heures précédant les observations de la nuit *Chandra* par une fonction constante. On note néanmoins que les paramètres d'injection utilisés ($N_0 = 185 \text{ cm}^{-3}$, $Q_0 = 3.3 \text{ s}^{-1}$) tombent dans l'intervalle des paramètres qui correspondent à l'état de flare. Ceci est cohérent avec les observations qui montrent que PKS 2155–304 est dans un état haut pendant la période où les flares ont été observés par rapport aux observations antérieures. La fonction d'injection utilisée pour les temps antérieurs au début de la nuit *Chandra* s'écrit de la manière suivante:

$$\{N_0(t), Q_0(t)\} = \begin{cases} \begin{cases} \{N_0, Q_0\}^{\text{quiescent}} & \text{si } t - T \times E\left(\frac{t}{T}\right) > f \\ \{N_0, Q_0\}^{\text{flare}} & \text{sinon} \end{cases} & \text{si } t < -86400 \\ \{185 \text{ cm}^{-3}, 3.3 \text{ s}^{-1}\} & \text{si } -86400 < t < 0 \end{cases} \quad (61.399)$$

TAB. 12. Paramètres de l'injection pour la nuit *Chandra*.

ETAT		$\Phi(0)$ [10^{42} s^{-1}]	$N(0)$ [cm^{-3}]	$\Phi(Z_0)$ [10^{42} s^{-1}]	$N(Z_0)$ [cm^{-3}]	Q_0 [s^{-1}]
flare	Max.	1.28	3510	29.6	800	7.0
	Moy.	1.57	4303	22.8	600	6.5
	Min.	1.67	4590	5.56	150	3.0
quiescence		1.57	4295	2.10	55	1.4

TAB. 13. Paramètres de la fonction d'injection (Eq. 59.396) utilisée pour la simulation de la courbe de lumière de la nuit *Chandra*.

t_{max} [s]	A	τ_r [s]	τ_d [s]	κ
8300	0.80	2300	1200	2
11500	0.34	1200	700	3
13500	0.22	1000	800	3
21500	0.13	4500	2000	2

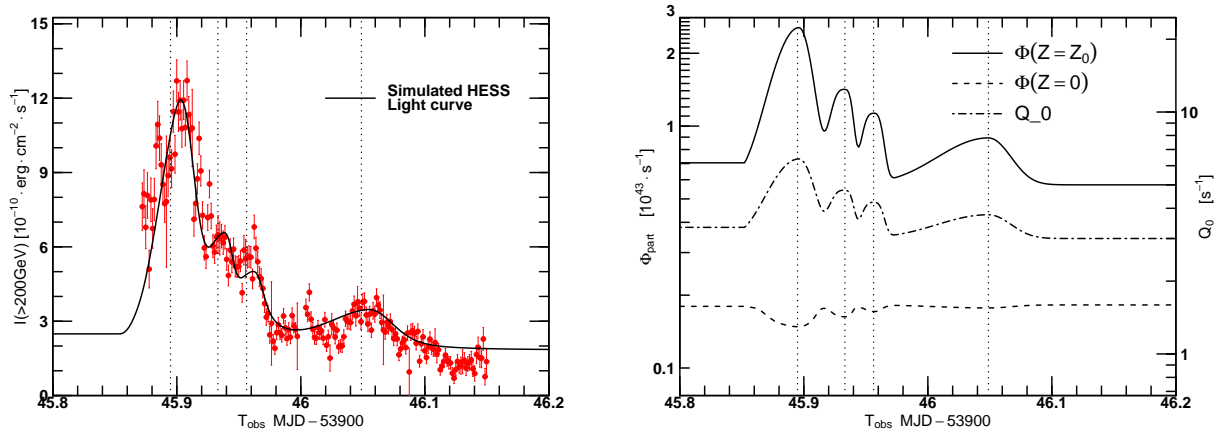


FIG. 54. *A gauche:* courbe de lumière H.E.S.S. au-delà de 200 GeV pour la nuit *Chandra* (points rouges), superposée au résultat du modèle (ligne continue). *A droite:* fonction d'injection utilisée pour cette simulation; le flux de particules injectées est représenté en ligne tiretée pointillée, le flux de particules à l'altitude Z_0 en ligne continue, et le taux de chauffage en ligne tiretée. Les lignes pointillées verticales indiquent la position des maximums t_{max} des 5 composantes de la fonction d'injection.

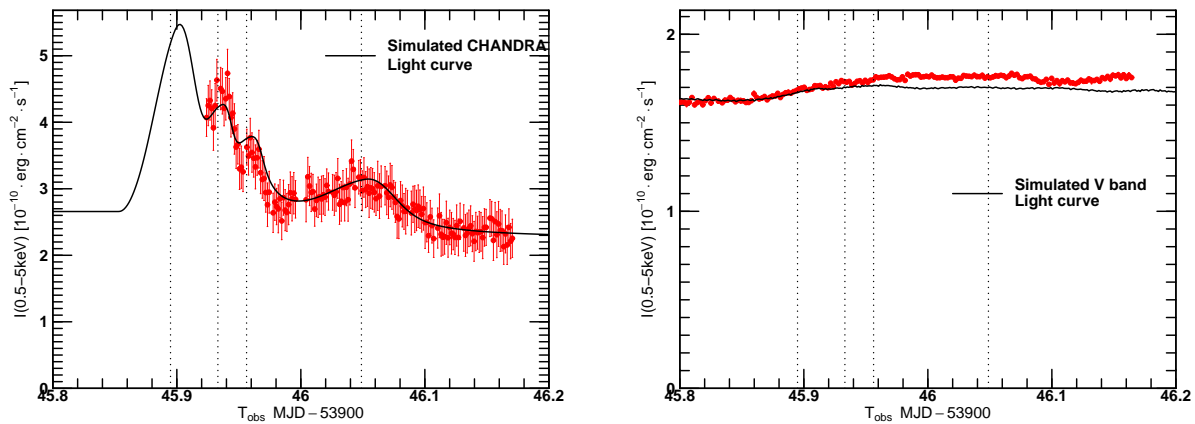


FIG. 55. *A gauche:* courbe de lumière mesurée par le télescope *Chandra* (0.5-5 keV) simultanément à H.E.S.S. (points rouges), superposée au résultat du modèle (ligne continue). *A droite:* courbe de lumière en bande V mesurée par l'observatoire de Bronberg (points rouges), superposée au résultat du modèle (ligne continue).

La figure 53 montre un spectre instantané issu de la simulation dépendante du temps. J'ai également calculé le spectre moyen sur la période d'observation du télescope *Chandra* (début des observations: MJD 53945.92395 - fin des observations: MJD 53946.17056), et sur la période d'observation de H.E.S.S. (début des observations: MJD 53945.87213 - fin des observations: MJD 53946.14972). Ces spectres sont représentés sur la même figure, en traits pleins. Cela illustre particulièrement bien la différence qui existe entre un spectre instantané et un spectre moyenné sur une période d'observation donnée. L'accord entre modèle et observation est très bon, et montre l'intérêt du modèle pour simuler ce type d'objet. Avec un nombre limité de paramètres, il est possible de reproduire tout le spectre du blazar, de la radio au TeV, en respectant le

comportant temporel de chaque bande d'énergie comme on peut le voir sur les courbes de lumières calculées.

Les courbes de lumière calculée pendant la simulation dépendante du temps ainsi que la fonction d'injection utilisée sont montrées sur les figures 54 et 55. L'accord entre les mesures et les résultats de la simulation en X et au TeV est remarquable. Ces courbes de lumières simultanées apportent des contraintes fortes sur les paramètres du modèle. En effet, la reproduction de ces données simultanées nécessite de régler finement les valeurs du champ magnétique, de la géométrie, ou encore du chauffage.

Le résultat de la simulation en bande V (Fig. 55 à droite), est lui aussi bon, bien que le résultat calculé par le modèle diffère légèrement des données en ne reproduisant pas exactement toute l'augmentation de flux mesuré. Toutefois, ces différences ne sont pas surprenantes et peuvent être aisément attribuées au caractère simpliste du modèle pour lequel tous les paramètres prescrits le sont par des lois de puissance. Vu que l'émission optique se fait sur des échelles spatiales beaucoup plus grandes que l'émission de haute énergie, il est probable que ces lois de puissance qui sont contraintes sur l'émission observée à haute énergie s'écartent de la réalité plusieurs ordres de grandeur plus loin. De plus, des phénomènes non linéaires peuvent jouer un rôle important sur de aussi grandes distances. Néanmoins, il est intéressant de noter que le modèle reproduit l'allure de la courbe de lumière optique, c'est à dire une légère augmentation du flux de quelques pour-cent au moment du flare, suivie d'un pallier, et ce sans montrer aucune variabilité rapide contrairement aux X ou au TeV. Le modèle fournit un cadre d'interprétation intéressant de courbes de lumières simultanées en optique et à haute énergie: du fait de la grande taille d'émission de la composante optique du spectre, les variations rapides observées à haute énergie se trouvent totalement lissées car elles ne contribuent que mineuremment au flux total optique. Le système constitué par notre plasma se propageant dans une structure stationnaire fonctionne en optique comme un filtre passe bas, intégrant les hautes fréquences de variabilité.

L'étude de la fonction d'injection utilisée (Fig. 54 à droite) montre comme pour la nuit du *big flare* l'importance du rôle joué par la création de paires pendant le flare. Je reviendrai un peu plus loin sur ce point, mais il est important de noter qu'alors que le flux de particules injectées à la base du jet ($\Phi(0, t)$) est presque constant, de petites variations dans le taux de chauffage du plasma ($Q_0(t)$) de l'ordre d'un facteur 2 suffisent pour générer d'importantes variations dans le flux de particules dans la zone d'émission de très haute énergie ($\Phi(Z_0, t)$), et, partant, dans les courbes de lumière observées. Enfin, notons que comme pour la nuit du *big flare*, le flux de particules dans le jet est amplifié jusqu'à un facteur ~ 15 , ce qui caractérise l'intense production de paires dans le jet.

§ 62. Comportement spectral

Il est intéressant d'étudier pour le cas de la nuit *Chandra*, l'évolution du spectre de l'objet, et notamment les corrélations prédites par le modèle entre différentes bandes spectrales, car on peut évidemment les comparer directement à ce qui a été réellement observé. Tout d'abord, intéressons nous au comportement des composantes X et TeV du spectre.

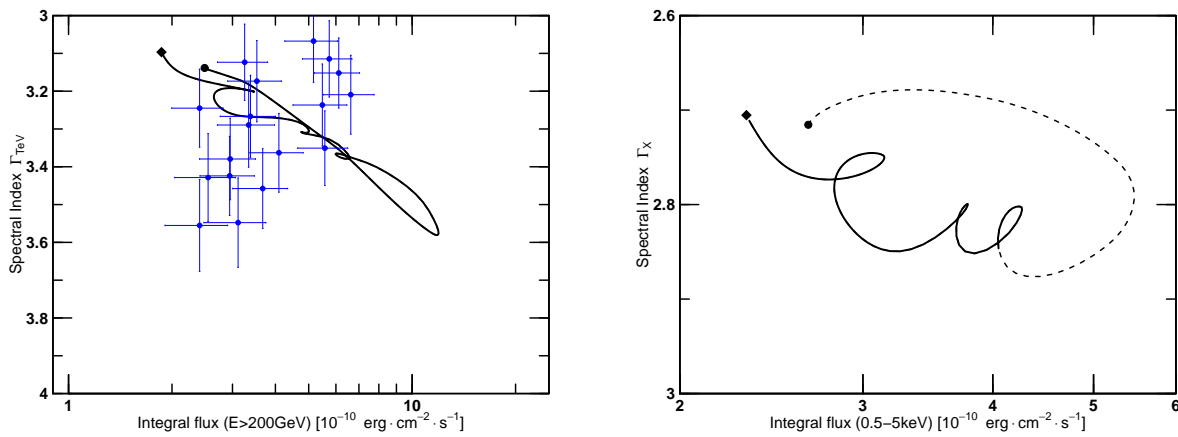


FIG. 56. *A gauche*: Indice spectral au TeV (entre 200 GeV et 2 TeV) en fonction du flux observé au delà de 200 GeV, pour la simulation de la nuit *Chandra*, superposé aux mesures faites lors de la nuit *Chandra* run par run (croix bleues). *A droite*: Indice spectral en X (entre 0.5 et 5 keV) en fonction du flux dans la même bande. Le diamant repère le début de la simulation, le rond la fin de la simulation. La portion de courbe en gras correspond à gauche (resp. à droite) aux instants où H.E.S.S. observe (resp. *Chandra*).

§ 62.1. Relations flux vs indice spectral

On s'intéresse dans ce paragraphe à l'évolution de l'indice spectral en fonction du flux dans une bande d'énergie donnée. On choisi de travailler avec l'indice spectral en photon Γ , défini tel que $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ où N est le flux de photons reçu par l'observateur. C'est ce paramètre qui est généralement extrait des données observationnelles. Pour calculer l'indice spectral d'un spectre généré par le modèle dans une bande d'énergie donnée, on réalise simplement un ajustement du spectre par une loi de puissance dans la bande d'énergie donnée. Dans la suite, on calcule Γ_X l'indice spectral entre 0.5 et 5 keV correspondant au domaine d'observation du télescope *Chandra*, ainsi que Γ_{TeV} l'indice spectral entre 0.2 et 2 TeV correspondant au télescope H.E.S.S.¹⁷

La figure 56 montre à gauche l'indice spectral en fonction du flux au TeV, et à droite en X. On observe immédiatement que dans les deux cas, les spectres calculés deviennent plus mous (l'indice spectral augmente) lorsque le flux augmente. Ce raidissement du spectre est très prononcée au TeV qui montre une variation d'indice ~ 0.4 contre seulement ~ 0.2 en X. De plus, le code prévoit un cycle d'hystérésis en X, mais qui reste difficile à détecter compte tenu des erreurs qui existent actuellement sur la détermination de ces paramètres observationnels.

On dispose de mesures de l'indice spectral au TeV pour chacun des runs enregistrés au cours de la nuit par le télescope H.E.S.S. que j'ai superposé aux résultats de la simulation. Au contraire du modèle, les données semblent montrer un durcissement du spectre avec l'augmentation du flux. Néanmoins, compte tenu des incertitudes sur les mesures de l'indice spectral, cette tendance n'est pas claire pour la nuit *Chandra*. On peut toutefois noter que l'indice spectral moyen simulé est en excellent accord avec l'indice spectral moyen observé.

¹⁷Notons que le calcul de l'indice spectral dépend fortement des bornes du domaine d'énergie considéré car les spectres calculés ont des comportements qui s'éloignent de l'ajustement par une loi de puissance pure. Les bornes choisies sont ici les mêmes que celles des instruments dont les données sont utilisées.

§ 62.2. Relations X vs TeV

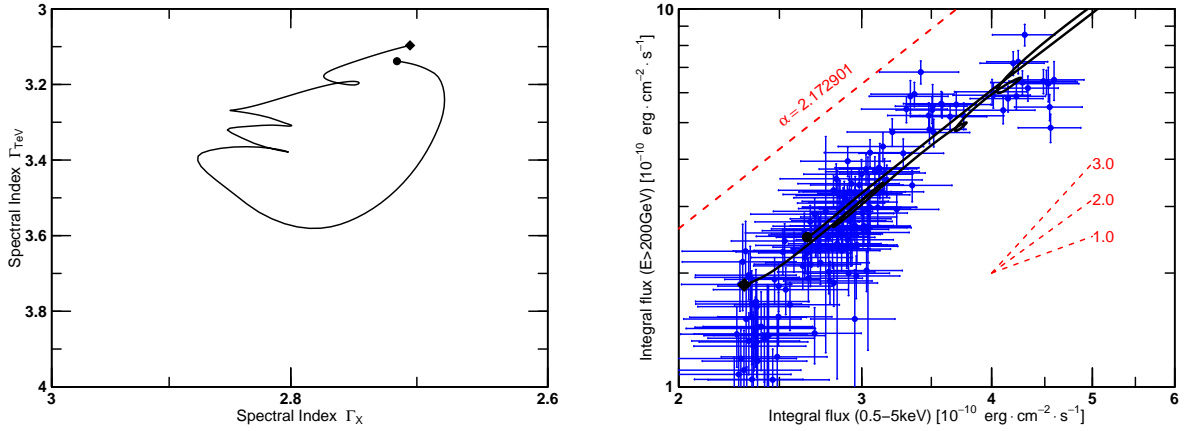


FIG. 57. *A gauche:* Indice spectral au TeV entre 200 GeV et 3 TeV en fonction de l'indice spectral en X, pour la simulation de la nuit *Chandra*. *A droite:* Flux au TeV ($E > 200 \text{ GeV}$) en fonction du flux X (entre 0.5 et 5 keV) mesuré pendant la nuit *Chandra* (en bleu), superposé au résultat de la simulation dépendante du temps, qu'on a ajusté par une loi de puissance d'indice α (pointillés rouges). Le faisceau en pointillés rouges indique les pentes canoniques pour une relation linéaire, quadratique, et cubique entre le flux en X et le flux au TeV. Comme pour la figure 56, le diamant indique le début de la simulation, et le rond la fin de la simulation.

L'étude de la relation entre le flux en X et le flux au TeV apporte lui aussi un diagnostic observationnel important quand au mécanisme physique responsable de l'émission. Pour les modèles SSC une zone , on s'attend à une relation quadratique entre le flux synchrotron (X) et le flux Compton inverse (TeV) dans le cas où la variation de flux est due à une variation du nombre de particules radiatives:

$$F_{\text{Ci}} \propto F_{\text{syn}}^2 \quad (62.400)$$

Dans le cas d'un processus d'émission Compton externe, on a une relation linéaire, et d'autre processus peuvent donner lieu à des relations cubiques entre le flux de la première composante du spectre et le flux de la seconde composante. Il est donc important d'étudier ce que prédit le modèle dans ce domaine.

La figure 57 à droite montre la relation entre le flux en X dans la bande de *Chandra* (0.5-5 keV) et le flux au delà de 200 GeV, pour le résultat de la simulation de la nuit *Chandra*. Le résultat de l'ajustement de ces données par une loi de puissance donne une relation $F_{\text{Ci}} \propto F_{\text{syn}}^\alpha$ avec $\alpha \sim 2.2$. On est donc proche de la relation quadratique entre ces deux observables. Néanmoins, ce résultat est sensible aux bornes de la bande d'énergie utilisée pour calculer le flux. Ainsi, on est plus proche d'une relation quadratique si on considère le flux TeV au delà de 300 GeV au lieu de 200 GeV avec $\alpha \sim 2.0$. Ce résultat n'est pas surprenant car dans notre modèle, l'émission de très haute énergie est similaire à ce qui est calculé pour un modèle SSC une zone car la zone d'émission a une extension de l'ordre du rayon du jet. Donc, en diminuant la borne d'intégration du flux au TeV, on prend en compte de l'émission provenant de partie plus éloignée dans le jet, et on s'écarte alors du comportement des modèles une zone homogènes purs. L'écart à la quadrature dans des mesures observationnelles peut donc être interprété comme une

conséquence de la stratification du jet, bien que cet effet soit difficile à quantifier et à discerner des nombreux autres effets possibles.

La figure 57 à gauche montre quand à elle la relation entre l'indice spectral en X et au TeV. Ce diagramme montre un cycle d'hystérésis qu'il serait intéressant de mettre en évidence dans les données. Toutefois, les barres d'erreur observationnelles sont aujourd'hui trop grandes pour détecter un tel cycle d'hystérésis s'il existe.

§ 63. Corrélations temporelles

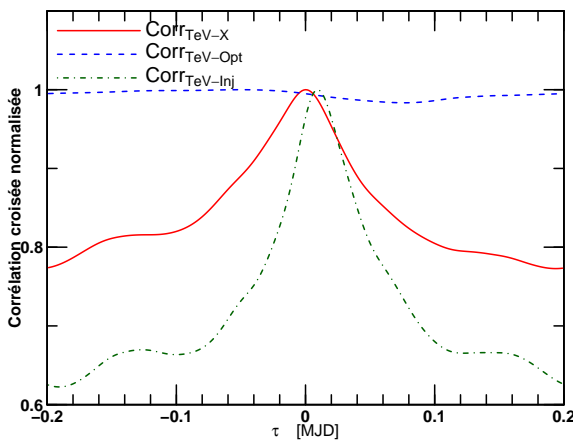


FIG. 58. Fonctions de corrélation normalisées à leur maximum (voir texte).

L'étude des fonctions de corrélation temporelle entre les courbes de lumière à différentes énergies fournit également des indications importantes sur le modèle. Il est notamment intéressant de savoir si le modèle prédit des retards significatifs entre les courbes de lumière de différentes bandes spectrales. Je rappelle ici la définition de la fonction de corrélation $Corr_{f-g}(\tau)$ entre deux fonctions dépendantes du temps $f(t)$ et $g(t)$:

$$Corr_{f-g}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)g(t-\tau)dt \quad (63.401)$$

La position τ_{\max} du maximum de cette fonction indique le temps de retard de f sur g . Les courbes de lumière calculées par le modèle étant bornées dans le temps, on utilise une astuce numérique qui consiste à supposer les courbes de lumière périodiques de période la durée de la simulation. On s'intéresse à la fonction de corrélation normalisée à son maximum. La figure 58 montre les fonctions de corrélation normalisées entre les courbes de lumière au TeV et en X (courbe pleine rouge), les courbes de lumière au TeV et en optique (courbe tiretée bleue), et la courbe de lumière au TeV et la fonction d'injection (courbe tiretée-pointillée verte).

On identifie immédiatement un retard entre la courbe de lumière au TeV et l'injection de particules. Numériquement, ce retard vaut ~ 800 s. Cette valeur caractérise le temps nécessaire (dans le référentiel de l'observateur) au processus de création de paires pour augmenter le flux de particules et produire l'émission observée à haute énergie. Comme attendu pour un modèle SSC classique, le code ne prévoit aucun délai entre l'émission TeV et X: la fonction de corrélation $Corr_{TeV-X}$ pique en $\tau = 0$ s. C'est ce qui est d'ailleurs observé sur la période de la nuit *Chandra*. Par contre, il existe bien un décalage entre le TeV et l'optique, avec une fonction de

corrélation qui pique pour un temps de retard $\tau \sim 4.4$ ks. Ceci est une conséquence directe de la stratification du jet. Néanmoins, la corrélation n’est pas très forte et peut être sur-interprétons nous la signification du maximum dans la fonction de corrélation croisée.

§ 64. Discussion

Les résultats obtenus avec le modèle de jet stratifié pour la modélisation d’observations simultanées dans plusieurs bandes d’énergie montre la pertinence du modèle utilisé pour reproduire ce type d’observation. Cela montre également l’importance d’avoir des données réellement simultanées (et non pas seulement contemporaines) pour contraindre les modèles, vu les échelles de temps de variabilité observées. Evidemment, l’accord entre simulations et observations n’est pas rigoureusement exact. On peut notamment remarquer des écarts au modèle dans la courbe en X et au TeV. Par exemple, le flux du premier pic dans la courbe de lumière *Chandra* est un peu sous estimé, alors que le pic associé au TeV est surestimé. On observe la situation inverse pour le pic suivant. En fin de simulation, le flux TeV est aussi surestimé.

Néanmoins, ces petites différences ne remettent pas en cause la validité du modèle. Il faut plutôt y voir les effets des approximations faites dans le modèle. Par exemple, l’hypothèse qui stipule que la géométrie du jet est stationnaire pendant un flare est sans doute caduque. Il est très probable que les épisodes d’explosion de paires mis en évidence pendant un flare aient un effet sur la géométrie du faisceau de paire. Si tel est le cas, on peut alors attribuer le faible niveau de flux observé au TeV en fin de simulation à un élargissement de la structure dans laquelle se propage le faisceau de paires. Un tel élargissement conduirait alors à une diminution du flux Compton inverse à flux synchrotron constant, comme ce qui est observé. Toutefois, le code actuel ne permet pas de tenir compte de tels effets, qu’il faudrait en plus prescrire à la main, à défaut d’avoir une prescription physique convenable de l’interaction entre le faisceau de paires et le jet MHD qui les collimate. Cette question fait d’ailleurs l’objet d’une étude de la part de Gareth Murphy, dans le cadre d’un projet ANR dirigé par Pierre-Olivier Petrucci. Toutefois, la difficulté numérique du problème est telle que ce travail n’a pas encore abouti. Le problème est de traiter avec un code MHD l’interaction entre un fluide ultra relativiste et un fluide classique, en tenant compte de la production de paires qui peut se déclencher. Les échelles de temps en jeu sont tellement différentes qu’il est extrêmement difficile de résoudre ce problème.

On peut également critiquer le comportement spectral du modèle, qui reproduit difficilement les tendances qui sont observées. Néanmoins l’indice spectral du spectre moyen est cohérent avec ce qui est mesuré lors de la nuit *Chandra*. On a déjà vu que le comportement spectral pouvaient être influencé par le choix de la fonction d’injection. Si le code permettait d’utiliser un chemin quelconque dans le plan des paramètres d’injection, nous pourrions obtenir des solutions plus proches de ce qui est observé. De plus, le comportement spectral pâtit certainement de l’approximation qui est faite sur la distribution en énergie des particules, qu’on suppose homogène et en pile-up à chaque altitude du jet. Il est probable que, le chauffage provenant des bords du jet, il existe une stratification radiale de la distribution de particules. Cet effet pourrait déformer la fonction de distribution des paires à une altitude donnée, pour donner finalement quelque chose ressemblant à une loi de puissance, résultat de la convolution de pile-up dont les paramètres varient radialement dans le jet.

Ainsi, il existe de nombreuses pistes à explorer permettant d'améliorer le modèle, et qui ne remettent pas en cause le principe du modèle et les conclusions qu'on peut en déduire. Aussi, il est important d'insister sur les réussites du modèle, qui permet de reproduire simultanément le spectre entier de PKS 2155–304, de la radio jusqu'au TeV, en reproduisant correctement les variabilités simultanées observées en optique, X et TeV. Nous n'avons pas besoin d'invoquer des facteurs de Lorentz aussi élevés que ce qui est déduit des modèles une zone, ce qui va dans le sens d'une "réconciliation" entre les observation au TeV, et les conclusions déduites d'autres études sur les AGN. De plus, on peut voir dans le processus de création de paires calculé par le modèle une origine possible à la variabilité rapide qui est observée au TeV.

5. Evolution du plasma de paires

§ 65. Contenu énergétique du jet

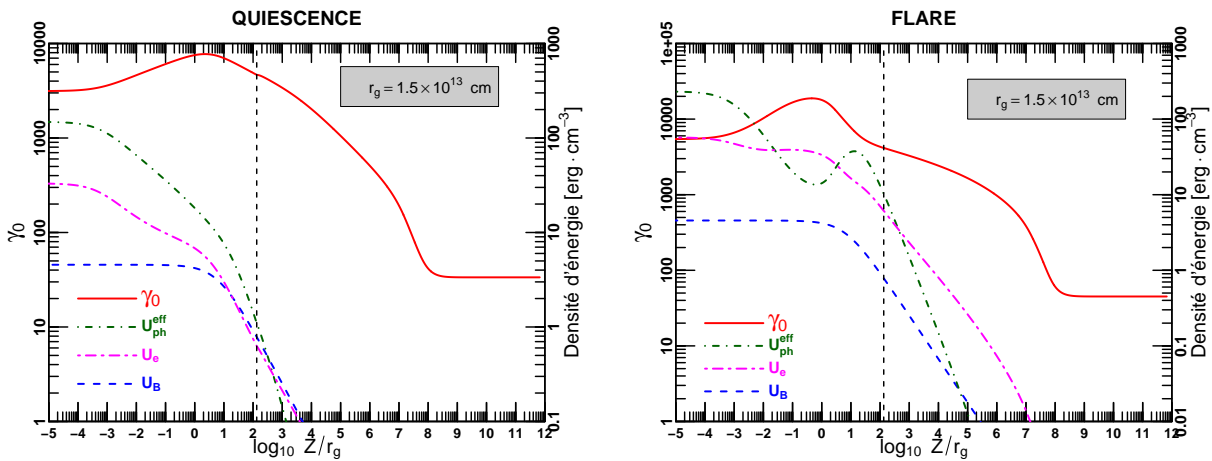


FIG. 59. Evolution du facteur de Lorentz de la pile-up γ_0 (ligne rouge continue), de la densité d'énergie du champ magnétique U_B (ligne tiretée bleue), du champ de photons sous la limite Klein-Nishina $U_{\text{ph}}^{\text{eff}}$ (ligne tiretée pointillée verte), et de celle du plasma de paires U_e (ligne tiretée magenta). A gauche, pour la solution de l'état quiescent, à droite pour la solution de l'état de flare. La ligne pointillée verticale indique la position Z_0 dans le jet.

L'étude de l'évolution du contenu énergétique du jet fournit des informations pour comprendre le fonctionnement du modèle et les particularités des solutions de flare et de quiescence. La figure 59 montre, pour la solution de l'état de flare (à droite) et pour celle de l'état de quiescence (à gauche), l'évolution de la densité d'énergie magnétique dans le jet $U_B = B^2/8\pi$, de la densité d'énergie de photons sous la limite Klein-Nishina $U_{\text{ph}}^{\text{eff}} = \frac{4\pi}{c} \int_0^{v_{\text{kn}}} d\nu I_{\nu}^{\text{syn}}(\nu)$, ainsi que de la densité d'énergie du plasma de paires $U_e = 3n_e\gamma_0 m_e c^2$. U_B et $U_{\text{ph}}^{\text{eff}}$ interviennent respectivement dans le calcul du refroidissement synchrotron et Compton inverse du plasma de paires (Eq. 41.261 page 106). L'altitude dans le jet est montrée en échelle logarithmique, en unité de $r_g = GM_{\text{bh}}/c^2$, le rayon gravitationnel du trou noir de masse M_{bh} . Pour un trou noir de 10^8 masses solaire, ce dernier vaut $r_g = 1.5 \times 10^{13}$ cm. On a repéré la position de l'altitude Z_0 par

une ligne verticale pointillée¹⁸. Le facteur de Lorentz d'équilibre de la pile-up γ_0 , la température relativiste du plasma résultat du calcul de l'équilibre entre chauffage et refroidissement radiatif à chaque altitude dans le jet, est tracée en rouge.

Dans les parties internes du jet ($z \ll Z_0$), les paramètres comme le rayon, le champs magnétique et le taux de chauffage sont relativement constants, et le refroidissement des particules est dominé par le processus Compton inverse ($U_{\text{ph}}^{\text{eff}} \gg U_B$). Un calcul rapide montre que dans les deux cas (flare et quiescence), le rayonnement Compton inverse se fait en régime Klein-Nishina. Donc, lorsque γ_0 augmente, la coupure Klein-Nishina ($\sim 1/\gamma_0$) diminue, ce qui a pour effet de diminuer la densité de photons effective impliquée dans le processus Compton. L'efficacité du refroidissement diminue donc, et γ_0 augmente d'autant plus. Ceci explique l'anticorrélation que l'on observe entre $U_{\text{ph}}^{\text{eff}}$ et γ_0 . Dans le cas de l'état de flare (graphique de droite de la figure 59), le chauffage initial est plus fort que dans l'état de quiescence (graphique de gauche), et la température maximale atteinte par le plasma dans le jet est plus élevée.

Puis le chauffage commence à décroître à l'approche de Z_0 ce qui fait diminuer le facteur de Lorentz de la pile-up. Alors le refroidissement synchrotron redevient non négligeable pour devenir prépondérant plus loin dans le jet. Pour les grandes valeurs de z , on observe une stabilisation de la température du plasma. En effet, à grande distance, le temps caractéristique de refroidissement devient plus grand que le temps caractéristique de déplacement dans le jet. La température du jet est alors gelée.

L'étude de la densité d'énergie du plasma U_e (ligne tiretée magenta sur la figure 59), comparée à celle du champ magnétique U_B (ligne tiretée bleue sur la même figure) nous renseigne également sur les propriétés des solutions d'état de flare et de quiescence. Pour les deux solutions, il apparaît que le jet est en sub-équipartition à sa base: $U_e > U_B$ pour $z \ll Z_0$. Le plasma de paires tirant son énergie de la turbulence magnétique, et la densité d'énergie magnétique calculée concernant la composante ordonnée du champ magnétique, ceci signifie que dans nos solutions, le jet est dominé à sa base par un champ magnétique turbulent qui accélère fortement les particules: $\delta B \gg B$. Plus loin dans le jet, à partir de Z_0 et au-delà, les solutions de flare et de quiescence se différencient. Le jet de la solution de quiescence passe en situation d'équipartition, alors que la solution de flare est maintenue en régime de forte sub-équipartition. Ces résultats sont à mettre en regard des observations radio de blazars qui montrent ces derniers en sub-équipartition. Cela s'interprète très bien dans le cadre de notre modèle, si on considère que cette émission radio provient majoritairement de l'émission d'anciens flare qui se sont propagés dans le jet en se maintenant en forte sub-équipartition.

§ 66. Rôle de la création de paires

§ 66.1. Densité de particules dans le jet

Pour finir, étudions à présent l'évolution de la densité de paires dans le jet. Pour cela, il faut s'intéresser à l'évolution du flux de particules $\Phi_e = n'_e \beta_b \Gamma_b S$, qui reste constant en absence de création de paires (Eq. 40.255 page 105). La figure 60 montre l'évolution du flux de particules

¹⁸Je rappelle que dans le code, on fixe les conditions "aux limites" du plasma en Z_0 . Puis on propage les équations régissant le plasma de paires en aval et en amont de ce point, ce qui permet de remonter aux vraies conditions initiales à la base du jet.

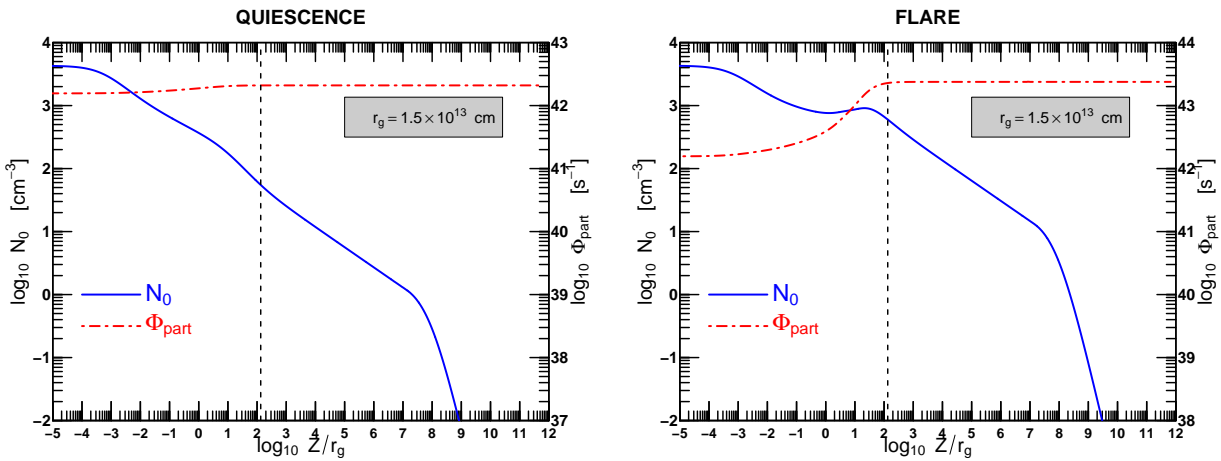


FIG. 60. Evolution de la densité de particules (ligne bleue continue) et du flux de particules (ligne tiretée pointillée rouge) dans le jet, pour la solution de l'état quiescent (à gauche), et pour la solution de l'état de flare (à droite). La ligne pointillée verticale indique la position Z_0 dans le jet.

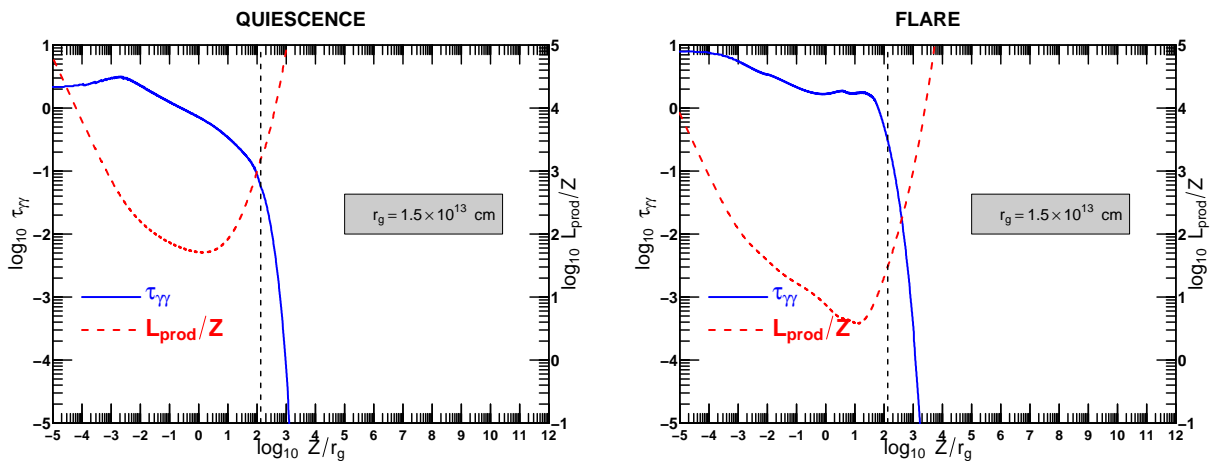


FIG. 61. Evolution de l'opacité (ligne bleue continue) et de la longueur caractéristique de production de paires (ligne rouge tiretée), normalisée par la position dans le jet qui est aussi la taille caractéristique du jet à une altitude donnée (voir texte). A gauche, pour la solution de l'état quiescent, à droite pour la solution de l'état de flare. La ligne pointillée verticale indique la position Z_0 dans le jet.

dans le jet (courbe pointillée rouge) et de la densité de particules (ligne continue bleue). On observe immédiatement sur le graphique de droite que la production de paires joue un rôle important dans la solution de l'état de flare, pour laquelle le flux de particules asymptotique est amplifié d'un facteur $\gtrsim 20$ par rapport au flux injecté initialement à la base du jet. Pour la solution de l'état de quiescence, ce facteur d'amplification est lui $\lesssim 2$. L'étude de l'opacité dans le jet $\tau_{\gamma\gamma}$, mais surtout de la longueur caractéristique de production de paires ℓ_{prod} permettent de comprendre que les conditions dans le jet sont plus favorables à une forte création de paires dans le cas de l'état de flare.

La figure 61 montre en ligne continue bleue l'évolution de l'opacité à la création de paires à la fréquence du pic d'émission Compton inverse (échelle de gauche). On remarque premièrement que les parties les plus internes du jet sont opaques au rayonnement du pic d'émission Compton,

avec une opacité $\tau_{\gamma\gamma} \gtrsim 1$. Les photons gamma créés dans cette zone seront donc absorbés pour générer de nouvelles paires et augmenter le nombre de particules dans le jet. Mais la prise en compte de ce seul paramètre n'est pas suffisante pour caractériser la création de paires dans le jet. En effet, si $\tau_{\gamma\gamma} > 1$ implique qu'un photon de haute énergie a une forte probabilité d'être absorbé et de créer une nouvelle paire, cela ne nous apprend pas combien de paires sont créées par unité de temps qui dépend du flux de photons. La longueur caractéristique de création de paires $\ell_{\text{prod}}(z) = cn_e/\dot{n}_{\text{prod}}$ (Eq. 48.357 page 120), comparée à la taille caractéristique $\ell_{\text{car}}(z)$ du jet, est une grandeur beaucoup plus pertinente pour cela. Comme la géométrie du jet est définie par une loi de puissance, la longueur caractéristique d'une tranche de jet d'altitude z est tout simplement cette altitude elle-même: $\ell_{\text{car}}(z) \simeq z$. Si $\ell_{\text{prod}}(z) \gg \ell_{\text{car}}(z)$, la production de paires, bien que présente, restera négligeable car n'augmentant pas notablement le flux de particules. La courbe rouge de la figure 61 montre l'évolution du rapport $\ell_{\text{prod}}(z)/z$ (échelle de droite), et permet de se rendre compte que dans la solution de flare (graphique de droite), ce rapport atteint des valeurs proches de l'unité pour lesquelles le flux de particules est fortement amplifié. La production de paires est alors importante. Ailleurs dans le jet, ce rapport est très grand devant 1, et, bien que la valeur de l'opacité soit élevée, la production de paires est négligeable dans ces zones.

On en déduit donc que dans nos solutions, la création de paires a lieu dans les parties internes et opaques du jet, et ce jusqu'à ce que le jet devienne transparent aux rayonnement gamma (avant Z_0). Dans notre modèle, il est donc nécessaires d'avoir un petit peu d'opacité pour créer les paires qui seront responsables de l'émission de haute énergie, puis, en se propageant dans le jet, de l'émission de plus basse énergie.

§ 66.2. Quel mécanisme possible pour la variabilité des blazars?

Les observations de variabilité rapide au TeV posent le problème de leur interprétation physique. Aujourd'hui, l'hypothèse la plus en vogue consiste à invoquer l'existence de chocs relativistes dans le jet associés à ces épisodes de flares. Cette hypothèse découle des modélisations homogènes une zone, pour lesquelles la zone d'émission est associée à un choc relativiste qui accélère le plasma. Toutefois, outre les problèmes que posent les modèles une zone homogènes avec les grands facteurs de Lorentz nécessaire pour observer l'émission gamma, il existe également des problèmes théoriques pour expliquer l'accélération des particules. Il semble en effet que le processus d'accélération de Fermi dans les chocs relativistes ne soit pas un processus efficace pour obtenir les populations de leptons suprathermiques nécessaires à l'explication des observations (voir Pelletier *et al.* (2009) et références incluses). Ainsi, ces deux problèmes théoriques remettent en question l'interprétation classique qui est faite de la variabilité. Comme je vais le montrer dans la suite, le modèle de jet stratifié apporte de son côté une interprétation originale de ce phénomène, qui, bien qu'elle soulève aussi un certain nombre de questions, apparaît à mes yeux comme plus convaincante.

Pour nous en rendre compte, intéressons nous à l'évolution du rapport entre le flux de particules injectées à la base du jet, et le flux de particules asymptotiques, Φ_∞/Φ_0 , en fonction des paramètres d'injection. Ce rapport valant 1 lorsque la création de paires est négligeable, nous permet de quantifier l'importance de la création de paires. J'ai donc évalué ce rapport pour des solutions stationnaires définies par la même géométrie que celle calculée pour PKS2155–304,

mais pour lesquelles je fait varier les paramètres d'injection, c'est à dire le taux de chauffage Q_0 et le flux de particules injectées Φ_0 .

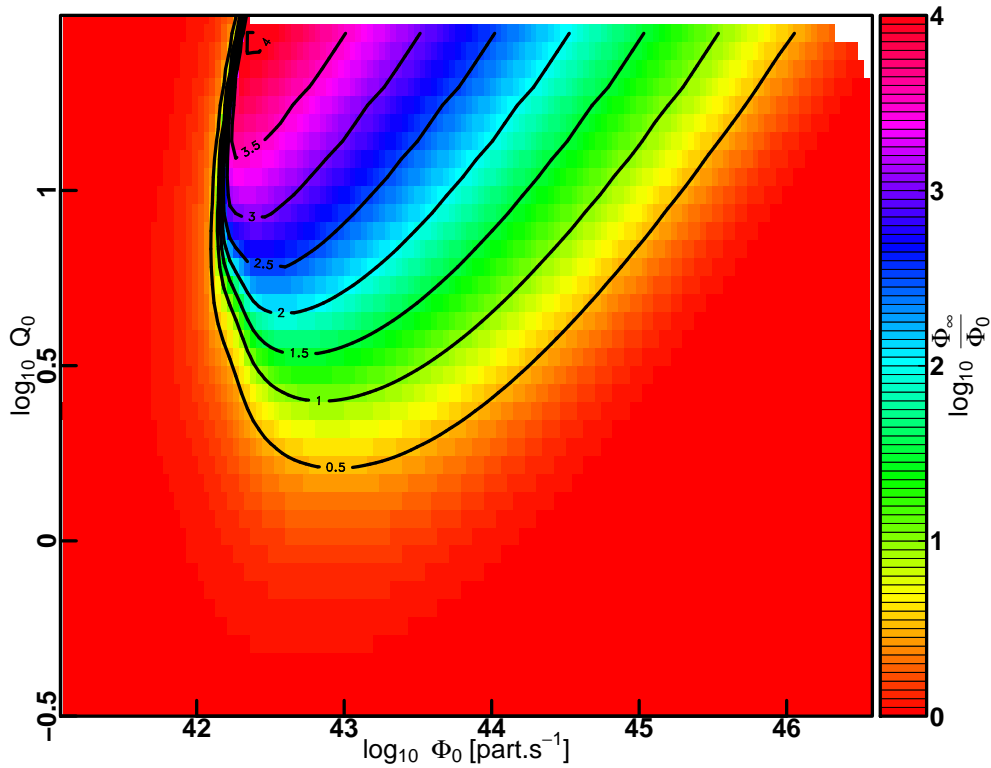


FIG. 62. Carte du logarithme du rapport entre le flux de particules injectées Φ_0 et le flux de particules asymptotiques Φ_∞ , en fonction des deux paramètres de l'injection, pour la géométrie de jet calculée pour PKS 2155–304. On a tracé en traits continus les contours d'iso-rapport.

La carte de couleur de la figure 62 montre le résultat de ce calcul. Cette figure met immédiatement en évidence que dans certaines zones de l'espace des paramètres (Φ_0, Q_0) , la production de paires est quasiment nulle ($\Phi_0 \sim \Phi_\infty$), alors que dans d'autres régions, cette dernière peut être particulièrement intense avec des facteurs d'amplification du flux de particules atteignant 10^3 à 10^4 . Plus intéressant, on identifie également un domaine de l'espace des paramètres pour laquelle l'amplification du flux de particule devient très raide. Ainsi, si on se positionne à $Q_0 = 1$ à gauche de la carte et qu'on augmente progressivement le flux de particules injectées à la base du jet, il existe une valeur critique de l'injection ($\Phi_0^{\text{crit}} \simeq 10^{42.1}$) au-delà de laquelle la production de paires s'emballe et devient rapidement catastrophique, avec un facteur d'amplification atteignant 10^3 pour un flux de particules injectées $\Phi_0 \simeq 10^{42.2}$. Ainsi, la figure 62 met en évidence des zones de l'espace des paramètres où le modèle devient extrêmement sensible aux conditions initiales, c'est à dire chaotique.

Ce phénomène, déjà mis en évidence par Ludovic Saugé dans sa thèse, est confirmé par mon modèle. Il intervient dès lors que les particules issues de la création de paires sont réaccélérées et participent alors à la création de nouvelles paires. Toutefois, le modèle de Ludovic considère un réservoir d'énergie fini pour accélérer les paires, ce qui a pour effet de stopper le processus lorsque ce réservoir est épuisé. Mon modèle quand à lui considère un réservoir d'énergie infini,

ce qui fait que la création de paires n'est pas limitée par la quantité d'énergie disponible et peut alors atteindre des valeurs très importantes et qui ne sont certainement pas physiques.

J'ai également calculé la valeur du χ^2 du modèle pour les observations H.E.S.S. en état de flare et en état de quiescence, pour chaque points de la grille de paramètres d'injection. La figure 63 montre les contours du χ^2 pour les deux états, superposé à la carte de rapport Φ_∞/Φ_0 . Il apparaît immédiatement que les deux états se situent à des endroits distincts de l'espace des paramètres d'injection.

L'état de quiescence (contours en pointillés sur la figure 63) occupe une grande zone de l'espace des paramètres, pour lesquels la production de paires est faible. La variation des paramètres de l'injection dans ce domaine donnera lieu à des variation linéaires du spectre modérées. Au contraire, l'espace des paramètres correspondant à l'état de flare (contours en continu sur la figure 63) est beaucoup plus restreint, et est situé exactement dans la zone chaotique définie précédemment, caractérisé par une création de paires importante, et pour laquelle de petites variations des paramètres de l'injection donnent lieu à de grandes modifications de l'état asymptotique du jet.

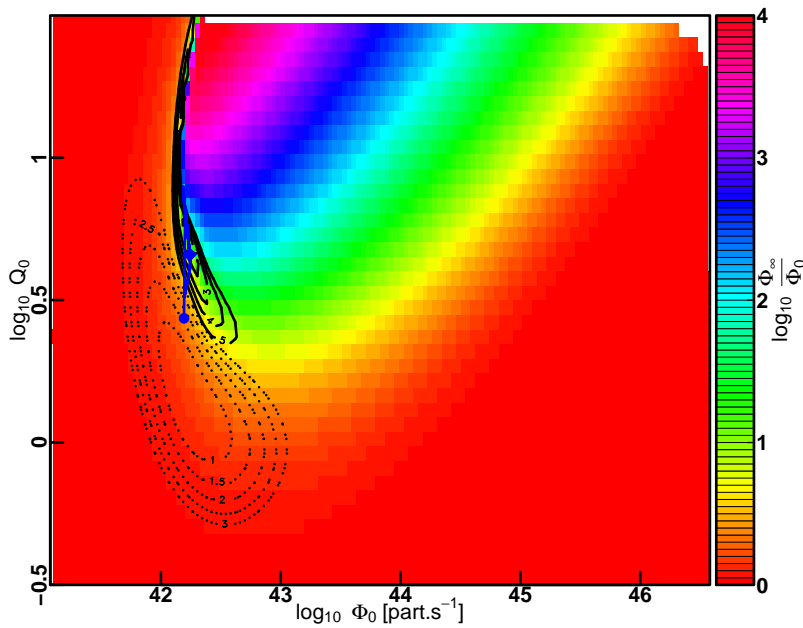


FIG. 63. Comme pour la figure 62, carte du rapport des flux de particules entre la base du jet et son extrémité en fonction des paramètres d'injection à la base du jet. Ici, les contours en traits pleins (resp. pointillés) indiquent les valeurs du χ^2 pour l'état de flare (resp. pour l'état de quiescence). Le trait bleu indique la fonction d'injection ($Q_0(\Phi_0(t))$) utilisée pour la nuit du *big flare* (Eq. 59.396). Le diamant indique le début de la simulation, et le rond la fin.

Partant d'une solution de l'état de quiescence, la transition vers l'état de flare peut alors s'interpréter par une augmentation du taux de chauffage, faisant passer l'objet d'une région de l'espace des paramètres relativement calme vis à vis de la production de paires, à une région instable et extrêmement sensible aux conditions initiales, dans laquelle l'objet montrera des variations très rapides dans la courbe de lumière pour de petites fluctuations des conditions initiales.

J'ai également superposé sur cette figure la fonction d'injection $Q_0(\Phi_0(t))$ ajustée pour reproduire la courbe de lumière de la nuit du *big flare* (Eq. 59.396). La fonction d'injection choisie décrit un trajet à flux de particules injectée constant pendant l'état de flare. La figure 64 montre la même information, mais cette fois-ci en fonction du taux de chauffage Q_0 et de la densité de particules N_0 à l'altitude Z_0 , ce qui permet de visualiser un peu mieux l'évolution de la fonction d'injection sur la surface définie par le rapport Φ_∞/Φ_0 . La fonction d'injection évolue donc dans

un domaine où la création de paires amplifie le flux de particules par plus d'un facteur 10, avant de revenir vers le domaine de l'état de quiescence en fin de simulation. Le chemin dans ce plan a été choisi pour des raisons de facilité de programmation numérique, comme étant une droite dans le plan ($\log Q_0; \log N_0$). Il est possible que d'autres chemins reproduisent également les courbes de lumières observées. On aura par contre un comportement spectral différent. C'est ce type d'observable qui pourrait être utilisées pour déterminer un chemin donnant un accord optimal avec les données, lorsque le code pourra calculer des courbes de lumières avec des fonctions d'injection parcourant un chemin arbitraire dans l'espace des paramètres d'injection.

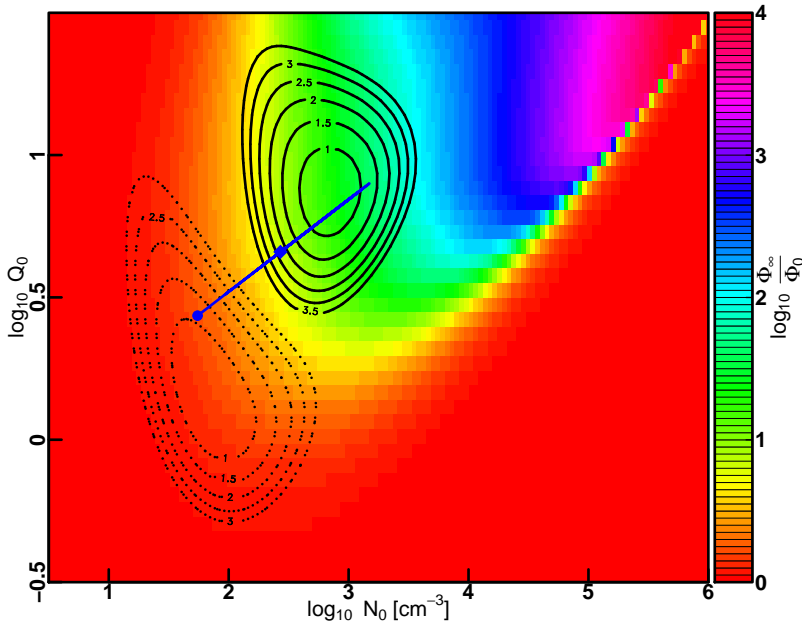


FIG. 64. Comme pour la figure 62, carte du rapport des flux de particules entre la base du jet et son extrémité, mais en fonction du taux de chauffage Q_0 et de la densité de particules à l'altitude Z_0 N_0 . Comme pour la figure 63, les contours en traits pleins (resp. pointillés) indiquent les valeurs du χ^2 pour l'état de flare (resp. pour l'état de quiescence). Le trait bleu indique la fonction d'injection ($Q_0(N_0(t))$) utilisée pour la nuit du *big flare* (Eq. 59.396).

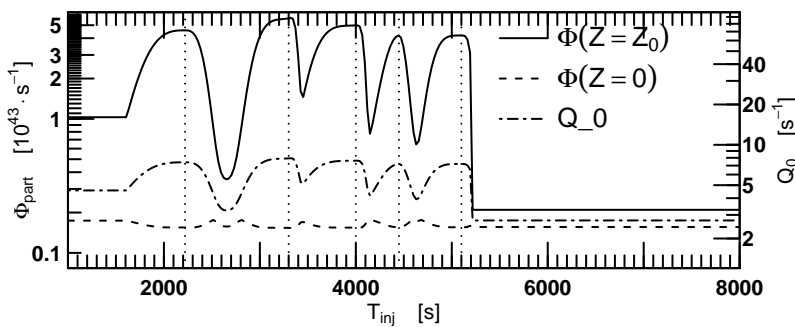


FIG. 65. Fonction d'injection utilisée pour la simulation de la nuit du *big flare*.

Comme je l'ai déjà mentionné, le code ne prend pas en compte le fait que les paires ne disposent que d'un réservoir d'énergie fini, ce qui aurait pour effet de limiter la création de paires. En absence de ce processus de "feedback" entre les paires et le réservoir d'énergie qui les chauffe ou leur environnement, il n'est pas possible de reproduire avec mon modèle les phénomènes de variabilité sans ajuster de manière *ad-hoc* les conditions à la base du jet. Néanmoins, la fonction d'injection utilisée a quelques caractéristiques qui peuvent être interprétées dans le cadre de l'existence d'un tel processus sous-jacent. En effet, chacune des composantes de la fonction de chauffage $Q_0(t)$ est caractérisée par un temps de montée plus long

que le temps de descente (Tab. 11). Comme on peut le voir sur la figure 65 qui montre la fonction d'injection utilisée pour modéliser la nuit du *big flare*, le taux de chauffage sature pour chacune des composantes, avant de chuter puis de recroître pour produire la composante suivante. Le temps de montée de chacune des composantes peut être associé au temps nécessaire à vider le réservoir d'énergie, qui se re-remplit ensuite, permettant ainsi la génération de la composante suivante.

En conclusion, l'étude des cartes du rapport entre le flux de particules injectées et asymptotiques montrent une interprétation naturelle des changements d'état des blazars. La variabilité à long terme peut s'interpréter comme le déplacement du jet dans le plan des paramètres d'injection Q_0 et Φ_0 . Ce déplacement peut être dû à des changements dans le taux d'accrétion du disque qui lance le jet MHD servant de réservoir d'énergie aux paires, modifiant ainsi les paramètres d'injection comme le taux de chauffage et le flux de particules injectées. On observera alors des variations à long terme de l'activité du blazar relié à la dynamique du disque. Dans le cas où ces changements des paramètres d'injection déplacent le jet dans une zone où le système devient chaotique, on observera alors des épisodes de variabilités rapides déclenchés par l'instabilité du processus de création de paires, comme ceux observés pour PKS 2155–304 avec H.E.S.S. Cette hypothèse est renforcée par le fait que des observations de PKS 2155–304, faites notamment avec le radio-télescope de Nançay, montrent une augmentation du flux en radio à l'échelle de plusieurs mois (voir la figure 66) précédant les observations de H.E.S.S. et se prolongeant ensuite avant de re-décroître. Cette augmentation du flux peut alors être interprétée comme une conséquence de l'augmentation progressive du taux de chauffage des particules, ce qui déplace le jet vers les régions d'intense création de paires dans le plan des paramètres d'injection.

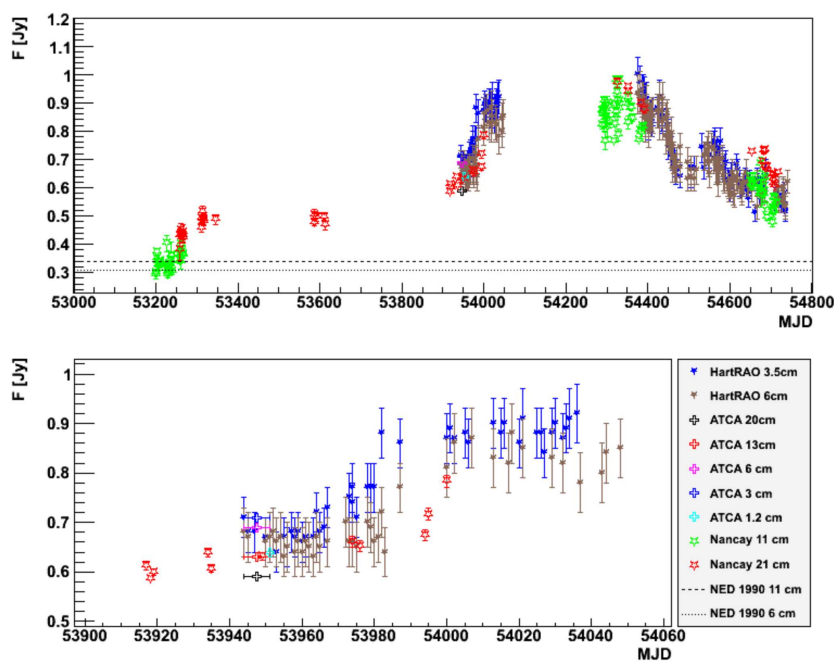


FIG. 66. Courbes de lumière radio à long terme mesurées par les instruments Nançay, ATCA, HartRAO (Aharonian *et al.* 2009 *in prep*).

§ 66.3. Raie d'annihilation des paires

Bien que le modèle montre une image d'ensemble du jet cohérente, sans forte contradiction observationnelle ou théorique, ainsi qu'une interprétation self-consistante et séduisante de la variabilité, il ne fournit pas de prédictions fortes permettant de le discriminer des autres modèles de blazars. Comme l'originalité de ce modèle est d'expliquer la variabilité par la création de paires, générant un énorme flux de paires électrons-positrons, je me suis intéressé à calculer l'énergie libérée par l'annihilation de ces paires lorsque le plasma se sera refroidi et ne sera plus relativiste au terme de sa propagation.

Le calcul est facile à mener, connaissant le flux asymptotiques de particules dans le jet. Une paire s'annihilant donnant lieu à deux photons d'énergie $m_e c^2$, le flux de photons créés dn_{phot}/dt s'exprime naturellement en fonction du flux asymptotiques de particules Φ_∞ :

$$\frac{dn_{\text{phot}}}{dt} = \Phi_\infty \quad (66.402)$$

Et l'énergie libérée par ces photons s'écrit:

$$\frac{dE}{dt} = \Phi_\infty \times m_e c^2 \quad (66.403)$$

En prenant les valeurs numériques de la solution de l'état de flares $\Phi_\infty \simeq 20 \times 10^{42} \text{ s}^{-1}$ (Tab. 11), on calcule que l'énergie libérée par l'annihilation des paires est de l'ordre de $\sim 2 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. Compte tenue de la distance de PKS 2155–304 ($DI = 1.5 \times 10^{27} \text{ cm}$), on attend donc un flux observé sur terre de $\sim 7 \times 10^{-19} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ce flux est malheureusement plusieurs ordres de grandeurs plus petit que ce qui est émis par le jet autour du MeV, et donc toute détection de cette raie d'annihilation est hors de portée.

Partie IV

De l'influence de la collimation des jets

10

Influence de la collimation sur l'apparence des jets relativistes

Plan du chapitre

1. Introduction	171
2. Méthode	175
§ 67. Formalisme.....	175
§ 68. Calcul de la vitesse apparente du jet.....	176
§ 69. Cas test: modélisation d'un jet parfaitement collimaté.....	180
3. Résultats	181
§ 70. Influence du profil de vitesse dans le jet.....	181
§ 71. Influence de l'ouverture géométrique	185
§ 72. Vitesse apparente maximale observable.....	185
4. Discussion	186

1. Introduction

UN EFFET BIEN CONNU QUI CARACTÉRISE les jets relativistes est l'observation de mouvements superluminiques lorsque l'on étudie ces derniers en interférométrie radio (VLBA, VLBI). Ainsi, des campagnes de suivis réguliers de blazars mettent en évidence l'existence de composantes du jet se déplaçant à des vitesses apparemment supérieures à la vitesse de la lumière (Piner *et al.* 2006). Ce paradoxe est en réalité un effet d'optique qui résulte du fait que la lumière se propage à une vitesse finie et qui caractérise les sources se déplaçant à des vitesses proches de celle de la lumière.

Pour comprendre cet effet, considérons une source lumineuse ponctuelle se déplaçant à une vitesse βc le long d'une direction qui fait un angle θ avec la ligne de visée de l'observateur. Les calculs qui vont suivre restent valables dans le cas d'une source non ponctuelle homocinétique, c'est à dire que chacun de ses points se déplacent à la même vitesse (même norme, même direction par rapport à l'observateur). A un instant t_1 , la source est à la distance D par rapport à l'observateur, et émet une impulsion lumineuse. Cette dernière est donc perçue par l'observateur à la date $t_1^{\text{obs}} = t_1 + D/c$. La source émet ensuite une deuxième impulsion lumineuse à un instant t_2 ; à quelle date t_2^{obs} l'observateur la percevra-t-il? Pendant $\Delta t = t_2 - t_1$, la source

s'est déplacée d'une distance $\Delta\ell = \beta c\Delta t$ dans une direction qui fait un angle θ par rapport à l'observateur (voir la figure 67). Ainsi, l'impulsion est émise à une distance $D - \Delta\ell \cos\theta$ de l'observateur, et ce dernier la perçoit alors à la date $t_2^{obs} = t_2 + (D - \Delta\ell \cos\theta)/c$. L'observateur perçoit donc un intervalle de temps entre les deux impulsions qui vaut $\Delta t^{obs} = \Delta t(1 - \beta \cos\theta)$. Pendant cet interval de temps, la source a eu un déplacement apparent sur le fond du ciel valant $\Delta X_{app} = \beta c\Delta t \sin\theta$. Alors la vitesse apparente de la source mesurée par l'observateur est simplement $v_{app} = \Delta X_{app}/\Delta t_{obs}$:

$$v_{app} = c \frac{\beta \sin\theta}{1 - \beta \cos\theta} = c\beta_{app} \tag{66.404}$$

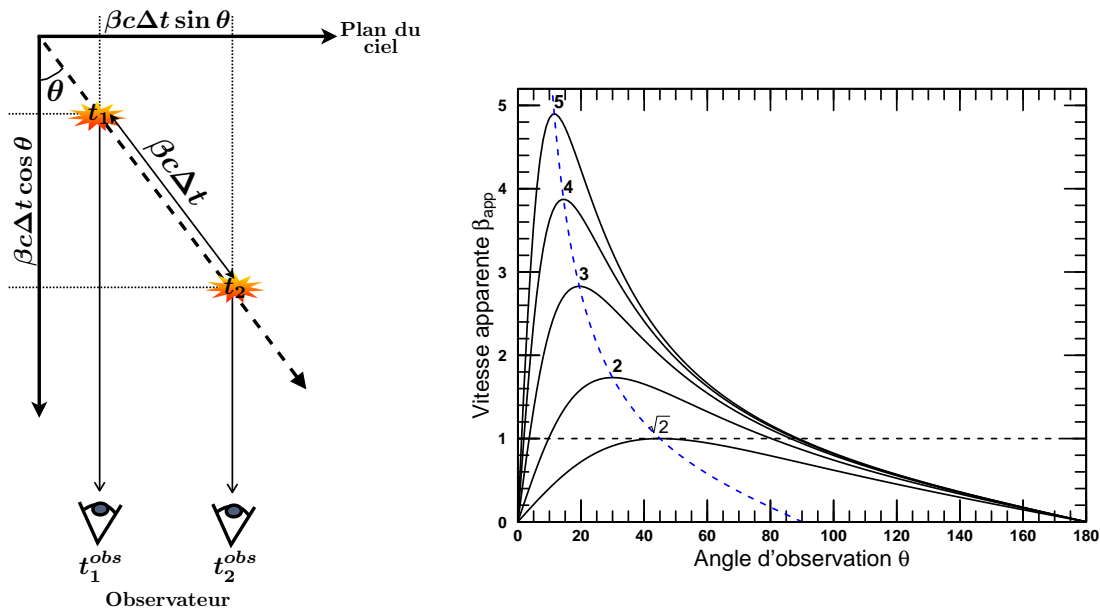


FIG. 67. *A gauche*: schéma explicatif du calcul de la vitesse apparente d'une composante se déplaçant à une vitesse βc dans une direction faisant un angle θ avec la direction d'observation. *A droite*: vitesse apparente en fonction de l'angle d'observation pour différentes valeurs du facteur de Lorentz de la source ($\gamma = \sqrt{2}, 2, 3, 4, 5$). La courbe en pointillés bleus indique la position du maximum de vitesse apparente.

On se rend compte alors que si le mouvement intrinsèque de la source est suffisamment rapide et qu'elle est vue sous un angle approprié, le mouvement apparent devient supérieur à la vitesse de la lumière ($\beta_{app} > 1$). Ces conditions se déterminent aisément analytiquement, et conduisent à :

$$\beta_{app} > 1 \Leftrightarrow \begin{cases} \beta > \frac{\sqrt{2}}{2} \quad \text{ou} \quad \gamma > \sqrt{2} \\ \text{et} \\ \theta < \arcsin\left(\frac{\sqrt{2}}{2\beta}\right) - \frac{\pi}{4} \end{cases} \tag{66.405}$$

Les courbes de la figure 67 montrent l'évolution de la vitesse apparente en fonction de l'angle d'observation θ , pour différentes vitesse de jets. La vitesse apparente est maximale pour $\theta = \arccos(\beta) \approx 1/\gamma$ dès lors que le mouvement est relativiste ($\gamma \gg 1$) avec $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ le facteur de Lorentz de la source. La vitesse apparente maximale vaut alors $\beta_{app}^{max} = \beta\gamma \lesssim \gamma$ et pose donc une limite inférieure à γ .

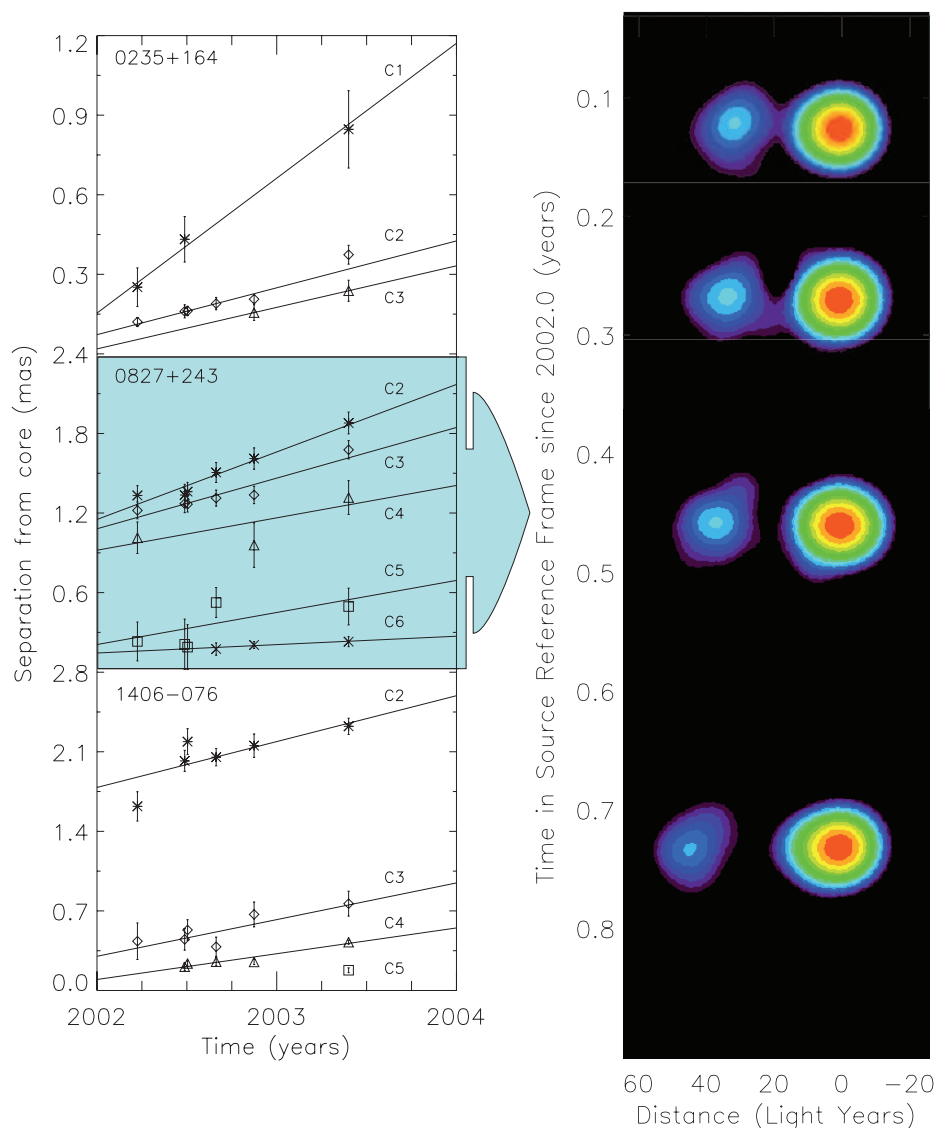


FIG. 68. *A droite:* Evolution en fonction du temps de la composante C3 du jet de 0827+243 à 22 GHz. Cette composante se déplace à $25c$. *A gauche:* Evolution de la position en fonction du temps de composantes du jet de différents blazars (dont la composante C3 de 0827+243 au centre). Les droites sont le résultat de l'ajustement de ces points, dont la pente donne la vitesse de chacune composante. Chacun de ces trois blazars a des composantes superluminiques. Ces figures sont tirées de (Piner *et al.* 2006).

Cet effet a été mis en évidence à maintes reprises dans le cas des blazars. Les blazars les plus rapides ont été “flashés” à des vitesses dépassant $25c$ (voir la figure 68 et Piner *et al.* 2006), mais la plus part d’entre eux ont des vitesses plus faibles autour de $5c$ (Zensus 1997). La vitesse apparente des jets est fortement reliée au facteur de Lorentz et ces observations de mouvements superluminiques associées à la forte amplification Doppler de l’intensité observée indique que ces jets sont pointés en direction de l’observateur. Il est possible de poser des contraintes sur le facteur de Lorentz d’ensemble des particules responsable de l’émission de ces composantes superluminiques, et les études statistiques montrent que la plupart des AGN ont des facteurs de Lorentz de l’ordre de quelques unités ($\gamma \sim 5$).

Les blazars du TeV sont des objets pour le moins étonnants car on n'observe pas ou peu d'objets de cette classe montrant des mouvements superluminiques (voir le tableau 14 tiré de Piner *et al.* 2008). Ceci, interprété dans le cadre de l'explication que j'ai détaillé plus haut, implique un petit facteur de Lorentz pour les composantes observées en VLBI, ou alors un objet vu presque dans l'axe du jet. Cette dernière hypothèse rend alors la détection des blazars du TeV très improbable ce qui se heurte à la statistique (Henri & Saugé 2006). Ces observations de petits facteurs de Lorentz contrastent avec les valeurs de facteurs de Lorentz invoquées pour reproduire le spectre au TeV de ces objets avec les modèles radiatifs. Ainsi, les modèles homogènes une zone nécessitent des facteurs de Lorentz $\gtrsim 50 - 100$ pour le blazar PKS 2155–304 pour concilier temps de variabilité et opacité suffisamment faible pour permettre aux rayons gamma de s'échapper de la source (Begelman *et al.* 2007). Dans le cas d'objets plus calmes que PKS 2155–304, les modèles d'émission homogène nécessitent tout de même des facteurs de Lorentz de l'ordre de quelques dizaines. On a montré que des modèles inhomogènes de jets stratifiés dépendant du temps associés à une distribution de particules piquée permettaient de diminuer substantiellement le facteur de Lorentz minimal requis comparé aux modèles homogènes (Henri & Saugé 2006; Boutelier *et al.* 2008), mais les valeurs trouvées restent encore élevées pour être compatibles avec les mesures déduites des observation VLBI et avec les propriétés statistiques des différentes populations d'AGN (Henri & Saugé 2006).

TAB. 14. Vitesses apparentes dans les blazars du TeV

Source	Composante	Vitesse apparente (en unité de c)	Ref.	Vitesse maximale (en unité de c)
Mrk 421	C4	0.09 ± 0.07	1	0.1 ± 0.02
	C4a	-0.06 ± 0.09	1	...
	C5	0.1 ± 0.02	1	...
	C6	0.03 ± 0.03	1	...
	C7	0.06 ± 0.01	1	...
H1426+428	C1	2.09 ± 0.53	4	2.09 ± 0.53
Mrk 501	C1	0.05 ± 0.18	2	0.54 ± 0.14
	C2	0.54 ± 0.14	2	...
	C3	0.26 ± 0.11	2	...
	C4	-0.02 ± 0.06	2	...
1ES 1959+650	C1	-0.11 ± 0.79	3	0.00 ± 0.04
	C2	0.00 ± 0.04	4	...
PKS 2155–304	C1	0.93 ± 0.31	4	0.93 ± 0.31
1ES 2344+514	C1	1.15 ± 0.46	3	1.15 ± 0.46
	C2	0.46 ± 0.43	3	...
	C3	0.19 ± 0.40	3	...

REFERENCES: (1) Piner & Edwards 2005; (2) Edwards & Piner 2002; (3) Piner & Edwards 2004; (4) Piner *et al.* 2008.

Ces observations qui semblent contradictoires peuvent être réconciliées de différentes manières. Par exemple, le fait que la taille caractéristique de la zone d'émission au TeV

est de plusieurs ordres de grandeurs plus petite que les zones d'émission cartographiées en VLBI, n'exclue pas que le jet décélère fortement entre ces deux échelles spatiales. Ainsi, Georganopoulos & Kazanas (2003) ont proposé un modèle qui permet de reproduire le spectre des blazars du TeV à partir d'un blob de matière décélérant depuis des vitesses très relativistes ($\gamma \sim 15$) jusqu'à des vitesses compatibles avec les observations VLBI ($\gamma \sim 2 - 3$), l'énergie cinétique perdue étant évacuée sous forme de rayonnement dans des chocs.

Henri & Saugé (2006) revisitent les contraintes apportées par la statistique de détection de BL Lacs vs FR-I sur les facteur de Lorentz des jets en travaillant dans le cadre du modèle d'unification des AGN, c'est à dire où les BL Lacs sont les contreparties focalisées des FR-I (Urry & Padovani 1995), mais en considérant des jets à plusieurs composantes en vitesse (comme dans le paradigme du two-flow Pelletier 1985; Sol *et al.* 1989). Ils montrent alors qu'un jet constitué d'une composante rapide ($\gamma \lesssim 10$) associé à une composante plus lente mais toujours relativiste permettent de reproduire de manière satisfaisante les valeurs de contraste de population entre objets focalisés (BL Lacs) et non focalisés (FR-I). Toutefois, subsiste toujours le problème sur la statistique de détection des blazars du TeV qui diminue drastiquement à mesure que le facteur de Lorentz augmente.

Cependant, toutes ces études ont été réalisées en faisant l'approximation que les jets de FR-I sont homocinétiques, et donc parfaitement collimatés ($\theta_j \ll 1/\gamma$ ou encore $\theta_j \approx 0^\circ$). Cette hypothèse est évidemment erronée, et le fait que les jets de blazars ont un angle de collimation non nul a été mis en évidence observationnellement (Jorstad *et al.* 2005). Dans le cas où le jet n'est pas parfaitement collimaté, les expressions permettant de relier la vitesse apparente du jet à ses paramètres cinématiques rappelées au début de ce chapitre ne sont plus valables.

Je vais développer dans le reste de ce chapitre une méthode de calcul de la vitesse apparente d'une composante relativiste ayant une collimation non nulle ainsi qu'une stratification radiale en vitesse. Puis j'appliquerai cette méthode à différents types de profils de vitesses afin d'étudier l'influence sur la détection ou non de mouvements superluminiques et ainsi porter un éclairage nouveau sur l'interprétation de l'absence de mouvements superluminiques pour les blazars du TeV.

2. Méthode

§ 67. Formalisme

Nous considérons dans la suite le cas simple d'une coquille (surface) initialement sphérique, qui se propage à une vitesse relativiste caractérisée par le facteur de Lorentz γ_0 sur l'axe du jet, et une émissivité constante par unité de surface. La collimation géométrique du jet est caractérisée par l'angle θ_j , et nous choisissons différentes distributions de facteurs de Lorentz $\gamma(\theta)$ où θ repère l'angle par rapport à l'axe du jet. La vitesse en un point du jet repéré par l'angle θ est dirigée dans la direction de θ .

Pour un angle d'observation θ_{obs} donné, nous projetons les points du jet observés à un instant donné t_{obs} sur le plan du ciel et déterminons la vitesse apparente β_{app} (en unité de c) de chaque point de la surface. Chaque point de cette surface possède une vitesse intrinsèque de norme et de direction différentes, ce qui fait que chacun de ces points est observé avec une vitesse apparente différente. Pour déterminer la vitesse apparente de la structure, nous calculons l'intensité sur le plan du ciel qui est reliée à l'intensité dans le référentiel de la source par le facteur Doppler

de la source $I = \delta^3 I_0$, et nous cherchons alors la position du maximum d'intensité. La vitesse apparente de la structure est alors définie comme la vitesse apparente du point le plus brillant dans le plan du ciel.

Ainsi, pour un jet caractérisé par une ouverture θ_j , et un facteur de Lorentz γ_0 , nous calculons la vitesse apparente β_{app} pour différents angles d'observation donnés θ_{obs} . Nous déterminons ensuite le maximum de vitesse apparente atteignable avec cette structure $\beta_{\text{app, max}}$, ainsi que le facteur Doppler δ associé. Nous calculons alors des abaques représentant β_{app} et δ en fonction des paramètres du jet γ_0 et θ_j , pour différentes distributions de facteur de Lorentz, afin de comprendre les effets de la stratification angulaire en vitesse pour un jet de collimation non nulle sur les observations.

Nous choisissons 4 types différents de profils de vitesses pour étudier les effets de la structure du jet. Le premier considère le cas simple où le facteur de Lorentz est constant et égal à γ_0 à l'intérieur d'un cône de demi-angle au sommet θ_j , et 1 à l'extérieur. Nous appellerons par la suite cette distribution D_1 . Cette distribution n'est évidemment pas physique à cause de la forte discontinuité en vitesse aux bords du cône. Les autres distributions de vitesse que nous utiliserons sont plus physiques car elles ne font pas intervenir de discontinuité en vitesse. La deuxième distribution, D_2 , est identique à la première mais à laquelle on a rajouté une décroissance de la vitesse en loi de puissance à l'extérieur de du cône. Les deux dernières distributions utilisent un profil de vitesse gaussien (D_3) et lorentzien (D_4). Ces deux distributions sont probablement les plus réalistes car elles tiennent compte d'un facteur de Lorentz qui décroît lentement à l'intérieur du cône θ_j puis rapidement à l'extérieur. Nous avons donc pour tout $|\theta| < \pi/2$ (jet pointant vers nous):

$$D_1 : \gamma(\theta) = \begin{cases} \gamma_0 & \text{si } |\theta| < \theta_j \\ 1 & \text{sinon} \end{cases} \quad (67.406)$$

$$D_2 : \gamma(\theta) = \begin{cases} \gamma_0 & \text{si } |\theta| < \theta_j \\ 1 + (\gamma_0 - 1) \left(\frac{\theta}{\theta_j}\right)^{-2} & \text{sinon} \end{cases} \quad (67.407)$$

$$D_3 : \gamma(\theta) = 1 + (\gamma_0 - 1) \exp \left[-\ln 2 \left(\frac{\theta}{\theta_j}\right)^2 \right] \quad (67.408)$$

$$D_4 : \gamma(\theta) = 1 + \frac{(\gamma_0 - 1)}{1 + \left(\frac{\theta}{\theta_j}\right)^2} \quad (67.409)$$

Et la situation symétrique pour $|\theta| > \pi/2$ (contre-jet). La figure 69 illustre ces différentes loi de vitesses.

§ 68. Calcul de la vitesse apparente du jet

Pour déterminer la vitesse apparente du jet, on calcule la vitesse apparente du maximum de l'intensité projetée sur le plan du ciel. Ce problème tri-dimensionnel peut être ramené à un problème bi-dimensionnel en remarquant que le maximum d'intensité est nécessairement dans le plan défini par l'axe du jet et la direction d'observation du fait de la symétrie de révolution

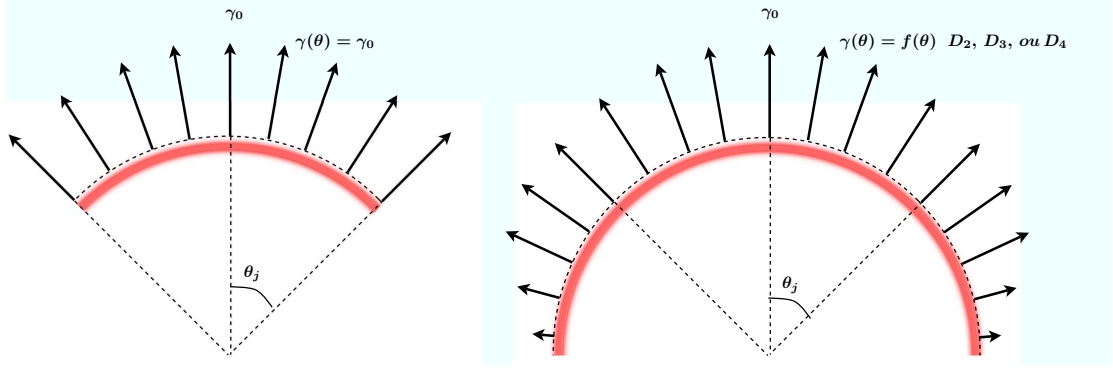


FIG. 69. Différentes distributions de vitesses utilisées pour déterminer le mouvement apparent du jet. A gauche: profil cône D_1 , où le facteur de Lorentz vaut γ_0 à l'intérieur d'un cône de demi angle au sommet θ_j , et la vitesse est nulle à l'extérieur. A droite: profil de vitesse continu D_2 , D_3 et D_4 (voir texte).

autour de l'axe du jet. On fera donc dans la suite le traitement du cas à deux dimensions tel que représenté sur la figure 70.

On considère donc une coquille sphérique caractérisée par un angle de collimation géométrique θ_j et une distribution de vitesse $\gamma(\theta)$, qui est vue par un observateur sous un angle θ_{obs} . On définit deux repères: un repère \mathcal{R}_1 (Ozx sur la figure 70) dont l'un des axes est aligné avec l'axe du jet, et un deuxième \mathcal{R}_2 ($Oz'x'$ sur la figure 70) qui est la rotation de \mathcal{R}_1 par un angle θ_{obs} .

Soit un point M de coordonnées polaires (r, θ) dans \mathcal{R}_1 . Alors, ses coordonnées polaires dans \mathcal{R}_2 sont: $(r, \alpha = \theta - \theta_{\text{obs}})$. Le temps mis par la lumière émise par M pour atteindre l'observateur vaut:

$$T_{\text{obs}}(M) = \frac{r}{\beta(\alpha)c} - \frac{r \cos \alpha}{c} = \frac{r}{\beta(\alpha)c} (1 - \beta(\alpha) \cos \alpha) \quad (68.410)$$

où $\beta(\alpha)$ se calcule à partir du profil de vitesse $\gamma(\theta)$ exprimé dans \mathcal{R}_1 :

$$\beta(\alpha) = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma(\theta = \alpha + \theta_{\text{obs}})^2}} \quad (68.411)$$

Ainsi, deux points du jets M_1 et M_2 seront vus au même instant si leur temps d'observation est le même: $T_{\text{obs}}(M_1) = T_{\text{obs}}(M_2)$. Si on choisi comme référence un point de l'axe du jet à une distance $r_0(t)$ de l'origine, et caractérisé par le facteur de Lorentz γ_0 , l'équation paramétrique de la surface vue par un observateur à un instant donné vaut dans \mathcal{R}_2 :

$$r(\alpha) = r_0(t) \left(\frac{\beta(\alpha)}{\beta_0} \right) \left[\frac{1 - \beta_0 \cos \theta_{\text{obs}}}{1 - \beta(\alpha) \cos \alpha} \right] \quad (68.412)$$

L'équation de cette surface est autosimilaire car elle ne fait intervenir aucune échelle caractéristique. Ainsi, la forme de la surface à un instant d'observation différent sera une homothétie de la précédente car seul le facteur r_0 est amené à changer. On vérifie aisément que l'on retrouve bien l'expression classique dans le cas non relativiste $\beta \ll 1$.

Ainsi, la prise en compte du retard induit par le temp de trajet de la lumière déforme la surface vue par l'observateur à un instant donné. La figure 71 montre l'effet de cette déformation pour trois des profils de vitesse ainsi que pour le cas canonique d'une sphère en expansion à vitesse constante. Même pour des régimes faiblement relativistes ($\gamma_0 = 3$), on peut voir l'effet

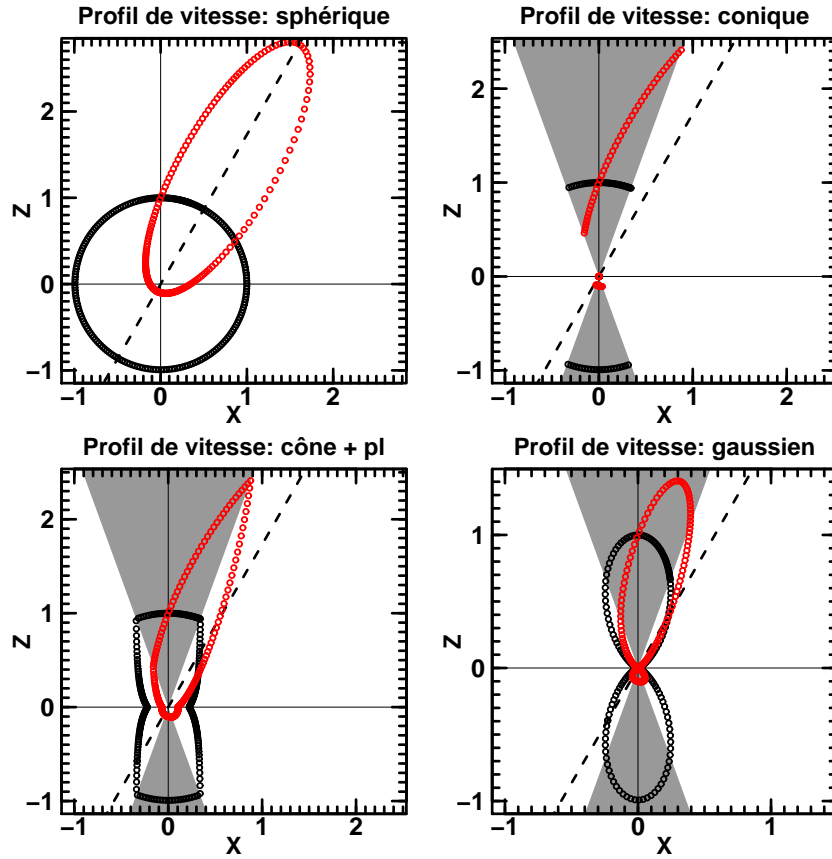


FIG. 71. Ensemble des points vus par l'observateur à un instant T_{obs} donné (Eq. 68.412), dans le cas non relativiste ($\gamma_0 = 1.00001$, en noir) et dans le cas relativiste ($\gamma_0 = 3$, en rouge), pour un angle d'observation $\theta_{\text{obs}} = 30^\circ$ et un angle de collimation géométrique $\theta_j = 20^\circ$. De gauche à droite et de haut en bas: coquille sphérique se propageant à vitesse constante, profil cône (D_1 , Eq. 67.406), profil cône plus ailes en loi de puissance (D_2 , Eq. 67.407) et profil gaussien (D_3 , Eq. 67.408). La direction d'observation est repérée par une droite pointillée, et la zone grisée représente l'ouverture géométrique du jet.

La vitesse apparente (en unité de c) du point M se calcule aisément à l'aide de l'équation 66.404:

$$\beta_{\text{app}}(\alpha) = \frac{\beta(\alpha) \sin \alpha}{1 - \beta(\alpha) \cos \alpha} = \frac{x'(\alpha)}{r_0} \left(\frac{\beta_0}{1 - \beta_0 \cos \theta_{\text{obs}}} \right) \quad (68.414)$$

De même, le facteur Doppler de ce point vaut:

$$\delta(\alpha) = \frac{\sqrt{1 - \beta(\alpha)^2}}{1 - \beta(\alpha) \cos \alpha} \quad (68.415)$$

Nous sommes donc en mesure de calculer l'intensité reçue par l'observateur en provenance du point M , en supposant pour simplifier un spectre plat et une émissivité constante et égale à I_0 en tous points du jet:¹⁹

$$I(\alpha) = \delta(\alpha)^3 I_0 \quad (68.416)$$

¹⁹Les limites et implications de cette hypothèse forte sont discutées à la fin de ce chapitre.

Le profil d'intensité sur le plan du ciel est ainsi paramétrisé par les deux équation suivantes:

$$\begin{cases} x'(\alpha) = r_0 \sin \alpha \left(\frac{\beta(\alpha)}{\beta_0} \right) \left[\frac{1 - \beta_0 \cos \theta_{\text{obs}}}{1 - \beta(\alpha) \cos \alpha} \right]^3 \\ I(\alpha) = I_0 \left[\frac{\sqrt{1 - \beta(\alpha)^2}}{1 - \beta(\alpha) \cos \alpha} \right]^3 \end{cases} \quad (68.417)$$

La position du maximum d'intensité nous permet alors de déterminer la vitesse apparente du jet, que l'on défini, rappelons nous, comme la vitesse du point le plus brillant du plan du ciel. La recherche de ce maximum est faite numériquement en utilisant un algorithme de "Golden Section search" (Kiefer 1953). Nous sommes donc en mesure de calculer la vitesse apparente du jet pour un profil de vitesse $(\theta_j, \gamma_0, D_i)$, et un angle d'observation donné. En faisant varier l'angle d'observation θ_{obs} , nous sommes capable de reproduire des courbes similaires à celles de la figure 67 et de déterminer ainsi la vitesse apparente maximale qui puisse être atteinte avec une configuration de jet donné et l'amplification Doppler associée à ce point.

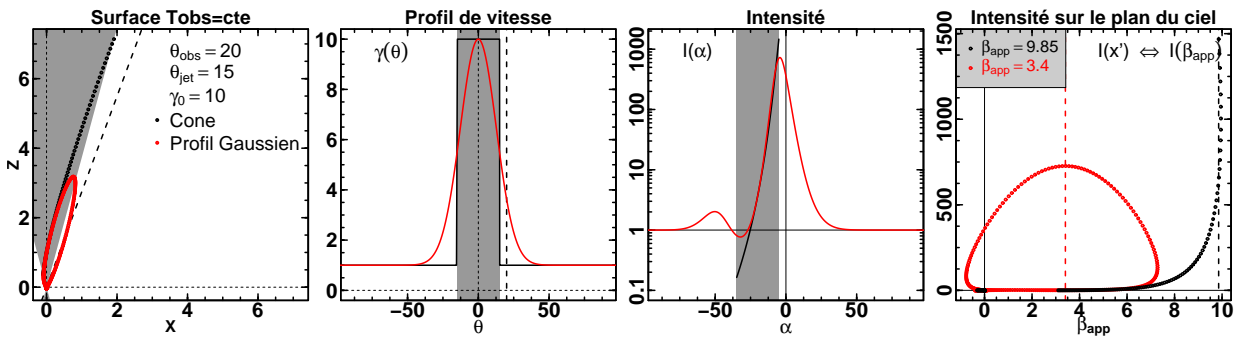


FIG. 72. Résultats des différentes étapes de calcul de la vitesse apparente d'un jet ($\theta_j = 15^\circ$, $\gamma_0 = 10$) vu sous un angle $\theta_{\text{obs}} = 20^\circ$, pour un profil de vitesse conique (D_1 en noir) et gaussien (D_3 en rouge). A gauche: ensemble des points du jet observés à un instant donné. La ligne pointillée indique la direction d'observation. Centre gauche: profil de vitesse. Centre droit: intensité en fonction de l'angle polaire α par rapport à la direction d'observation (voir texte). A droite: intensité projetée dans le plan du ciel, en fonction de β_{app} (Eq. 68.414). La position du maximum d'intensité est indiquée par une ligne pointillée verticale et dans la vignette supérieure gauche.

La figure 72 montre comme exemple les résultats obtenus aux différentes étapes de calcul de la vitesse apparente d'un jet pour deux distributions de vitesses différentes (D_1 et D_3). Cette figure met en évidence l'impact du profil de vitesse choisi sur la vitesse apparente mesurée qui est beaucoup plus élevée dans le cas du profil D_1 (cône) que dans le profil D_3 (gaussienne). L'image est également beaucoup plus piquée (ou contrastée) dans le cas d'un profil cône. Dans ce cas, l'image est en fait dominée par l'intensité venant du bord du cône, simulant comme on le verra plus loin, l'émission en provenance d'une source ponctuelle. On observe donc que dans ce cas précis une stratification radiale de la vitesse dans le cône conduit à une diminution de la vitesse apparente du jet.

§ 69. Cas test: modélisation d'un jet parfaitement collimaté

Pour tester la méthode que j'ai décrite ci-dessus, je m'intéresse au cas d'un jet très collimaté en posant $\theta_j = 0.001^\circ$, et en choisissant un profil de vitesse cône (D_1). Je compare

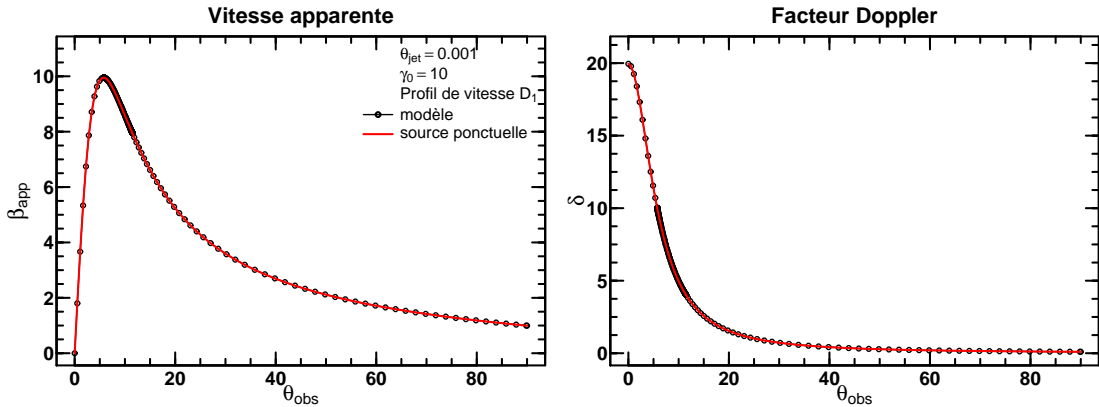


FIG. 73. Points noirs: vitesse apparente en unité de c (à gauche) et facteur Doppler (à droite) en fonction de l'angle d'observation θ_{obs} , pour un jet d'ouverture $\theta_j = 0.001^\circ$, et un profil cône (D_1) avec $\gamma_0 = 10$. Traits rouge: courbes théoriques attendues pour une source ponctuelle se propageant avec un facteur de Lorentz $\gamma_0 = 10$.

ensuite les courbes de mouvement apparent et de facteur Doppler en fonction de l'angle d'observation calculées par le modèle aux expressions théoriques connues pour une source ponctuelle (Eq. 66.404). La figure 73 montre la superposition du résultat obtenu par le modèle pour le mouvement apparent (à gauche) et le facteur Doppler (à droite) aux courbes théoriques attendues d'une source ponctuelle (en rouge). L'accord est excellent.

3. Résultats

§ 70. Influence du profil de vitesse dans le jet

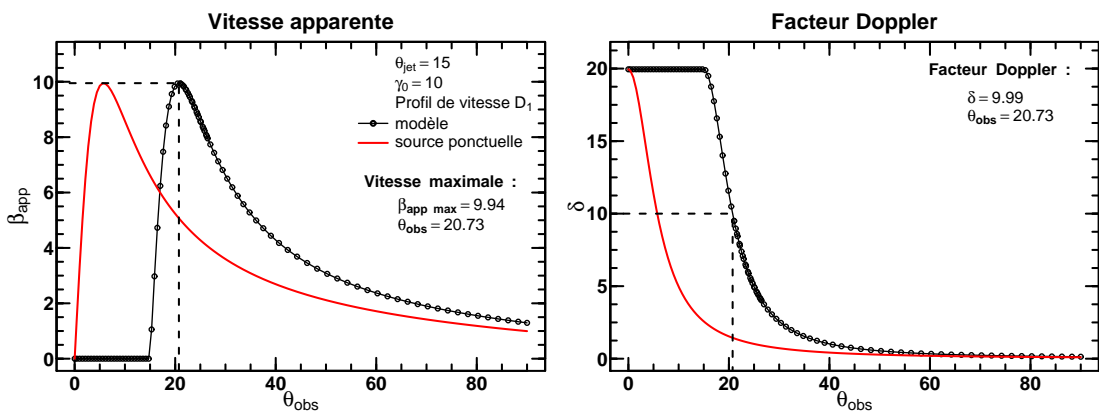
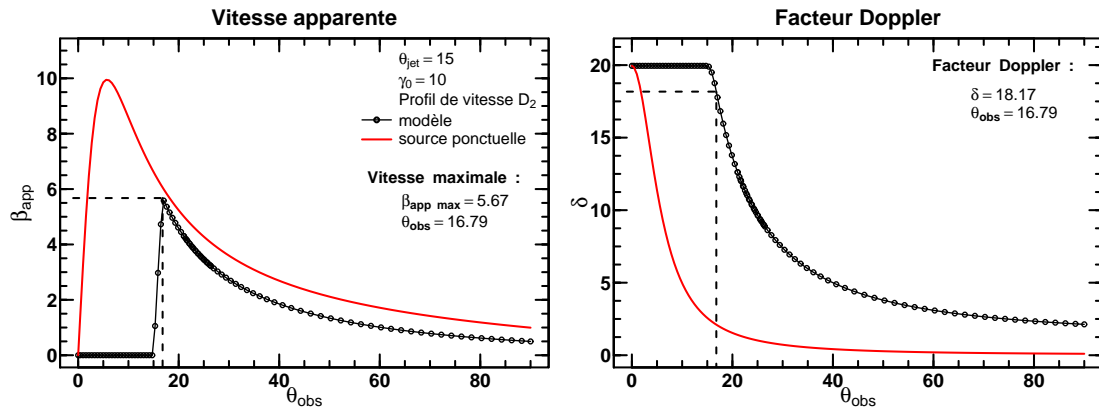
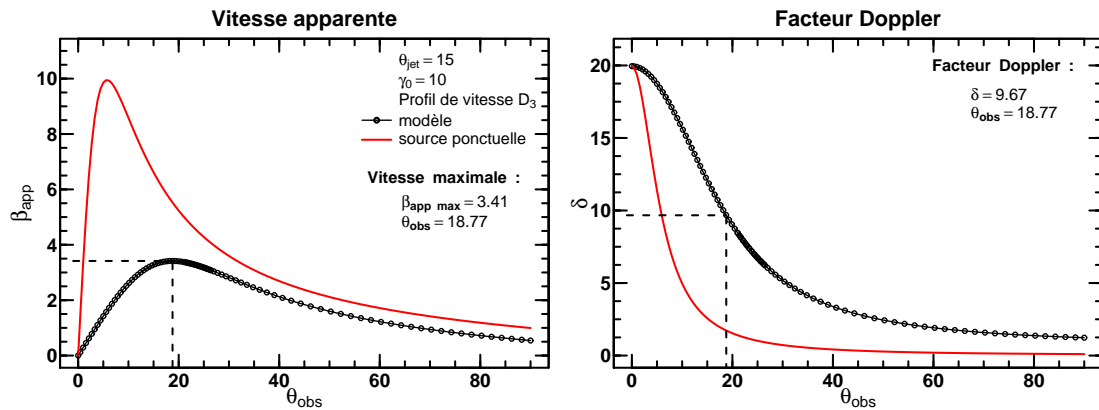
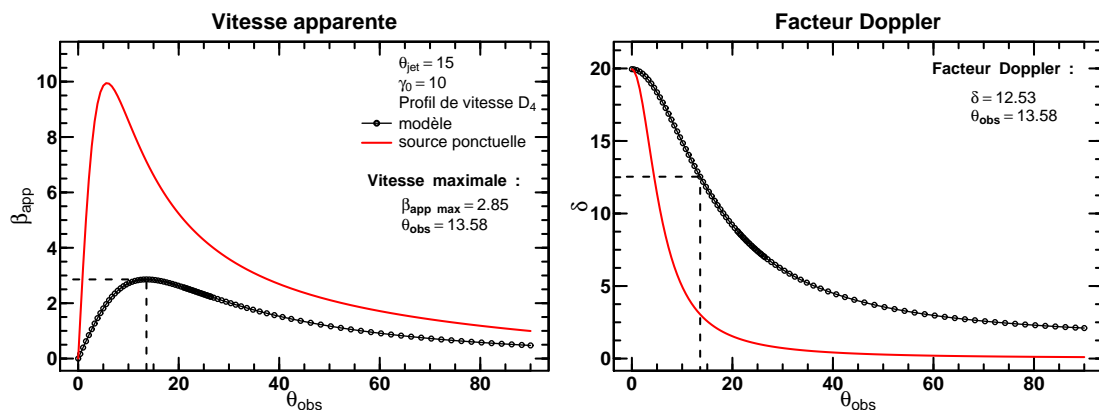


FIG. 74. Vitesse apparente en unité de c (à gauche) et facteur Doppler (à droite), en fonction de l'angle d'observation θ_{obs} , pour le profil de vitesse D_1 (Eq. 67.406). L'ouverture géométrique du jet vaut $\theta_j = 15^\circ$, et le facteur de Lorentz sur l'axe du jet vaut $\gamma_0 = 10$. Les courbes en rouges sont les courbes théoriques attendues pour une source ponctuelle avec un facteur de Lorentz $\gamma_0 = 10$. Les lignes pointillées repèrent la position du maximum de vitesse apparente $\beta_{\text{app, max}}$, et le facteur Doppler associé.

Les figure 74, 75, 76, et 77, montrent le résultat du calcul de la vitesse apparente et du facteur Doppler en fonction de l'angle d'observation θ_{obs} , pour les quatre profils de vitesses définis

FIG. 75. Idem figure 74 pour le profil de vitesse D_2 (Eq. 67.407).FIG. 76. Idem figure 74 pour le profil de vitesse D_3 (Eq. 67.408).FIG. 77. Idem figure 74 pour le profil de vitesse D_4 (Eq. 67.409).

dans la section précédente. Dans chaque cas, le jet est caractérisé par une même collimation géométrique $\theta_j = 15^\circ$, et un facteur de Lorentz sur l'axe valant $\gamma_0 = 10$. A titre de comparaison, les courbes théoriques attendues dans le cas d'une source ponctuelle sont superposées en rouge.

Pour le profil de vitesse cône (D_1 , figure 74), caractérisé par un facteur de Lorentz γ_0 constant à l'intérieur d'un cône de demi angle au sommet θ_j , et une vitesse nulle à l'extérieur (Eq. 67.406), le résultat est intuitif. Si on regarde à l'intérieur du jet ($\theta_{\text{obs}} < \theta_j$), l'image vu par l'observateur dans le plan du ciel est dominée par la partie du jet qui se dirige directement vers l'observateur. Ainsi, la vitesse apparente est nulle, et l'amplification Doppler est alors maximale ($\delta = 2\gamma_0$). Dès que l'observateur regarde en dehors du cône ($\theta_{\text{obs}} > \theta_j$), l'intensité perçue par l'observateur est dominée par le bord externe du jet, et on se trouve alors dans une situation similaire à une source ayant une collimation parfaite ($\theta_j = 0^\circ$), vue sous un angle $\theta_{\text{obs}} - \theta_j$. Les courbes du mouvement apparent $\beta_{\text{app}}(\theta_{\text{obs}})$ et du facteur Doppler $\delta(\theta_{\text{obs}})$ sont alors identiques à celles théoriques d'une source ponctuelle, translatée d'un angle θ_j . Ainsi, ce type de distribution peut fournir des vitesses hautement superlumériques si l'observateur regarde près du bord du jet. Dans ce cas, quel que soit l'angle d'ouverture du jet, la vitesse apparente maximale atteignable vaut $\beta_{\text{app,max}} \approx \gamma_0$ quand l'angle d'observation vaut $\theta_{\text{obs}} \approx \theta_j + \gamma_0^{-1}$. Le facteur Doppler vaut alors $\delta \approx \gamma_0$.

La figure 75 montre l'effet d'une distribution continue de vitesse dans le jet. Le profil de vitesse (D_2) est alors le même que dans le cas précédent, avec cette fois une décroissance en loi de puissance du facteur de Lorentz dans le jet en dehors du cône (Eq. 67.407). La courbe de vitesse apparente obtenue est le résultat d'une convolution compliquée de la distribution de facteur de Lorentz avec la formule donnant le mouvement apparent (Eq. 66.404). Pour les mêmes raisons que dans le cas précédent, la vitesse apparente est nulle lorsque la direction d'observation tombe à l'intérieur du cône de collimation. Dès que la direction d'observation dépasse le bord du cône de collimation, le point le plus brillant du jet s'écarte de la ligne de visée, ce qui entraîne une vitesse apparente non nulle. Les vitesses apparentes sont plus faibles que dans le cas précédent, car dans ce cas le point le plus brillant du jet a un facteur de Lorentz plus faible qu'à l'intérieur du cône, et est vu sous un angle très faible ($\alpha < \gamma^{-1}$). Cette hypothèse est confirmée par les facteurs Doppler plus élevés qui sont affectés à ces vitesses.

Les deux dernières séries de courbes (figures 76 et 77) sont le résultat du modèle pour un profil de vitesse gaussien (D_3 , equation 67.408) et un profil de vitesse Lorentzien (D_4 , équation 67.409). On peut voir alors que ce type de distribution, où le facteur de Lorentz n'est jamais constant dans le jet, la vitesse apparente β_{app} n'est jamais nulle quelle que soit l'angle d'observation. La raison en est que dans ce cas, le point le plus brillant du jet n'est jamais sur la ligne de visée. La vitesse apparente maximale atteinte est néanmoins relativement faible car on est dans une situation où le point le plus brillant du jet est très proche de la ligne de visée ($\alpha < \gamma^{-1}$), ce qui est vérifié par l'étude du facteur Doppler qui est toujours élevé ($\delta > \beta_{\text{app}}, \forall \theta_{\text{obs}}$). La vitesse maximale est atteinte pour des angles d'observation qui sont de l'ordre de l'angle de collimation du jet: $\theta_{\text{obs}} \approx \theta_j \pm \epsilon$. Dans le cas du profil de vitesse Gaussien (D_3), le maximum est atteint pour un angle d'observation supérieur à la collimation géométrique du jet, alors que dans le cas du profil Lorentzien (D_4), le maximum est atteint pour un angle plus petit que la collimation du jet. De plus, la vitesse maximale atteinte est supérieure dans ce dernier cas que dans le cas Gaussien.

Il semble en fait que la vitesse maximale que l'on peut observer avec une configuration donnée soit liée au gradient de vitesse dans le jet. En effet, la vitesse apparente est maximale avec la distribution D_1 où la discontinuité en vitesse introduit un fort gradient. Les vitesses maximales observables les plus faibles sont atteintes avec le profil Lorentzien (D_4), qui est

aussi le plus régulier des 4 profils étudiés. De plus, la vitesse s'annule lorsque la direction d'observation pointe vers une zone où la vitesse est constante (cas de D_1 et D_2 avec $\theta_{\text{obs}} < \theta_j$). L'étude analytique des courbes de vitesse apparente $\beta_{\text{app}}(\theta_{\text{obs}})$ est très compliquée. Par contre, un développement limité au premier ordre de l'expression du facteur Doppler permet de vérifier cette hypothèse.

En effet, pour les grandes valeurs de facteurs de Lorentz et les petits angles d'observation, le facteur Doppler peut s'écrire:

$$\delta(\alpha, \gamma) \approx \frac{2\gamma}{1 + \gamma^2\alpha^2} \quad (70.418)$$

Dans le cadre de notre modèle, l'émissivité est constante dans tout le jet, donc le maximum d'intensité observée correspond aussi au maximum du facteur Doppler. La dérivée logarithmique de l'expression précédente s'annule au maximum d'intensité:

$$\frac{d\delta}{\delta} = \frac{d\gamma}{\gamma} - \frac{2\gamma\alpha^2 d\gamma + 2\alpha\gamma^2 d\alpha}{1 + \gamma^2\alpha^2} = 0 \quad (70.419)$$

Après quelques lignes de calculs, cette équation se réduit à un simple polynôme de degré 2 en α :

$$\alpha^2 + 2\frac{\dot{\gamma}}{\gamma}\alpha - \frac{1}{\gamma^2} = 0 \quad \text{avec} \quad \dot{\gamma} = \frac{d\gamma}{d\alpha} \quad (70.420)$$

Les solutions de ce polynôme se calculent facilement et on trouve:

$$\alpha_{\pm} = -\frac{\dot{\gamma}}{\gamma} \left[1 \pm \sqrt{1 + \frac{\dot{\gamma}^2}{\gamma^4}} \right] \quad (70.421)$$

Si $\dot{\gamma} \ll \gamma^2$, on peut linéariser la racine carrée et on obtient les deux solutions suivantes:

$$\alpha_+ \approx -\left(\frac{2\gamma}{\dot{\gamma}} + \frac{\dot{\gamma}}{2\gamma^3}\right) \quad \text{ou} \quad \alpha_- \approx \frac{\dot{\gamma}}{2\gamma^3} \quad (70.422)$$

On vérifie facilement que la première solution correspond à un minimum du facteur Doppler car $|\alpha_+| \gg 1/\gamma$. Le maximum d'intensité est donc atteint pour la deuxième solution α_- . On obtient alors une proportionnalité de la position du maximum d'intensité avec le gradient de vitesse dans le jet $d\gamma/d\alpha = \dot{\gamma}$. Ainsi, tant que $\alpha_- < 1/\gamma$, une augmentation du gradient se traduira par une augmentation de la vitesse apparente β_{app} (qui est, rappelons le, maximale en $\alpha = 1/\gamma$). On vérifie bien également qu'un gradient de vitesse nul ($\dot{\gamma} = 0$) implique un maximum du facteur Doppler aligné sur la ligne de visée ($\alpha = 0$), et donc un mouvement apparent nul.

Si $\dot{\gamma} \gg \gamma^2$, la racine carrée se linéarise différemment, et on obtient deux solutions symétriques:

$$\alpha_{\pm} \approx \pm \frac{1}{\gamma} \quad (70.423)$$

Cette situation s'applique remarquablement bien au cas de la distribution D_1 pour laquelle il existe une discontinuité dans le facteur de Lorentz $\gamma(\alpha)$, qui se traduit par un très fort gradient numérique de vitesse. On observe bien pour cette distribution que le maximum d'intensité est atteint pour un angle $\alpha = 1/\gamma$ par rapport à la ligne de visée, ce qui se traduit par un déplacement apparent maximal ($\beta_{\text{app}} = \gamma$) lorsqu'on regarde le jet sous un angle $\theta_{\text{obs}} = \theta_j + 1/\gamma$.

§ 71. Influence de l'ouverture géométrique

J'ai calculé numériquement pour les différentes distributions de vitesse l'évolution de la vitesse apparente maximale atteignable $\beta_{app,max}$ en fonction de l'angle d'ouverture du jet θ_j . Le résultat de ces simulations est représenté sur la figure 78. On peut constater que l'angle de collimation géométrique θ_j a une forte influence sur la vitesse apparente maximale atteignable pour une configuration donnée. Excepté pour le cas de la distribution D_1 (profil cône) pour lequel on avait déjà compris qu'il était équivalent à une source ponctuelle (ou encore à un jet homocinétique) vu sous un angle $\theta_{obs} - \theta_j$, les autres distributions montrent que $\beta_{app,max}$ augmente à mesure que la collimation du jet est meilleure (θ_j diminue). Cela s'interprète aisément car à mesure que l'on diminue la collimation, le comportement du jet simulé s'approche de celui d'une source ponctuelle, et les vitesses maximales atteignables tendent vers le comportement théorique.

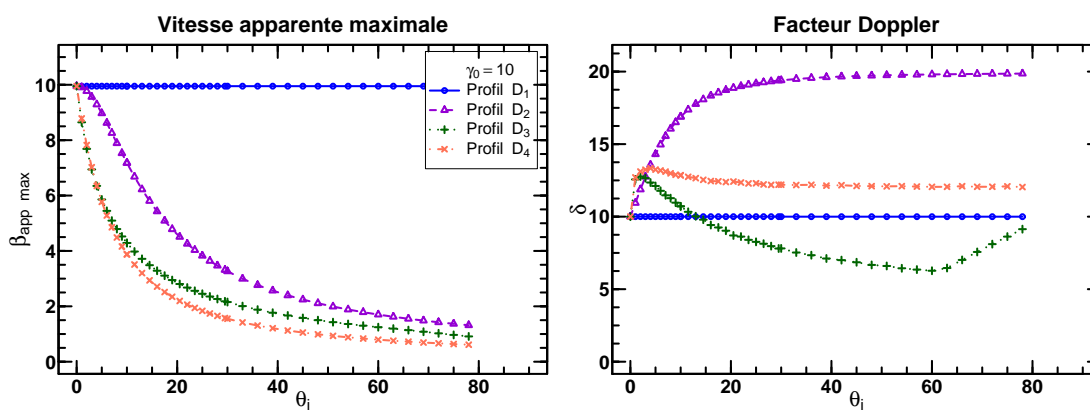


FIG. 78. A gauche: évolution de la vitesse maximale atteignable $\beta_{app,max}$ en fonction de la collimation géométrique du jet, pour les quatre profils de vitesses utilisés et un facteur de Lorentz sur l'axe du jet valant $\gamma_0 = 10$. A droite: facteur Doppler associé au maximum de vitesse apparente.

§ 72. Vitesse apparente maximale observable

Dans le but d'étudier l'effet conjugué du facteur de Lorentz et de la collimation du jet, j'ai calculé la vitesse apparente maximale observable en fonction de l'angle de collimation géométrique du jet ainsi que du facteur de Lorentz sur l'axe du jet $\beta_{app,max}(\theta_j, \gamma_0)$. J'ai exécuté ce calcul pour les 4 distributions de vitesses étudiées dans ce chapitre. Les résultats de ce calcul sont représentés sur les figures 79, 80, 81, et 82, en échelle de couleur et en affichant les lignes de niveaux à $\beta_{app,max}$ et δ constants.

L'étude de ces courbes confirme les résultats établis précédemment. Ainsi, on vérifie que pour un profil de vitesse constant à l'intérieur du cône de vitesse et nulle à l'extérieur, la vitesse apparente maximale observable ne dépend pas de la collimation géométrique du jet. Les courbes d'iso-vitesse apparente sont verticales, ce qui montre que quelle que soit la collimation géométrique du jet, il est possible de trouver un angle d'observation θ_{obs} qui permette à l'observateur de voir le jet comme un jet homocinétique (l'intensité est dominée par le bord du cône).

Dès lors que l'on introduit des profils de vitesse plus réalistes qui tiennent compte d'une stratification angulaire de la vitesse du jet, on s'aperçoit que les courbes d'iso-vitesse apparente et d'iso-facteur de Lorentz s'incurvent et s'éloignent du cas idéal de la source ponctuelle à mesure que l'angle de collimation augmente (figures 80, 81 et 82). On se retrouve alors dans des situations où le mouvement apparent est faible bien que le facteur de Lorentz puisse être très grand. Dans le cas le plus extrême de l'écart à la situation idéale d'une source ponctuelle, atteint avec le profil de vitesse Lorentzien (Fig. 82), on peut mettre en évidence une relation empirique entre la vitesse apparente et la collimation: par exemple, la collimation doit être meilleur que $\theta_j \approx 5^\circ$ pour observer une vitesse apparente plus grande que $11c$ ($\beta_{app,max} > 11$). Cette limite sur la collimation correspond à $\sim 0.1 \text{ rad} \sim \beta_{app,max}^{-1}$. Cette relation est vérifiée pour toutes les courbes de niveau qui apparaissent sur la figure 82, et reste vrai en ordre de grandeur avec les deux autres distributions D_2 (Fig. 80) et D_3 (Fig. 81). On a donc la relation :

$$\theta_j \lesssim \beta_{app}^{-1} \tag{72.424}$$

Ainsi, la mesure de la vitesse apparente des composantes d'un jet relativiste peut fournir une limite supérieure sur la collimation géométrique du jet.

En s'intéressant aux cartes de facteur Doppler en fonction de la collimation du jet et du facteur de Lorentz $\delta(\theta_j, \gamma_0)$, on remarque que des valeurs élevées de facteur Doppler ne sont pas incompatibles avec des vitesses apparentes faibles, pourvu que le jet soit peu collimaté. On se retrouve alors dans un cas où la collimation géométrique est moins bonne que la focalisation relativiste du rayonnement ($\theta_j > \gamma_0^{-1}$).

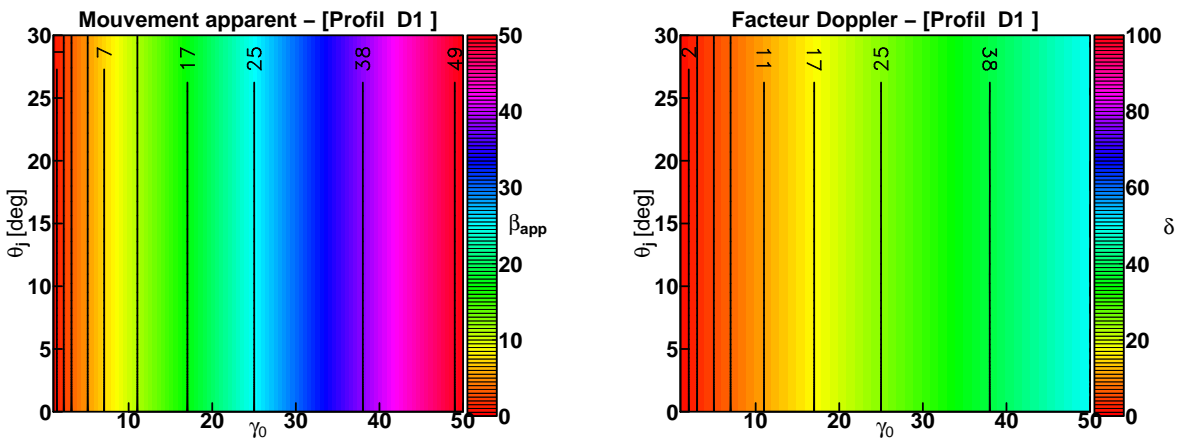
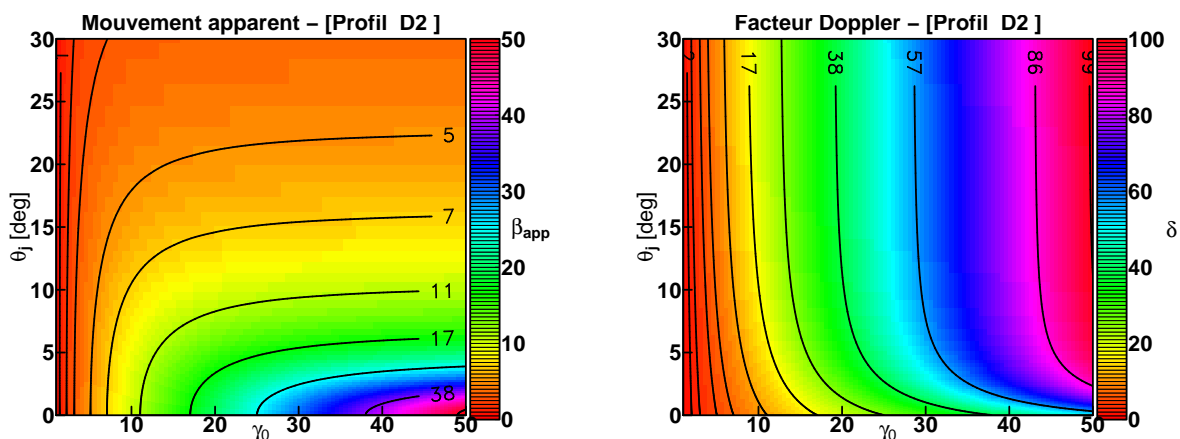
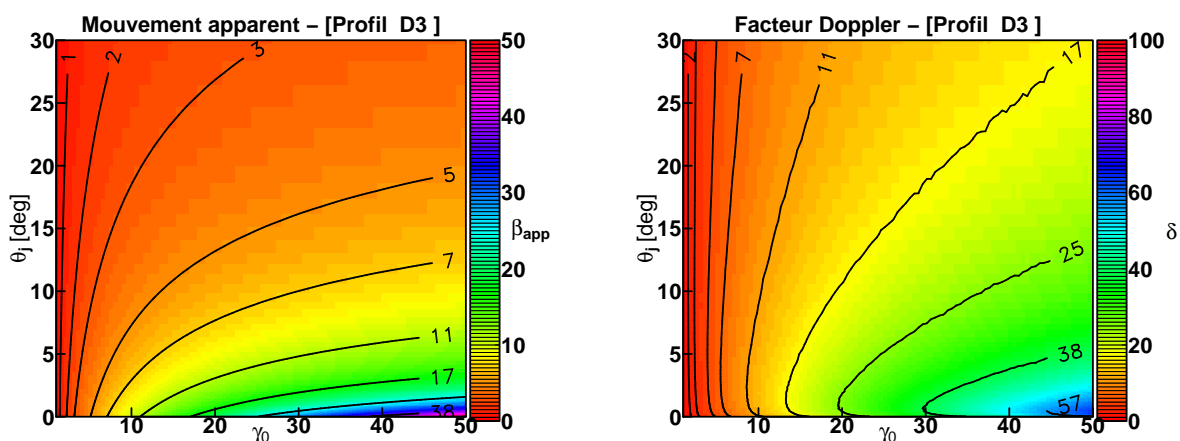
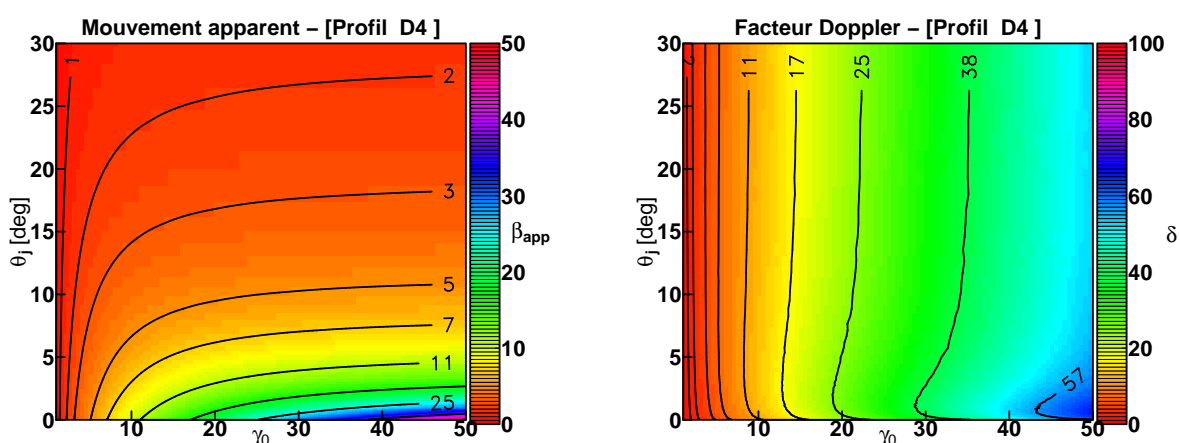


FIG. 79. Courbes de niveaux pour la vitesse apparente maximale atteignable en unité de c (à gauche) et le facteur Doppler associé (à droite), en fonction de la collimation géométrique du jet θ_j et du facteur de Lorentz sur l'axe γ_0 , pour le profil de vitesse D_1 (Eq. 67.406).

4. Discussion

Ces simulations montrent que la vitesse apparente d'un jet relativiste dépend fortement de sa collimation géométrique. La vitesse apparente observée décroît fortement dès lors que la collimation du jet est non nulle, en relation avec le profil de vitesse dans le jet. Ainsi, la collimation doit être excellente pour permettre d'observer les vitesses superluminiques élevées qui sont mesurées (Piner *et al.* (2006) relève des vitesses apparentes dépassant $25c$ dans le cas

FIG. 80. Idem figure 79, pour le profil de vitesse D_2 (Eq. 67.407).FIG. 81. Idem figure 79, pour le profil de vitesse D_3 (Eq. 67.408).FIG. 82. Idem figure 79, pour le profil de vitesse D_4 (Eq. 67.409).

de trois blazars). Ainsi, dans l'approximation de profils de vitesse axisymétriques et d'une zone d'émission mince, une conjecture empirique de ces simulations montre que la collimation en

radian doit être plus petite que l'inverse de la vitesse apparente en unité de c :

$$\boxed{\text{Angle de collimation (rad)} \lesssim \beta_{\text{app}}^{-1}} \quad (72.425)$$

Ces simulations montrent également qu'il est possible que le jet ait un facteur Doppler élevé tout en ayant une vitesse apparente observée sub-luminique, si le jet est faiblement collimaté. Cette situation pourrait s'appliquer aux blazars du TeV qui semblent être caractérisés par des facteurs Doppler importants (résultat de la modélisation SSC de l'émission) mais des vitesses apparentes sub-luminiques (voir le tableau 14, Piner *et al.* 2008).

Ces simulations appuient donc le modèle qui considère les galaxies de type FR I comme les contreparties non focalisées des blazars (voir par exemple le modèle d'unification de Urry & Padovani 1995). Les galaxies FR I sont en effet caractérisées par un jet peu collimaté, et certaines ont été détectées au TeV comme M 87 et Centaurus-A (Aharonian *et al.* 2006d). Lenain *et al.* (2008) a proposé d'ailleurs une interprétation de ces observations par un modèle radiatif multi-zones qui tient compte d'une stratification angulaire de la vitesse. Ainsi, le jet du modèle de Lenain *et al.* (2008) est constitué de multiples zones d'émissions qui se propagent dans des directions différentes à l'intérieur d'un cône de collimation donnée. Alors l'émission de très haute énergie provient de la zone d'émission qui se propage dans une direction proche de la ligne de visée, mimant ainsi le comportement d'un blazar classique.

Les jets de blazars seraient donc peu focalisés, et à l'instar des "gamma-ray burst" (GRB), l'angle de collimation de ces jets serait supérieur à la focalisation relativiste de l'émission du jet ($\theta_j > \gamma^{-1}$). En relâchant ainsi la contrainte sur la collimation géométrique du jet des blazars émetteurs au TeV, il n'est plus nécessaire de trouver un mécanisme MHD produisant des jets fortement collimatés et ultrarelativistes, que les simulations numériques RMHD ont toujours échouées à reproduire. Dans le cas où la collimation géométrique du jet est supérieure à la focalisation relativiste du rayonnement, la statistique de détection est reliée à l'ouverture géométrique du jet (non plus à la focalisation relativiste en γ^{-1}), et il est possible de concilier de grands facteurs Doppler avec une statistique de détection des blazars du TeV raisonnable. Il serait nécessaire d'étendre les calculs de statistique de détection des blazars du TeV développés par Henri & Saugé (2006) en utilisant les résultats des simulations que j'ai réalisés, pour tenir compte de différents profils de vitesses et quantifier leur influence sur les propriétés statistiques des blazars du TeV.

Les calculs présentés dans ce chapitre ont été réalisés à partir d'hypothèses très simplificatrices sur les propriétés émissives du jet. Ainsi, on a supposé une émissivité constante partout dans le jet et un indice spectral nul ($I(\nu) \propto \nu^{-s}$ avec $s = 0$). Tenir compte d'un indice spectral non nul mais constant dans le jet n'aurait pas d'influence sur les vitesses apparentes observées. En effet, l'intensité étant proportionnelle à δ^{3+s} , la position du maximum d'intensité ne change pas si s est constant dans tout le jet.

Par contre, il serait intéressant d'étudier l'impact d'une dépendance radiale et angulaire de l'émissivité. Il est en effet raisonnable de supposer que le jet est plus brillant à sa base si la composante étudiée ne subit pas de réaccélération. Alors, les points du jet situés en dehors de l'axe de la ligne de visée étant plus proche de l'origine du jet,²⁰ ils seront aussi plus brillants.

²⁰voir l'équation 68.412 page 177 qui donne l'équation de la surface observée à un instant donné, et la figure 71 page 179 qui représente cette surface.

Ainsi, la position du maximum d'intensité sera décalée par rapport à la ligne de visée, et la vitesse apparente observée plus importante.

Cet effet pourrait être atténué ou renforcé si on tient compte d'une dépendance angulaire de l'émissivité. Si on suppose un jet plus brillant sur son axe que sur ses bords, cela aura pour effet de rapprocher le maximum d'intensité observée vers la direction d'observation, diminuant de fait la vitesse apparente du jet. Dans le cas inverse où l'émission serait plus importante sur les bords du jet ("*limb brightening*" observé dans les FR-I, Giovannini *et al.* 2001; Giovannini 2004) on attend alors une vitesse apparente plus élevée. Cette situation semble privilégiée par les observations qui montrent que certains jets sont plus brillants au bord que sur leur axe. Ce serait également le cas dans le modèle du two-flow: le chauffage du jet provenant de la structure MHD qui entoure le faisceau de paire affecte d'abord les parties externes du faisceau de paires, introduisant certainement une diminution de l'émissivité au coeur du faisceau de paires par rapport à ses bords.

On a montré dans ce chapitre que la prise en compte de profils de vitesse plus réalistes dans le calcul du mouvement apparent de jets relativistes apparaît comme une piste d'étude intéressante à approfondir pour résoudre l'énigme que nous pose les blazars du TeV qui montrent des facteurs de Lorentz très élevés et des mouvements apparents sub-luminiques.

De plus, ces résultats peuvent avoir des conséquences importantes sur les modèles d'unification des AGN qui ont été développés jusqu'ici dans l'approximation unidimensionnelle conduisant à supposer des jets homocinétiques. Ainsi, la stratification angulaire de la vitesse dans le jet a des conséquences importantes sur l'évolution du facteur Doppler en fonction de l'angle d'observation qui diffère alors fortement de l'approximation homocinétique (voir les figures 74, 75, 76, et 77). La relation entre le facteur Doppler et l'angle d'observation étant un ingrédient essentiel dans l'interprétation de la fonction de luminosité des AGN, il apparaît crucial d'approfondir à la lumière de ces résultats les modèles de populations d'AGN et d'unifications en s'affranchissant de l'hypothèse de jets homocinétiques.

Partie V

Conclusions et perspectives

Conclusion et perspectives

DURANT CES TROIS ANNÉES DE THÈSE, je me suis penché sur l'émission de très haute énergie des blazars émetteurs au TeV. Mon implication dans la collaboration H.E.S.S. m'a permis d'avoir accès à des données d'excellente qualité dans le domaine du TeV pour plusieurs de ces objets. En tant que membre du groupe de travail AGN de la collaboration, je me suis vu confier l'interprétation et la modélisation de données multi-longueur d'onde pour l'article décrivant la détection au TeV du blazar PKS 0548–322 par le télescope H.E.S.S. Ces observations étant moyennées sur plusieurs années et ne montrant pas de variabilité, j'ai donc appliqué un modèle homogène SSC une zone stationnaire à ces données. Les données disponibles ne permettant pas de contraindre totalement le modèle, différents jeux de paramètres permettent d'ajuster avec succès le spectre de PKS 0548–322. Je discute donc les implications qu'auront les observations futures de cet objet par le satellite Fermi sur les conditions régnant au sein de cette source, notamment le champ magnétique et la distribution en énergie des particules responsables de l'émission.

Ces observations moyennées sur plusieurs années ne nécessitent pas de modélisation plus évoluées qu'un simple modèle homogène une zone stationnaire. Par contre certains blazars émetteurs au TeV (comme PKS 2155–304 ou Mrk 501) montrent une variabilité incroyablement rapide à l'échelle de la minute. Cette variabilité rapide impose des tailles de source tellement compactes que les modèles homogènes une zone classiques nécessitent des valeurs de facteur de Lorentz très élevées (typiquement de l'ordre de ~ 100) pour éviter que la source soit opaque à son propre rayonnement gamma. De telles valeurs de facteurs de Lorentz sont en apparence contradiction avec d'autres contraintes observationnelles. Parmi celles ci ont peu retenir l'absence de mouvement superlumines observé en VLBI, mais aussi le fait que de telles valeurs de facteurs de Lorentz rendent la détection de tels événements très improbable car nécessitant alors un alignement presque parfait de l'axe du jet avec la ligne de visée pour que l'événement en question soit observé et détecté.

Les travaux précédemment développés au sein de l'équipe SHERPAS avaient montré que dans le contexte du two flow, un modèle de jet inhomogène associé à une distribution de particules en pile-up étaient pertinents pour reproduire le spectre des blazars émetteurs au TeV ainsi qu'interpréter leur variabilité tout en relâchant significativement les contraintes sur le facteur de Lorentz. Je me suis donc attelé à développer un modèle original de jet stratifié dépendant du temps.

Dans ce modèle, un plasma de paires électron/positron est injecté à la base d'un jet dont la géométrie et les caractéristiques physiques tels que le champ magnétique et la cinématique sont paramétrisées selon l'axe du jet (modèle 1D) par des lois de puissance. Le modèle numérique calcule alors l'évolution des paramètres du plasma de paires au cours de sa propagation dans

le jet, en tenant compte des pertes radiatives synchrotron et Compton inverse, ainsi que des paires créées par l'interaction des photons de haute énergie avec les photons mous de la source (interaction $\gamma\gamma$). On suppose que les paires sont continuellement ré-accélérées par interaction avec la turbulence magnétique du jet (processus d'accélération de Fermi II), ce qui contraint la distribution en énergie du plasma en forme de maxwellienne relativiste (pile-up). Un terme supplémentaire que l'on paramétrise est inclus dans les équations d'évolution du plasma de paires pour tenir compte de ce chauffage. L'émissivité est ensuite calculée tout au long du jet en adoptant une approche SSC homogène une zone pour chaque tranche de jet d'épaisseur infinitésimale. On obtient le spectre du jet en intégrant cette émissivité sur toute la longueur du jet. En faisant varier les conditions d'injections du plasma à la base du jet, le modèle est capable de calculer l'évolution temporelle du spectre du jet, et, partant, de générer des courbes de lumière à toutes les énergies du spectre électromagnétique.

Le modèle reproduit le spectre complet d'un blazar, du TeV à la radio. Un spectre instantané intègre donc l'émission de particules fraîchement injectées (qui contribuent à la partie haute énergie du spectre - TeV et X), mais également l'émission de particules injectées dans le passé du jet et qui se sont refroidies lors de leur propagation (qui contribuent à la partie basse énergie du spectre - radio). Ainsi la stratification du jet impose de connaître l'histoire d'injection du plasma pour ajuster correctement des observations. J'ai donc développé une méthode générale d'application d'un modèle de jet stratifié à des données réelles, qui permet d'obtenir une bonne approximation de cette histoire d'injection à partir de l'ajustement de spectres artificiels stationnaires d'états de flare et de quiescence. Pour reproduire des courbes de lumière, on construit une fonction d'injection qui raccorde l'histoire d'injection à une fonction débutant au début des observations, et ajustée de manière à reproduire les données au TeV.

J'ai appliqué ce modèle au blazar PKS 2155–304, qui a montré en juillet 2006 la variabilité la plus rapide jamais observée au TeV pour un blazar. Le modèle ajuste avec succès le spectre complet du blazar en état de flare et de quiescence, sur une vingtaine de décades en fréquence, et ce en ne faisant varier que les conditions d'injection à la base du jet (2 paramètres). Les courbes de lumières générées par le modèle reproduisent remarquablement bien les observations simultanées au TeV, en X et en optique, alors que ces dernières n'ont visiblement pas le même comportement intrinsèque. Ainsi, le modèle de jet reproduit naturellement la diminution de l'amplitude de variabilité avec l'énergie à laquelle on observe en accord avec ce qui est observé dans les Lacertides. De plus, ces simulations ont été réalisées en supposant un facteur de Lorentz du jet de l'ordre de la dizaine, c'est à dire un ordre de grandeur en dessous de ce qui est déduit des modèles homogènes une zone.

L'étude de la création de paires dans le jet a permis de mettre en évidence que, au contraire des solutions des états de quiescence, les solutions des états de flares sont très instables vis à vis du processus de création de paires, et de ce fait très sensibles aux conditions d'injection. Ainsi, j'ai montré que de très faibles perturbations des conditions d'injections en état de flares peuvent conduire à des "explosions de paires", et donc à des niveaux de flux observés à très haute énergie rapidement variables. Dans le cadre de ce modèle, la variabilité à long terme des blazars du TeV est donc interprétée comme un déplacement dans l'espace des paramètres d'injection dans une zone où la création de paires est négligeable et donc où le flux n'est pas susceptible de varier rapidement. Ces variations à long terme des conditions d'injection peuvent être attribuées à un changement- du taux d'accrétion dans le disque du trou noir, conduisant alors à plus ou moins

d'énergie injectée dans le jet. Si les changements de conditions d'injection amènent le blazar dans une zone chaotique vis à vis de la création de paires, on assiste alors à des épisodes de variabilité extrêmement rapide, comme a pu en être témoin le télescope H.E.S.S. pour PKS 2155–304. De ce fait, la création de paire semble être un mécanisme pouvant expliquer naturellement la variabilité rapide des blazars du TeV.

Ce modèle ne calcule que l'émission SSC et n'est donc pour l'instant applicable qu'aux blazars du TeV pour lesquels ce mécanisme semble être dominant. L'amélioration principale de ce modèle consisterait à la prise en compte du mécanisme d'émission Compton externe afin de pouvoir l'appliquer aux autres types de Lacertides que sont les HBL, et qui constitueront la majorité des AGN détectés par le satellite Fermi. Cela nécessiterait de développer des approximations de ce mécanisme pour le cas d'une pile-up en interaction avec un champ de photons mous quelconque (issu du disque ou de la BLR). Il serait également intéressant d'inclure des descriptions plus réalistes pour la géométrie du jet, son champ magnétique, et sa dynamique, issues de simulation MHD. Toutes ces modifications ne sont pas difficiles à implémenter dans le code car le schéma numérique que j'ai développé ici permet une grande modulabilité. Il serait intéressant ensuite d'appliquer ce modèle à des observation de radiogalaxies FR-I qui sont supposées être le pendant hors axe des Lacertides. Ce modèle peut évidemment s'appliquer à d'autres objets compacts comme les GRB ou les micro-quasars car on pense que l'émission de ces objets provient de leptons se propageant dans un jet à des vitesses relativistes.

Cette approche à une dimension qui donne des résultat encourageants pousse au développement d'un modèle similaire à deux dimensions, qui permettrait de prendre en compte une stratification radiale en plus de la stratification verticale. Une telle avancée permettrait certainement d'obtenir des spectres moins raides à très haute énergie, ce qui semble être actuellement une des limites du modèle.

Si le modèle de jet stratifié permet de diminuer considérablement le facteur de Lorentz du jet par rapport à des modèles homogènes, les valeurs trouvées restent tout de même relativement élevées pour prétendre être en accord avec les observations VLBI. On peut toujours supposer que le jet décélère entre la région d'émission au TeV et la région d'émission radio, mais d'autres causes peuvent être invoquées. Ainsi, j'ai montré à l'aide d'un modèle simple qu'en tenant compte de la collimation géométrique du jet et donc en tenant compte d'une stratification angulaire de la vitesse dans le jet, l'apparence de ce dernier (vitesse apparente et amplification Doppler) se trouvent être très différentes de ce que l'on peut déduire dans l'approximation homocinétique: la vitesse apparente du jet décroît fortement dès lors que l'on considère une collimation géométrique non nulle du jet. je montre que dans le cas de mon modèle, la vitesse apparente est reliée au gradient de vitesse dans le jet, et que l'observation de vitesses superluminiques élevées nécessitent que la collimation du jet soit très bonne (petite ouverture géométrique du jet). Alors, l'absence de mouvement superlumérique dans les blazars du TeV peut s'interpréter même avec des facteurs de Lorentz élevés si le jet est faiblement collimaté. Ce résultat renforce l'association entre radiogalaxies et blazars du TeV prédite du modèle d'unification des AGN.

Il est évidemment envisageable d'améliorer le modèle que j'ai développé, mais il est probable que cela ne change pas fondamentalement les résultats discutés dans le cadre de cette thèse. Par contre, ces résultat peuvent avoir des conséquences importantes pour les modèles d'unification

des AGN ainsi que sur les modèles qui visent à contraindre les paramètres physiques des jet à partir de considérations statistiques sur les population d'AGN. En effet, ces calculs ont été menés jusqu'ici dans l'approximation homocinétiq, alors que les résultats que j'expose dans cette thèse montrent que cette hypothèse pourrait être invalidée dès lors que le jet n'est pas parfaitement collimaté. Notamment, je montre que la dépendance avec l'angle d'observation de l'intensité observée en provenance d'une source est fortement dépendante du profil de vitesse du jet. Je n'ai malheureusement pas eu le temps de développer plus ces idées par manque de temps, mais implémenter les profils d'intensité en fonction de l'angle d'observation issus de ce travail dans un modèle de population d'AGN ne doit pas être un obstacle insurmontable, et devrait des résultats riches d'enseignements.

Partie VI

Bibliographie

Bibliographie

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B. *et al.* 2009, Fermi/Large Area Telescope Bright Gamma-Ray Source List, *Astrophysical Journal, Supplement* **183**, 46.
- Abramowitz, M. et Stegun, I. 1964, *Handbook of Mathematical Functions*, Applied Mathematics Series - 55, Dover Publication Inc. (New York).
- Adams, T. F. 1977, A Survey of the Seyfert Galaxies Based on Large-Scale Image-Tube Plates, *Astrophysical Journal, Supplement* **33**, 19.
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., Bazer-Bachi, A. R. *et al.* 2005, H.E.S.S. observations of PKS 2155-304, *Astron. & Astrophys.* **430**, 865.
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U., Bazer-Bachi, A. R. *et al.* 2007a, New constraints on the mid-IR EBL from the HESS discovery of VHE γ -rays from 1ES 0229+200, *Astron. & Astrophys.* **475**, L9.
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Behera, B. *et al.* 2007b, An Exceptional Very High Energy Gamma-Ray Flare of PKS 2155-304, *Astrophysical Journal, Letters* **664**, L71.
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M. *et al.* 2006a, Observations of the Crab nebula with HESS, *Astron. & Astrophys.* **457**, 899.
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M. *et al.* 2006b, Discovery of very high energy γ -ray emission from the BL Lacertae object H 2356-309 with the HESS Cherenkov telescopes, *Astron. & Astrophys.* **455**, 461.
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M. *et al.* 2006c, A low level of extragalactic background light as revealed by γ -rays from blazars, *Nature* **440**, 1018.
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M. *et al.* 2006d, Fast variability of tera-electron volt rays from the radio galaxy M87., *Science* **314**, 1424.
- Aharonian, F. A. 2000, TeV gamma rays from BL Lac objects due to synchrotron radiation of extremely high energy protons, *New Astronomy* **5**, 377.
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Barrio, J. A., Bernlöhner, K. *et al.* 1999, The time averaged TeV energy spectrum of MKN 501 of the extraordinary 1997 outburst as measured with the stereoscopic Cherenkov telescope system of HEGRA, *Astron. & Astrophys.* **349**, 11.
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Barrio, J. A., Bernlöhner, K. *et al.* 2001, Search for a TeV gamma-ray halo of Mkn 501, *Astron. & Astrophys.* **366**, 746.
- Aharonian, F. A., Coppi, P. S. et Voelk, H. J. 1994, Very high energy gamma rays from active galactic nuclei: Cascading on the cosmic background radiation fields and the formation of pair halos, *Astrophysical Journal, Letters* **423**, L5.
- Akharonian, F. A., Atoian, A. M. et Nakhapetian, A. 1986, The possible acceleration mechanism leading to the formation of Maxwell-like spectra of relativistic electrons in turbulent synchrotron sources, *Astron. & Astrophys.* **162**, L1+.

- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., Antoranz, P. *et al.* 2007, Variable Very High Energy γ -Ray Emission from Markarian 501, *Astrophysical Journal* **669**, 862.
- Anchordoqui, L., Goldberg, H., Reucroft, S. et Swain, J. 2001, Extragalactic sources for ultrahigh energy cosmic ray nuclei, *Phys. Rev. D* **64**, 12, 123004.
- Arfken, G. et Weber, J. 2001, *mathematical method for physicists*, Harcourt Academic Press.
- Band, D. L. et Grindlay, J. E. 1985, The synchrotron-self-Compton process in spherical geometries. I - Theoretical framework, *Astrophysical Journal* **298**, 128.
- Barth, A. J., Ho, L. C. et Sargent, W. L. W. 2003, The Black Hole Masses and Host Galaxies of BL Lacertae Objects, *Astrophysical Journal* **583**, 134.
- Becker, P. A. 2003, Exact solution for the Green's function describing time-dependent thermal Comptonization, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **343**, 215.
- Begelman, M. C., Blandford, R. D. et Rees, M. J. 1984, Theory of extragalactic radio sources, *Reviews of Modern Physics* **56**, 255.
- Begelman, M. C., Fabian, A. C. et Rees, M. J. 2007, Implications of very rapid TeV variability in blazars, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* pp. L133+.
- Bettoni, D., Falomo, R., Fasano, G. et Govoni, F. 2003, The black hole mass of low redshift radiogalaxies, *Astron. & Astrophys.* **399**, 869.
- Blandford, R. D., Netzer, H., Woltjer, L., Courvoisier, T. J.-L. *et al.* (éditeurs) 1990, *Active Galactic Nuclei*.
- Blumenthal, G. R. et Gould, R. J. 1970, Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases, *Reviews of Modern Physics* **42**, 237.
- Blustin, A. J., Page, M. J. et Branduardi-Raymont, G. 2004, Intrinsic absorbers in BL Lac objects: The XMM-Newton view, *Astron. & Astrophys.* **417**, 61.
- Boutelier, T., Henri, G. et Petrucci, P.-O. 2008, An inhomogeneous jet model for the rapid variability of TeV blazars, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **390**, L73.
- Brent, R. P. 1971, An algorithm with guaranteed convergence for finding a zero of a function, *Computer Journal* **14**, 422.
- Burrows, D. N., Hill, J. E., Nousek, J. A., Kennea, J. A. *et al.* 2005, The Swift X-Ray Telescope, *Space Science Reviews* **120**, 165.
- Caccianiga, A. et Marchã, M. J. M. 2004, The CLASS blazar survey: testing the blazar sequence, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **348**, 937.
- Camenzind, M. et Krockenberger, M. 1992, The lighthouse effect of relativistic jets in blazars - A geometric origin of intraday variability, *Astron. & Astrophys.* **255**, 59.
- Casse, F., Lemoine, M. et Pelletier, G. 2002, Transport of cosmic rays in chaotic magnetic fields, *Phys. Rev. D* **65**, 2, 023002.
- Chadwick, P. M., Daniel, M. K., Lyons, K., McComb, T. J. L. *et al.* 2000, TeV observations of PKS 2005-489 and PKS 0548-322, *Astron. & Astrophys.* **364**, 450.
- Chiaberge, M., Capetti, A. et Celotti, A. 2001, The BL Lac heart of Centaurus A, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **324**, L33.
- Chiaberge, M., Celotti, A., Capetti, A. et Ghisellini, G. 2000a, Does the unification of BL Lac and FR I radio galaxies require jet velocity structures?, *Astron. & Astrophys.* **358**, 104.

- Chiaberge, M., Celotti, A., Capetti, A. et Ghisellini, G. 2000b, Does the unification of BL Lac and FR I radio galaxies require jet velocity structures?, *Astron. & Astrophys.* **358**, 104.
- Chiaberge, M., Gilli, R., Capetti, A. et Macchetto, F. D. 2003, The Nuclear Spectral Energy Distribution of NGC 6251: A BL Lacertae Object in the Center of an FR I Radio Galaxy, *Astrophysical Journal* **597**, 166.
- Coppi, P. S. et Blandford, R. D. 1990, Reaction rates and energy distributions for elementary processes in relativistic pair plasmas, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **245**, 453.
- Corbett, E. A., Robinson, A., Axon, D. J., Hough, J. H. *et al.* 1996, The appearance of broad H α in BL Lacertae, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **281**, 737.
- Costamante, L. et Ghisellini, G. 2002, TeV candidate BL Lac objects, *Astron. & Astrophys.* **384**, 56.
- Dai, Z. G., Zhang, B., Gou, L. J., Mészáros, P. *et al.* 2002, GeV Emission from TeV Blazars and Intergalactic Magnetic Fields, *Astrophysical Journal, Letters* **580**, L7.
- Dermer, C. D. et Gehrels, N. 1995, Two Classes of Gamma-Ray-emitting Active Galactic Nuclei, *Astrophysical Journal* **447**, 103.
- Dermer, C. D. et Schlickeiser, R. 1993, Model for the High-Energy Emission from Blazars, *Astrophysical Journal* **416**, 458.
- Donato, D., Gliozzi, M., Sambruna, R. M. et Pesce, J. E. 2003, Chandra observations of the X-ray environment of BL Lacs, *Astron. & Astrophys.* **407**, 503.
- Edwards, P. G. et Piner, B. G. 2002, The Subluminal Parsec-Scale Jet of Markarian 501, *Astrophysical Journal, Letters* **579**, L67.
- Falomo, R., Pesce, J. E. et Treves, A. 1995, Host galaxy and environment of the BL Lacertae object PKS 0548-322: Observations with subarcsecond resolution, *Astrophysical Journal, Letters* **438**, L9.
- Fan, Y. Z., Dai, Z. G. et Wei, D. M. 2004, Strong GeV emission accompanying TeV blazar H1426+428, *Astron. & Astrophys.* **415**, 483.
- Fanaroff, B. L. et Riley, J. M. 1974, The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **167**, 31P.
- Fermi, E. 1949, On the Origin of the Cosmic Radiation, *Physical Review* **75**, 1169.
- Ferreira, J. 1997, Magnetically-driven jets from Keplerian accretion discs., *Astron. & Astrophys.* **319**, 340.
- Ferreira, J. et Casse, F. 2004, Stationary Accretion Disks Launching Super-fast-magnetosonic Magnetohydrodynamic Jets, *Astrophysical Journal, Letters* **601**, L139.
- Fosbury, R. A. E. et Disney, M. J. 1976, The redshift of the BL Lacertae object PKS 0548-322, *Astrophysical Journal, Letters* **207**, L75.
- Fossati, G., Buckley, J. H., Bond, I. H., Bradbury, S. M. *et al.* 2008, Multiwavelength Observations of Markarian 421 in 2001 March: An Unprecedented View on the X-Ray/TeV Correlated Variability, *Astrophysical Journal* **677**, 906.
- Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., Comastri, A. *et al.* 1998, A unifying view of the spectral energy distributions of blazars, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **299**, 433.
- Franceschini, A., Rodighiero, G. et Vaccari, M. 2008, Extragalactic optical-infrared background radiation, its time evolution and the cosmic photon-photon opacity, *Astron. & Astrophys.* **487**, 837.

- Georganopoulos, M. et Kazanas, D. 2003, Decelerating Flows in TeV Blazars: A Resolution to the BL Lacertae-FR I Unification Problem, *Astrophysical Journal, Letters* **594**, L27.
- Gérard, L. 2008, The Active Galactic Nuclei seen at very high energy, dans C. Charbonnel, F. Combes et R. Samadi (éditeurs), *SF2A-2008*, pp. 225–+.
- Ghisellini, G., Celotti, A., Fossati, G., Maraschi, L. *et al.* 1998, A theoretical unifying scheme for gamma-ray bright blazars, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **301**, 451.
- Ghisellini, G. et Madau, P. 1996, On the origin of the gamma-ray emission in blazars, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **280**, 67.
- Ghisellini, G., Maraschi, L. et Treves, A. 1985, Inhomogeneous synchrotron-self-Compton models and the problem of relativistic beaming of BL Lac objects, *Astron. & Astrophys.* **146**, 204.
- Ghisellini, G. et Tavecchio, F. 2008, The blazar sequence: a new perspective, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **387**, 1669.
- Giebels, B., Dubus, G. et Khélifi, B. 2007, Unveiling the X-ray/TeV engine in Mkn 421, *Astron. & Astrophys.* **462**, 29.
- Giommi, P., Blustin, A. J., Capalbi, M., Colafrancesco, S. *et al.* 2006, Swift and infra-red observations of the blazar 3C 454.3 during the giant X-ray flare of May 2005, *Astron. & Astrophys.* **456**, 911.
- Giovannini, G. 2004, Observational Properties of Jets in Active Galactic Nuclei, *Astrophysics and Space Science* **293**, 1.
- Giovannini, G., Cotton, W. D., Feretti, L., Lara, L. *et al.* 2001, VLBI Observations of a Complete Sample of Radio Galaxies: 10 Years Later, *Astrophysical Journal* **552**, 508.
- Gómez, J.-L., Marscher, A. P., Alberdi, A., Jorstad, S. G. *et al.* 2000, Flashing Superluminal Components in the Jet of the Radio Galaxy 3C120, *Science* **289**, 2317.
- Gorham, P. W., van Zee, L., Unwin, S. C. et Jacobs, C. 2000, Markarian 421'S Unusual Satellite Galaxy, *Astronomical Journal* **119**, 1677.
- Gould, R. J. et Schréder, G. P. 1967, Pair Production in Photon-Photon Collisions, *Physical Review* **155**, 1404.
- Graff, P. B., Georganopoulos, M., Perlman, E. S. et Kazanas, D. 2008, A Multizone Model for Simulating the High-Energy Variability of TeV Blazars, *Astrophysical Journal* **689**, 68.
- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., Chen, A. W. *et al.* 1999, The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources, *Astrophysical Journal, Supplement* **123**, 79.
- Hauser, M. G., Arendt, R. G., Kelsall, T., Dwek, E. *et al.* 1998, The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. I. Limits and Detections, *Astrophysical Journal* **508**, 25.
- Hauser, M. G. et Dwek, E. 2001, The Cosmic Infrared Background: Measurements and Implications, *Annual Review of Astron and Astrophys* **39**, 249.
- Heitler, W. 1954, *Quantum theory of radiation*, International Series of Monographs on Physics, Oxford: Clarendon, 1954, 3rd ed.
- Henri, G. et Pelletier, G. 1991, Relativistic electron-positron beam formation in the framework of the two-flow model for active galactic nuclei, *Astrophysical Journal, Letters* **383**, L7.

- Henri, G., Pelletier, G. et Roland, J. 1993, Gamma-ray emission of active galactic nuclei as a signature of relativistic electron-positron beams, *Astrophysical Journal, Letters* **404**, L41.
- Henri, G. et Saugé, L. 2006, The Bulk Lorentz Factor Crisis of TeV Blazars: Evidence for an Inhomogeneous Pileup Energy Distribution?, *Astrophysical Journal* **640**, 185.
- Hill, J. E., Burrows, D. N., Nousek, J. A., Abbey, A. F. et al. 2004, Readout modes and automated operation of the Swift X-ray Telescope, dans K. A. Flanagan et O. H. W. Siegmund (éditeurs), *X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy XIII. Edited by Flanagan, Kathryn A.; Siegmund, Oswald H. W. Proceedings of the SPIE, Volume 5165, pp. 217-231 (2004).*, vol. 5165 de *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pp. 217–231.
- Hoffmeister, C. 1929, 354 neue Veränderliche, *Astronomische Nachrichten* **236**, 233.
- Hovatta, T., Nieppola, E., Tornikoski, M., Valtaoja, E. et al. 2008, Long-term radio variability of AGN: flare characteristics, *Astron. & Astrophys.* **485**, 51.
- Jones, F. C. 1968, Calculated Spectrum of Inverse-Compton-Scattered Photons, *Physical Review* **167**, 1159.
- Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Lister, M. L., Stirling, A. M. et al. 2005, Polarimetric Observations of 15 Active Galactic Nuclei at High Frequencies: Jet Kinematics from Bimonthly Monitoring with the Very Long Baseline Array, *Astronomical Journal* **130**, 1418.
- Katarzyński, K., Sol, H. et Kus, A. 2001, The multifrequency emission of Mrk 501. From radio to TeV gamma-rays, *Astron. & Astrophys.* **367**, 809.
- Katarzyński, K., Sol, H. et Kus, A. 2003, The multifrequency variability of Mrk 421, *Astron. & Astrophys.* **410**, 101.
- Kellermann, K. I. 2003, Variability, Brightness Temperature, Superluminal Motion, Doppler Boosting, and Related Issues, dans J. A. Zensus, M. H. Cohen et E. Ros (éditeurs), *Radio Astronomy at the Fringe*, vol. 300 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp. 185–+.
- Kellermann, K. I. et Pauliny-Toth, I. I. K. 1969, The Spectra of Opaque Radio Sources, *Astrophysical Journal, Letters* **155**, L71+.
- Kellermann, K. I., Sramek, R., Schmidt, M., Shaffer, D. B. et al. 1989, VLA observations of objects in the Palomar Bright Quasar Survey, *Astronomical Journal* **98**, 1195.
- Kiefer, J. 1953, Sequential minimax search for a maximum, *Proceedings of the American Mathematical Society* **4**, 3, 502.
- Kotilainen, J. K., Falomo, R. et Scarpa, R. 1998, The host galaxies of BL Lac objects in the near-infrared, *Astron. & Astrophys.* **336**, 479.
- Krawczynski, H., Hughes, S. B., Horan, D., Aharonian, F. et al. 2004, Multiwavelength Observations of Strong Flares from the TeV Blazar 1ES 1959+650, *Astrophysical Journal* **601**, 151.
- Kulsrud, R. M. 1999, A Critical Review of Galactic Dynamos, *Annual Review of Astron and Astrophys* **37**, 37.
- Lacombe, C. 1977, Acceleration of particles and plasma heating by turbulent Alfvén waves in a radiogalaxy, *Astron. & Astrophys.* **54**, 1.
- Ledlow, M. J. et Owen, F. N. 1996, 20 CM VLA Survey of Abell Clusters of Galaxies. VI. Radio/Optical Luminosity Functions, *Astronomical Journal* **112**, 9.

- Lemoine-Goumard, M., Degrange, B. et Tluczykont, M. 2006, Selection and 3D-reconstruction of gamma-ray-induced air showers with a stereoscopic system of atmospheric Cherenkov telescopes, *Astroparticle Physics* **25**, 195.
- Lenain, J.-P., Boisson, C., Sol, H. et Katarzyński, K. 2008, A synchrotron self-Compton scenario for the very high energy γ -ray emission of the radiogalaxy M 87. Unifying the TeV emission of blazars and other AGNs?, *Astron. & Astrophys.* **478**, 111.
- Li, T.-P. et Ma, Y.-Q. 1983, Analysis methods for results in gamma-ray astronomy, *Astrophysical Journal* **272**, 317.
- MacLeod, J. M. et Andrew, B. H. 1968, The Radio Source VRO 42.22.01, *Astrophys. Lett.* **1**, 243.
- Madau, P. et Pozzetti, L. 2000, Deep galaxy counts, extragalactic background light and the stellar baryon budget, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **312**, L9.
- Mahadevan, R., Narayan, R. et Yi, I. 1996, Harmony in Electrons: Cyclotron and Synchrotron Emission by Thermal Electrons in a Magnetic Field, *Astrophysical Journal* **465**, 327.
- Malkan, M. A., Gorjian, V. et Tam, R. 1998, A Hubble Space Telescope Imaging Survey of Nearby Active Galactic Nuclei, *Astrophysical Journal, Supplement* **117**, 25.
- Mannheim, K. 1996, TeV Gamma-Rays from Proton Blazars, *Space Science Reviews* **75**, 331.
- Mannheim, K. et Biermann, P. L. 1992, Gamma-ray flaring of 3C 279 - A proton-initiated cascade in the jet?, *Astron. & Astrophys.* **253**, L21.
- Mannheim, K., Biermann, P. L. et Kruells, W. M. 1991, A novel mechanism for nonthermal X-ray emission, *Astron. & Astrophys.* **251**, 723.
- Maraschi, L., Ghisellini, G. et Celotti, A. 1992, A jet model for the gamma-ray emitting blazar 3C 279, *Astrophysical Journal, Letters* **397**, L5.
- Marcowith, A. 1996, *Jets relativistes extragalactiques: émission haute énergie et théorie cinétique*, Thèse de doctorat, Université Paris VII, Paris.
- Marcowith, A., Henri, G. et Pelletier, G. 1995, Gamma-ray emission of blazars by a relativistic electron-positron beam, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **277**, 681.
- Marcowith, A., Henri, G. et Renaud, N. 1998, Non-thermal pair model for the radio-galaxy Centaurus A, *Astron. & Astrophys.* **331**, L57.
- Marscher, A. P. et Gear, W. K. 1985, Models for high-frequency radio outbursts in extragalactic sources, with application to the early 1983 millimeter-to-infrared flare of 3C 273, *Astrophysical Journal* **298**, 114.
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., D’Arcangelo, F. D., Smith, P. S. *et al.* 2008, The inner jet of an active galactic nucleus as revealed by a radio-to- γ -ray outburst, *Nature* **452**, 966.
- Massaro, F., Tramacere, A., Cavaliere, A., Perri, M. *et al.* 2007, X-ray spectral evolution of TeV BL Lac objects: eleven years of observations with BeppoSAX, XMM-Newton and SWIFT satellites, *ArXiv e-prints* **712**.
- Mattox, J. R. et Ormes, J. F. 2002, The Final Catalog of EGRET Gamma-Ray Blazars, dans *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 35 de *Bulletin of the American Astronomical Society*, pp. 573–+.
- Mukherjee, R., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., Dingus, B. L. *et al.* 1997, EGRET Observations of High-energy Gamma-Ray Emission from Blazars: an Update, *Astrophysical Journal* **490**, 116.

- Murphy, E. M., Lockman, F. J., Laor, A. et Elvis, M. 1996, Galactic H i Column Densities toward Quasars and Active Galactic Nuclei, *Astrophysical Journal, Supplement* **105**, 369.
- Mushotzky, R. F., Boldt, E. A., Holt, S. S., Serlemitsos, P. J. *et al.* 1978, X-ray observations of BL Lacertae objects, *Astrophysical Journal, Letters* **226**, L65.
- Nieppola, E., Valtaoja, E., Tornikoski, M., Hovatta, T. *et al.* 2008, Blazar sequence - an artefact of Doppler boosting, *Astron. & Astrophys.* **488**, 867.
- Norris, J. P., Nemiroff, R. J., Bonnell, J. T., Scargle, J. D. *et al.* 1996, Attributes of Pulses in Long Bright Gamma-Ray Bursts, *Astrophysical Journal* **459**, 393.
- Oke, J. B. et Gunn, J. E. 1974, The Distance of BL Lacertae, *Astrophysical Journal, Letters* **189**, L5+.
- Ostriker, J. P. et Vietri, M. 1985, Are some BL Lac objects artefacts of gravitational lensing?, *Nature* **318**, 446.
- Ostriker, J. P. et Vietri, M. 1990, Are some BL Lacs artefacts of gravitational lensing?, *Nature* **344**, 45.
- Padovani, P. 2007, The blazar sequence: validity and predictions, *Astrophysics and Space Science* **309**, 63.
- Padovani, P. et Giommi, P. 1995, The connection between x-ray- and radio-selected BL Lacertae objects, *Astrophysical Journal* **444**, 567.
- Padovani, P., Perlman, E. S., Landt, H., Giommi, P. *et al.* 2003, What Types of Jets Does Nature Make? A New Population of Radio Quasars, *Astrophysical Journal* **588**, 128.
- Peebles, P. J. E. 1965, The Black-Body Radiation Content of the Universe and the Formation of Galaxies., *Astrophysical Journal* **142**, 1317.
- Pelletier, G. 1985, , dans *Plasma turbulence and Astrophysical Objects*, Société Française de Physique (SFP).
- Pelletier, G., Lemoine, M. et Marcowith, A. 2009, On Fermi acceleration and magnetohydrodynamic instabilities at ultra-relativistic magnetized shock waves, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **393**, 587.
- Pelletier, G. et Pudritz, R. E. 1992, Hydromagnetic disk winds in young stellar objects and active galactic nuclei, *Astrophysical Journal* **394**, 117.
- Penzias, A. A. et Wilson, R. W. 1965, A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s., *Astrophysical Journal* **142**, 419.
- Perri, M., Maselli, A., Giommi, P., Massaro, E. *et al.* 2007, Swift XRT and UVOT deep observations of the high-energy peaked BL Lacertae object PKS 0548-322 close to its brightest state, *Astron. & Astrophys.* **462**, 889.
- Pigg, J. C. et Cohen, M. H. 1971, On the Distance to BL Lacertae, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **83**, 680.
- Piner, B. G., Bhattarai, D., Edwards, P. G. et Jones, D. L. 2006, The Fastest Relativistic Jets: VLBA Observations of Blazars with Apparent Speeds Exceeding 25c, *Astrophysical Journal* **640**, 196.
- Piner, B. G. et Edwards, P. G. 2004, The Parsec-Scale Structure and Jet Motions of the TeV Blazars 1ES 1959+650, PKS 2155-304, and 1ES 2344+514, *Astrophysical Journal* **600**, 115.
- Piner, B. G. et Edwards, P. G. 2005, VLBA Polarization Observations of Markarian 421 after a Gamma-Ray High State, *Astrophysical Journal* **622**, 168.

- Piner, B. G., Pant, N. et Edwards, P. G. 2008, The Parsec-Scale Jets of the TeV Blazars H1426+428, 1ES 1959+650, and PKS 2155-304: 2001-2004, *Astrophysical Journal* **678**, 64.
- Piron, F., Djannati-Atai, A., Punch, M., Tavernet, J.-P. *et al.* 2001, Temporal and spectral gamma-ray properties of γ -ASTROBJ Mkn 421/ γ -ASTROBJ above 250 GeV from CAT observations between 1996 and 2000, *Astron. & Astrophys.* **374**, 895.
- Punch, M., Akerlof, C. W., Cawley, M. F., Chantell, M. *et al.* 1992, Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421, *Nature* **358**, 477.
- Quirrenbach, A., Witzel, A., Kirchbaum, T. P., Hummel, C. A. *et al.* 1992, Statistics of intraday variability in extragalactic radio sources, *Astron. & Astrophys.* **258**, 279.
- Quirrenbach, A., Witzel, A., Qian, S. J., Krichbaum, T. *et al.* 1989, Rapid radio polarization variability in the quasar 0917 + 624, *Astron. & Astrophys.* **226**, L1.
- Rachen, J. P. 2000, Hadronic Blazar Models and Correlated X-ray/TeV Flares, dans B. L. Dingus, M. H. Salamon et D. B. Kieda (éditeurs), *American Institute of Physics Conference Series*, vol. 515 de *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 41–+.
- Rector, T. A. et Stocke, J. T. 2003, High-Resolution Radio Imaging of Gravitational Lensing Candidates in the 1 Jansky BL Lacertae Sample, *Astronomical Journal* **125**, 2447.
- Rees, M. J. 1966, Appearance of Relativistically Expanding Radio Sources, *Nature* **211**, 468.
- Renaud, N. 1999, *Modélisation des jets relativistes et de l'émission haute énergie des blazars et des microquasars galactiques*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- Renaud, N. et Henri, G. 1998, The terminal bulk Lorentz factor of relativistic electron-positron jets, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **300**, 1047.
- Reynolds, S. P. 1998, Models of Synchrotron X-Rays from Shell Supernova Remnants, *Astrophysical Journal* **493**, 375.
- Rieke, G. H. et Weekes, T. C. 1969, Production of Cosmic Gamma Rays by Compton Scattering in Discrete Sources, *Astrophysical Journal* **155**, 429.
- Roberts, M. D., McGee, P., Dazeley, S. A., Edwards, P. G. *et al.* 1999, TeV gamma-ray observations of three X-ray selected BL Lacs, *Astron. & Astrophys.* **343**, 691.
- Rybicki, G. B. et Lightman, A. P. 1979, *Radiative processes in astrophysics*, New York, Wiley-Interscience, 1979. 393 p.
- Sambruna, R. M. et Mushotzky, R. F. 1998, X-Ray Absorption in the BL Lacertae Object PKS 0548-322, *Astrophysical Journal* **502**, 630.
- Saugé, L. 2004, *Modélisation de l'émission non-thermique des blazars du TeV par une distribution relativiste quasi-maxwellienne*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- Saugé, L. et Henri, G. 2004, TeV Blazar Gamma-Ray Emission Produced by a Cooling Pileup Particle Energy Distribution Function, *Astrophysical Journal* **616**, 136.
- Scarpa, R., Falomo, R. et Pian, E. 1995, A study of emission lines variability of the active galaxy PKS 0521-365., *Astron. & Astrophys.* **303**, 730.
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P. et Davis, M. 1998, Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds, *Astrophysical Journal* **500**, 525.
- Schlickeiser, R. 1984, An explanation of abrupt cutoffs in the optical-infrared spectra of non-thermal sources - A new pile-up mechanism for relativistic electron spectra, *Astron. & Astrophys.* **136**, 227.

- Schlickeiser, R. 1985, A viable mechanism to establish relativistic thermal particle distribution functions in cosmic sources, *Astron. & Astrophys.* **143**, 431.
- Schmitt, J. L. 1968, BL Lac identified as a Radio Source, *Nature* **218**, 663.
- Sikora, M., Begelman, M. C. et Rees, M. J. 1994, Comptonization of diffuse ambient radiation by a relativistic jet: The source of gamma rays from blazars?, *Astrophysical Journal* **421**, 153.
- Sitko, M. L. et Junkkarinen, V. T. 1985, Continuum and line fluxes of OJ287 at minimum light, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **97**, 1158.
- Smith, P. S., Jannuzi, B. T. et Elston, R. 1991, UBVRI photometry of stars in the fields of X-ray selected BL Lacertae objects, *Astrophysical Journal, Supplement* **77**, 67.
- Sol, H., Pelletier, G. et Asseo, E. 1989, Two-flow model for extragalactic radio jets, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **237**, 411.
- Stecker, F. W. et de Jager, O. C. 1998, Absorption of very high energy gamma-rays by intergalactic infrared radiation: A new determination, *Astron. & Astrophys.* **334**, L85.
- Stickel, M., Fried, J. W., Kuehr, H., Padovani, P. et al. 1991, The complete sample of 1 Jansky BL Lacertae objects. I - Summary properties, *Astrophysical Journal* **374**, 431.
- Svensson, R. 1987, Non-thermal pair production in compact X-ray sources - First-order Compton cascades in soft radiation fields, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **227**, 403.
- Tingay, S. J., Jauncey, D. L., Preston, R. A., Reynolds, J. E. et al. 1995, Relativistic Motion in a Nearby Bright X-Ray Source, *Nature* **374**, 141.
- Tsytovich, V. N. 1977, Theory of turbulent plasma, *Moscow Atomizdat* .
- Tueller, J., Mushotzky, R. F., Barthelmy, S., Cannizzo, J. K. et al. 2008, Swift BAT Survey of AGNs, *Astrophysical Journal* **681**, 113.
- Ulrich, M. H. 1981, The appearance of broad emission lines in the spectrum of the BL Lac object PKS 0521-36, *Astron. & Astrophys.* **103**, L1+.
- Urry, C. M. 1999, Multiwavelength properties of blazars, *Astroparticle Physics* **11**, 159.
- Urry, C. M. et Padovani, P. 1995, Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **107**, 803.
- Vallee, J. P. 1990, Detecting the largest magnets - The universe and the clusters of galaxies, *Astrophysical Journal* **360**, 1.
- Vermeulen, R. C., Ogle, P. M., Tran, H. D., Browne, I. W. A. et al. 1995, When Is BL Lac Not a BL Lac?, *Astrophysical Journal, Letters* **452**, L5+.
- Vestrand, W. T., Stacy, J. G. et Sreekumar, P. 1995, High-Energy Gamma Rays from the BL Lacertae Object PKS 2155-304, *Astrophysical Journal, Letters* **454**, L93+.
- von Montigny, C., Bertsch, D. L., Chiang, J., Dingus, B. L. et al. 1995, High-Energy Gamma-Ray Emission from Active Galaxies: EGRET Observations and Their Implications, *Astrophysical Journal* **440**, 525.
- Wurtz, R., Stocke, J. T. et Yee, H. K. C. 1996, The Canada-France-Hawaii Telescope Imaging Survey of BL Lacertae Objects. I. Properties of the Host Galaxies, *Astrophysical Journal, Supplement* **103**, 109.
- Xie, G. Z., Zhang, Y. H., Li, K. H., Liu, F. K. et al. 1996, CCD Photometry of 12 BL Lacertae Objects, *Astronomical Journal* **111**, 1065.

- Zdziarski, A. A. et Lightman, A. P. 1985, Nonthermal electron-positron pair production and the 'universal' X-ray spectrum of active galactic nuclei, *Astrophysical Journal, Letters* **294**, L79.
- Zensus, J. A. 1997, Parsec-Scale Jets in Extragalactic Radio Sources, *Annual Review of Astron and Astrophys* **35**, 607.

Modélisation dépendante du temps des blazars du TeV par un modèle de jet stratifié inhomogène

Timothé BOUTELIER

Résumé

L'étude des mécanismes d'émission et de variabilité des blazars du TeV est l'objet d'intenses recherches depuis de nombreuses années. Les modèles courants d'émission une zone homogène utilisés posent de nombreux problèmes, notamment à cause des grands facteurs de Lorentz qu'ils requièrent et qui sont en contradiction avec les contraintes dérivées des observations radio des jets. Dans cette thèse je décris une approche multizone inhomogène dépendante du temps, dans le cadre du modèle du two-flow. Je calcule l'émission d'un jet complet, dans lequel se propagent des paires électron-positron relativistes distribuées en pileup. L'évolution et l'émission du plasma de paires est calculée en tenant compte d'un terme de chauffage turbulent, du refroidissement radiatif, ainsi que d'un terme de production de paires par photo-annihilation. Appliqué à PKS 2155–304, ce modèle permet de reproduire le spectre complet, ainsi que la variabilité simultanée multi longueur d'onde, avec un faible facteur de Lorentz. La variabilité est expliquée par l'instabilité de la création de paires dans le jet. La valeur du facteur de Lorentz est néanmoins trop élevée pour être en accord avec les observations radio et la statistique de détection de ces objets. Je montre à la fin de ma thèse, comment, en tenant compte de l'ouverture géométrique des jets, peut on réconcilier de grands facteur de Lorentz avec l'absence de mouvement superluminaire observé en radio, ainsi que la relative abondance de ce type de source.

Mots clé : Blazars—Général; Blazars—Variabilité; Blazars—Emission; Jets relativistes—Emission; Emission non-thermique; Processus d'accélération

Abstract

The study of the emission and variability mechanisms of TeV blazars has been the subject of intensive research for years. The homogeneous one-zone model commonly used is puzzling since it yields very high Lorentz factor, in contradiction with other observational evidences. In this work, I describe a new time dependent multi-zone approach, in the framework of the two-flow model. I compute the emission of a full jet, where relativistic electron-positron pairs distributed in pileup propagate. The evolution and the emission of the plasma is computed taking into account a turbulent heating term, some radiative cooling, and a pair production term due to photo-annihilation process. Applied to PKS 2155–304, the model allows to reproduce the full spectra, as well as the simultaneous multi wavelength variability, with a relatively small Lorentz factor. The variability is explained by the instability of the pair creation process. Nonetheless, the value is still high to agree with other observational evidences in radio. Hence, I show in the last part of this work how to conciliate high Lorentz factor with the absence of apparent superluminal movement in radio, by taking into account the effect of the opening angle on the appearance of relativistic jets.

Keywords : Blazars—General; Blazars—Variability; Blazars—Emission; Relativistic jets—Emission; Non-thermal emission; Acceleration process