



ΕΘΝΙΚΟ & ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ
ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΤΟΜΕΑΣ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΗΣ, ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑΣ ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΗΣ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**“ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΑΚΤΙΝΩΝ - Χ ΣΕ ΠΙΔΑΚΕΣ ΜΕΓΑΛΗΣ
ΚΛΙΜΑΚΑΣ”**

ΤΟΥΡΒΑ ΕΛΕΝΗ
Α.Μ.: 201541

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ: ΑΠΟΣΤΟΛΟΣ ΜΑΣΤΙΧΙΑΔΗΣ

ΑΘΗΝΑ 2018

ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ

**ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ ΑΠΟΣΤΟΛΟΣ ΜΑΣΤΙΧΙΑΔΗΣ
ΑΝΑΠΛΗΡΩΤΡΙΑ ΚΑΘΗΓΗΤΡΙΑ ΔΕΣΠΟΙΝΑ ΧΑΤΖΗΔΗΜΗΤΡΙΟΥ
ΑΝΑΠΛΗΡΩΤΗΣ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ ΝΕΚΤΑΡΙΟΣ ΒΛΑΧΑΚΗΣ**

Περιεχόμενα

Περίληψη	6
1. Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες	8
1.1 Εισαγωγή.....	8
1.2 Βασικά Χαρακτηριστικά Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων.....	8
1.2.1 Συνιστώσες ΕΓΠ.....	8
1.2.2 Λαμπρότητα Eddington.....	9
1.3 Ταξινόμηση Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων.....	11
1.3.1 Ραδιο – ασθενείς.....	12
1.3.2 Ραδιο – ισχυροί.....	12
1.4 Ενοποίηση ΕΓΠ.....	15
2. Πίδακες Ενεργών Γαλαξιών	17
2.1 Εισαγωγή.....	17
2.2 Αστροφυσικοί πίδακες.....	17
2.2.1 Εισαγωγή.....	17
2.2.2 Γενικά Χαρακτηριστικά Πιδάκων.....	18
2.2.3 Πίδακες Μεγάλης Κλίμακας.....	22
2.2.4 Ανοιχτά ζητήματα.....	25
3. Φυσικές Διεργασίες	27
3.1 Εισαγωγή.....	27
3.2 Ακτινοβολία Σύγχροτρον.....	27
3.2.1 Εισαγωγή.....	27
3.2.2 Βασικά Χαρακτηριστικά.....	27
3.2.3 Ενεργειακές Απώλειες Ηλεκτρονίων.....	28
3.2.4 Φάσμα Παραγόμενης Ακτινοβολίας.....	29
3.2.5 Σύγχροτρον ψύξη.....	32
3.3 Αντίστροφος Σκεδασμός Compton.....	32
3.3.1 Εισαγωγή.....	32
3.3.2 Ενεργειακές Απώλειες Ηλεκτρονίων – Όριο Thomson ($h\nu \ll m_e c^2$).....	34
3.3.3 Σχετικιστική κινηματική στον σκεδασμό Compton.....	35
3.3.4 Φάσμα Παραγόμενης Ακτινοβολίας.....	37
3.3.5 Ψύξη ηλεκτρονίων στον αντίστροφο σκεδασμό Compton.....	38
3.3.6 Σύγκριση με τη διαδικασία ακτινοβολίας σύγχροτρον.....	38
3.4 Σύγχροτρον Self Compton (SSC).....	39
3.4.1 Εισαγωγή.....	39
3.4.2 Φάσμα Παραγόμενης Ακτινοβολίας.....	39
3.5 Αδρονικές Αλληλεπιδράσεις.....	43
3.6 Υπέρφωτη κίνηση.....	44
3.7 Ενίσχυση Doppler	46
4. Μελέτη του ραδιο – ισχυρού κβάζαρ PKS 0637 – 752	50
4.1 Κβάζαρς.....	50

4.2	PKS 0637 – 752.....	52
4.3	Ερμηνεία Παραγωγής Ακτίνων – Χ.....	54
4.3.1	Λεπτονικά Μοντέλα.....	55
4.3.2	Αδρονικά Μοντέλα.....	61
5.	Μοντελοποίηση του φάσματος του πίδακα του κβάζαρ PKS 0637 – 752	64
5.1	Εισαγωγή.....	64
5.2	Ο Αριθμητικός Κώδικας.....	64
5.3	EC/CMB Μοντέλο.....	66
5.4	Μοντέλο Σύγχροτρον Self Compton (SSC).....	71
5.5	Μοντέλο Δύο Πληθυσμών Ηλεκτρονίων.....	75
5.6	Μοντέλο Ακτινοβολίας Σύγχροτρον Πρωτονίων.....	77
5.7	Σύγκριση των Μοντέλων.....	80
6.	Συμπεράσματα	83
	A' Φυσικές Σταθερές	85
	B' Κινητικές Εξισώσεις	86
	Βιβλιογραφία	88

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον επιβλέποντα καθηγητή μου, κύριο Απόστολο Μαστιχιάδη, ο οποίος μου έδωσε τη δυνατότητα να αποκτήσω περαιτέρω γνώσεις πάνω σε ένα αντικείμενο που με γοητεύει πολύ. Παρόλη την ιδιαιτερότητα των συνθηκών υπό τις οποίες εκπονήθηκε η διπλωματική μου εργασία, ήταν πάντα πρόθυμος να εμπνεύσει και να καθοδηγήσει τα βήματά μου. Επιπλέον, ευχαριστώ πολύ τη συμφοιτήτριά μου, Ιουλία Φλώρου, για την απεριόριστη βοήθεια που τόσο πρόθυμα μου προσέφερε, από την αρχή μέχρι το τέλος της εργασίας μου. Επιπροσθέτως, θα ήθελα να ευχαριστήσω τη Στέλλα Μπουλά για τις χρήσιμες συμβουλές και τις πάντοτε εύστοχες παρατηρήσεις της.

Τέλος θα ήθελα να ευχαριστήσω τους γονείς μου για τη συνεχή τους ενθάρρυνση, καθώς και τον άντρα μου για τις επιπλέον ώρες που αφιέρωσε φροντίζοντας το παιδί μας, προκειμένου να καταφέρω να ολοκληρώσω τις σπουδές μου.

Περίληψη

Όταν τον Αύγουστο του 1999 τέθηκε σε λειτουργία το Chandra X – Ray Observatory, το πρώτο αντικείμενο στο οποίο στόχευσε ήταν το ραδιο – ισχυρό κβάζαρ PKS 0637 – 752. Παράλληλα με την ανίχνευση ακτίνων – X από το κέντρο του κβάζαρ, χάρη στη μεγάλη διακριτική του ικανότητα, ανίχνευσε αναπάντεχα ακτίνες – X και από τον μεγάλης κλίμακας πίδακα που τον συνοδεύει. Έκτοτε το Chandra, έχει ανακαλύψει πολλούς πίδακες μεγάλης κλίμακας οι οποίοι απαντώνται σε διάφορες κλάσεις ΕΓΠ, όπως για παράδειγμα στους FRI και FRII ραδιογαλαξίες, στα BL Lacs και στα κβάζαρς, στους οποίους η ροή των ακτίνων – X παρατηρείται ιδιαίτερα αυξημένη σε σχέση με τη ροή στο οπτικό μέρος του φάσματος. Τα μοντέλα που προσπάθησαν να μοντελοποιήσουν τα φάσματα των αντικειμένων αυτών ήταν αρκετά, ενώ το πιο διαδεδομένο ανάμεσά τους ήταν το EC/CMB. Ο στόχος της παρούσης διπλωματικής εργασίας είναι η μοντελοποίηση του φάσματος του πίδακα του κβάζαρ PKS 0637 – 752 στα πλαίσια τόσο λεπτονικών όσο και αδρονικών μοντέλων, με απώτερο σκοπό να αποφανθούμε ποιο είναι εκείνο που ερμηνεύει την παραγωγή των ακτίνων – X με τον καλύτερο δυνατό τρόπο. Τα λεπτονικά μοντέλα που αναλύονται είναι το EC/CMB, ο μηχανισμός σύγχροτρον Self Compton και το μοντέλο δύο πρωτογενών πληθυσμών ηλεκτρονίων, ενώ το αδρονικό μοντέλο που εξετάζεται είναι ο μηχανισμός σύγχροτρον πρωτονίων. Η μοντελοποίηση του φάσματος επιτυγχάνεται στα πλαίσια και των τεσσάρων μοντέλων. Εντούτοις, εν συγκρίσει με τα υπόλοιπα, καταλληλότερο κρίνεται το EC/CMB, αφήνοντας όμως περιθώρια αμφιβολίας καθώς έρχεται αντιμέτωπο με ορισμένες δυσκολίες, όπως για παράδειγμα τη μη ανίχνευση των ακτίνων – γ που προβλέπει.

Λέξεις κλειδιά: κβάζαρ, πίδακες μεγάλης κλίμακας, ακτίνες – X, λεπτονικά μοντέλα, αδρονικά μοντέλα

Abstract

In 1999 August, the Chandra X – Ray Observatory observed its first celestial target, the radio – loud quasar PKS 0637 – 752. Along with the bright X – ray quasar core, owing to its remarkable space resolution, Chandra unexpectedly detected X – rays from the kiloparsec scale jet. Since then the Chandra X – Ray Observatory has discovered many kiloparsec scale jets in a variety of AGN classes such as FRI and FRII radio galaxies, BL Lacs and quasars in which the X – Ray fluxes are observed to be much higher than the expected level based on the radio – optical synchrotron spectrum. The EC/CMB has been by far the most popular explanation of the production of these X – Rays, while other models have been proposed. In this project our goal is to interpret the strong X – Ray emission from the large scale jet of quasar PKS 0637 - 752, in the context of leptonic as well as hadronic models. The leptonic models that are investigated are EC/CMB, synchrotron Self Compton and synchrotron emission from two separate electron populations, while the hadronic one that is examined is proton synchrotron. We find that all four models can satisfactorily fit the data. However, in comparison with the other models, we conclude that the most plausible interpretation of the large scale jet spectrum comes from EC/CMB, while even this one faces some difficulties, such as the non – detection of the predicted g – rays.

Key words: quasars, large scale jets, X – Rays, leptonic models, hadronic models

Κεφάλαιο 1

Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες

1.1 Εισαγωγή

Η ανακάλυψη των ενεργών γαλαξιών έγινε το 1943 από τον αμερικανό αστρονόμο Carl Keenan Seyfert (1911-1960). Τα αστροφυσικά αυτά αντικείμενα είναι από τις πιο ισχυρές πηγές ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας του σύμπαντος. Η μεγάλη λαμπρότητά τους συνεπάγεται μεγάλη ποσότητα μάζας στο κέντρο τους, ικανή ώστε η βαρύτητα να υπερκεράσει την πίεση της ακτινοβολίας, η οποία διαφορετικά θα διέλυε το αντικείμενο (δηλαδή η λαμπρότητά τους πρέπει να είναι μικρότερη από το όριο Eddington). Επίσης το γεγονός ότι όλη αυτή η ισχύς προέρχεται από μια πολύ μικρή περιοχή (Ενεργός Γαλαξιακός Πυρήνας, ΕΓΠ), η οποία δεν ξεπερνά το ηλιακό μας σύστημα σε διαστάσεις, έχει οδηγήσει τους αστροφυσικούς να δημιουργήσουν ένα μοντέλο θεωρίας, που υποστηρίζει την ύπαρξη μιας υπερμεγέθους μελανής οπής στο κέντρο τους, της τάξεως των $10^6 M_{\odot}$ έως $10^{10} M_{\odot}$, η οποία έλκει πάνω της αέρια και σκόνη από τη γειτονική περιοχή.

Είναι κοινώς αποδεκτό ότι η φωτεινή ενέργεια που απελευθερώνει ένας Ενεργός Γαλαξιακός Πυρήνας προέρχεται από τη συσσώρευση ύλης γύρω από μια μελανή οπή, σε μία περιοχή συγκρίσιμη με τον ορίζοντά της, παρόλα αυτά υπάρχουν πολλές ενδείξεις ότι ένα μεγάλο ποσοστό της ισχύος τους εκπέμπεται σε πολύ μεγαλύτερες ακτίνες. Για παράδειγμα οι υπεριώδεις και οπτικές γραμμές, οι οποίες συνιστούν συνήθως ένα κλάσμα της τάξης του 10 % της λαμπρότητάς τους, εκπέμπονται πιθανότατα από νέφη σε αποστάσεις $\sim 0.1 - 10 pc$

Η λαμπρότητά τους ποικίλει από τους πιο κοντινούς γαλαξίες, οι οποίοι εκπέμπουν περίπου στα $10^{40} erg/s$, μέχρι τους πιο μακρινούς, που ονομάζονται κβάζαρς, οι οποίοι εκπέμπουν περίπου στα $10^{47} erg/s$. Η ακτινοβολία ενός συνηθισμένου γαλαξία σαν και το δικό μας, προέρχεται από το σύνολο του φωτός των αστερών που τον απαρτίζουν, το φάσμα του είναι θερμικό και το χαρακτηρίζει ένα μεγάλο πλήθος γραμμών απορρόφησης. Δε συμβαίνει όμως το ίδιο με το φάσμα των ενεργών γαλαξιών, το οποίο είναι μη θερμικό, προέρχεται κατά το μεγαλύτερο μέρος από τον πυρήνα του γαλαξία και χαρακτηρίζεται κυρίως από γραμμές εκπομπής, με την ακτινοβολία τους να εκτείνεται σε όλο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα. Συχνά εμφανίζει μέγιστο στο υπεριώδες, με ένα μεγάλο ποσοστό της να συναντάται στις ακτίνες - X καθώς και στις υπέρυθρες. Η ισχύς τους εμφανίζει διακυμάνσεις της τάξεως των χρόνων και ορισμένες φορές ημερών, ωρών ή ακόμη και μερικών λεπτών.

Οι πρώτοι ενεργοί γαλαξίες πήραν το όνομα τού αστρονόμου που τους ανακάλυψε και σε αυτούς προστέθηκαν αργότερα τα κβάζαρς, τα BL Lacs, τα blazars και οι ραδιογαλαξίες. Μετά από χρόνιες μελέτες όμως, αποδείχθηκε ότι όλα αυτά τα πολυάριθμα είδη ενεργών γαλαξιών δεν έχουν όσες διαφορές αρχικά πίστευαν ότι υπήρχαν ανάμεσά τους, οι αστροφυσικοί. Αυτό που ακόμη όμως δεν έχει ξεκαθαριστεί, είναι εάν κάθε γαλαξίας περνάει από ένα ενεργό στάδιο κατά τη διάρκεια της ζωής του ή αν οι ενεργοί γαλαξίες αποτελούν μια πολύ ξεχωριστή και άκρως ενδιαφέρουσα ομάδα αστροφυσικών αντικειμένων.

1.2 Βασικά Χαρακτηριστικά Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων

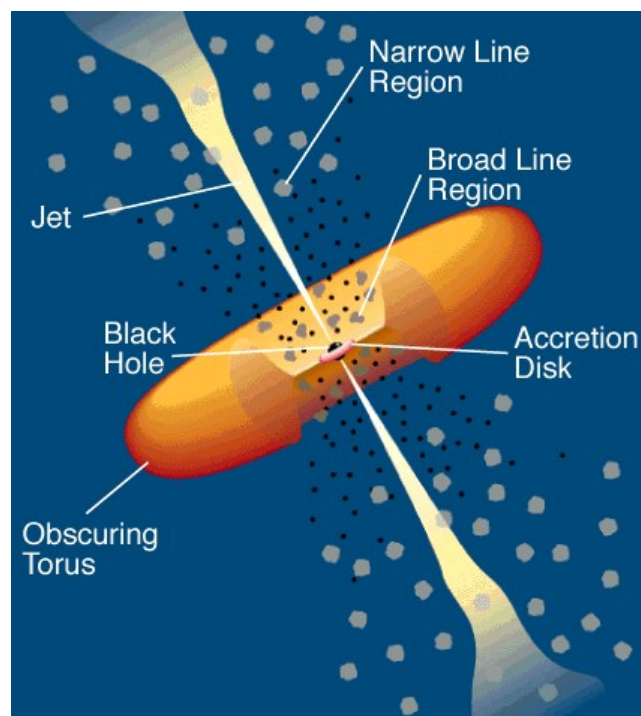
1.2.1 Συνιστώσες ΕΓΠ

Το μυστήριο των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων είναι ότι παράγουν τεράστια ποσά ενέργειας, σε μια πολύ μικρή περιοχή, μέσω φυσικών διεργασιών οι οποίες διαφοροποιούνται σε σχέση με την πυρηνική σύντηξη που τροφοδοτεί τα άστρα. Μέχρι στιγμής η δομή ενός ΕΓΠ

είναι γνωστή, αλλά εξαιτίας της ανισοτροπικής τους εκπομπής, ακριβείς λεπτομέρειες για τις φυσικές διεργασίες που λαμβάνουν χώρα σε αυτούς μας διαφεύγουν.

Σύμφωνα με το βασικό μοντέλο που επικρατεί, ένας ΕΓΠ, αποτελείται από τα ακόλουθα μέρη:

- Μία υπερμεγέθη μελανή οπή, περιστρεφόμενη ή μη, η μάζα της οποίας κυμαίνεται από $10^6 - 10^{10} M_{\odot}$.
- Έναν δίσκο προσαύξησης ο οποίος περιβάλλει τη μελανή οπή και την τροφοδοτεί με ύλη.
- Δύο αντιδιαμετρικούς πίδακες που αναδύονται από το κέντρο του, στους οποίους επιταχύνονται σωματίδια σε σχετικιστικές ταχύτητες.
- Περιοχές πλατιών γραμμών εκπομπής (BLR) καθώς και λεπτών γραμμών εκπομπής (NLR).
- Έναν τόρο ο οποίος περιβάλλει το κέντρο του ενεργού γαλαξία.



Σχήμα 1.1: Απεικόνιση των διαφόρων περιοχών από τις οποίες αποτελείται ένας ενεργός γαλαξίας. Credit: C.M. Urry and P. Padovani, 1995

1.2.2 Λαμπρότητα Eddington

Η λαμπρότητα Eddington, ή αλλιώς το όριο Eddington, είναι η μέγιστη λαμπρότητα που μπορεί να επιτύχει ένα σώμα, όπως για παράδειγμα ένα αστέρι, όταν επιτυγχάνεται ισορροπία μεταξύ της δύναμης ακτινοβολίας και της βαρύτητας. Η κατάσταση αυτή ονομάζεται υδροστατική ισορροπία. Όταν ένα σώμα υπερβεί το όριο Eddington τότε υλικό θα αρχίσει να εκτοξεύεται προς τα έξω.

Ο ρόλος του ορίου Eddington στις μέρες μας έγκειται στο να εξηγήσει το μεγάλο ρυθμό απώλειας μάζας που λαμβάνει χώρα σε διάφορα αστροφυσικά φαινόμενα που παρατηρούμε. GRBs, υπερκαινοφανείς κ.α., είναι λίγα παραδείγματα συστημάτων τα οποία υπερβαίνουν αρκετές φορές την Eddington λαμπρότητά τους, για πολύ μικρά χρονικά διαστήματα, έχοντας σαν αποτέλεσμα ένα μεγάλο ρυθμό απώλειας μάζας. Ορισμένα διπλά συστήματα ακτίνων - X και οι ενεργοί γαλαξίες μπορούν να διατηρήσουν τη λαμπρότητά τους κοντά στο όριο Eddington για πολύ μεγάλα χρονικά διαστήματα.

Πηγή Ακτινοβολίας

Ας υποθέσουμε ότι γύρω από μια μελανή οπή, μάζας M , υπάρχει ένα σφαιρικά συμμετρικό, ιονισμένο νέφος υδρογόνου. Η δύναμη που ασκείται σε ένα ηλεκτρόνιο που βρίσκεται σε απόσταση r από τη μελανή οπή, λόγω της πίεσης της ακτινοβολίας που δέχεται, δίνεται από τη σχέση:

$$f_{rad} = \frac{\sigma_T L}{4\pi r^2 c} \quad (1.1)$$

όπου σ_T η ενεργός διατομή Thomson.

Όριο Eddington

Η δύναμη εξαιτίας της βαρύτητας για κάθε ζευγάρι ηλεκτρονίου – πρωτονίου (αν αγνοήσουμε τη μάζα του ηλεκτρονίου καθώς είναι 1836 φορές μικρότερη από εκείνη του πρωτονίου) είναι :

$$f_{grav} = \frac{GMm_p}{r^2} \quad (1.2)$$

Η ισορροπία θα προκύψει όταν οι δύο αυτές δυνάμεις γίνουν ίσες:

$$f_{rad} = f_{grav}$$

δηλαδή όταν:

$$\frac{\sigma_T L}{4\pi r^2 c} = \frac{GMm_p}{r^2} \quad (1.3)$$

Από την ισοδυναμία αυτή προκύπτει η λαμπρότητα Eddington:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi c G m_p}{\sigma_T} M \quad (1.4)$$

$$L_{Edd} \approx 1.3 * 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \frac{erg}{s} \quad (1.5)$$

όπου M_\odot η μάζα του Ηλίου.

Εάν η λαμπρότητα είναι μεγαλύτερη από την τιμή αυτή, η πίεση εξαιτίας της ακτινοβολίας υπερέχει της πρόσπτωσης ύλης και ύλη εκτοξεύεται προς τα έξω. Για να πραγματοποιηθεί συσσώρευση ύλης χρειάζεται δηλαδή, $L < L_{Edd}$.

Στην περίπτωση που η παρατηρούμενη λαμπρότητα, ενός αντικειμένου είναι κοντά στη λαμπρότητα Eddington, $L_{Edd} \cong L$, η μάζα του υπολογίζεται από τη σχέση:

$$M_{Edd} = \frac{\sigma_T}{4\pi G c m_p} L_{Edd} \cong 8 * 10^5 \frac{L}{10^{44} erg/s} M_\odot \quad (1.6)$$

Έτσι μέσω της σχέσης αυτής μπορούμε να εξάγουμε ένα κατώτατο όριο για τη μάζα της μελανής οπής, από τη λαμπρότητα. Για παράδειγμα για QSOs, τυπικές μάζες είναι $\sim 10^8 M_\odot$, ενώ για Seyferts είναι $\sim 10^6 M_\odot$

Τι τροφοδοτεί έναν ΕΓΠ

Η πιο βασική διεργασία σε έναν ΕΓΠ είναι η μεταβολή μάζας σε ενέργεια η οποία γίνεται με κάποιο συντελεστή απόδοσης ϵ .

Ας υποθέσουμε ότι έχουμε μια μελανή οπή, μάζας M , η οποία συσσωρεύει ύλη γύρω της με ρυθμό \dot{M} . Ένα μέρος της βαρυτικής δυναμικής ενέργειας της προσπίπτουσας ύλης μετατρέπεται σε ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Εάν εκφράσουμε την ενέργεια αυτή ως ένα μέρος ϵ της μάζας ηρεμίας της, έχουμε:

$$L_{acc} = \epsilon \dot{M} c^2 \quad (1.7)$$

Παρατηρούμε δηλαδή ότι η λαμπρότητα της πηγής εξαρτάται από το ρυθμό της πρόσπτωσης ύλης σε αυτήν. Εάν την εξισώσουμε με τη λαμπρότητα Eddington, θα μπορούσαμε να εξάγουμε ένα κατώτατο όριο για το ρυθμό πρόσπτωσης της μάζας. Συνεπώς,

$$\begin{aligned} \epsilon \dot{M} c^2 &= \frac{4\pi G M c m_p}{\sigma_T} \\ \dot{M}_{Edd} &= \frac{4\pi G M m_p}{\epsilon c \sigma_T} \end{aligned} \quad (1.8)$$

Μια τυπική τιμή για το συντελεστή απόδοσης είναι $\epsilon \approx 0.1$. Στην περίπτωση αυτή, ο ρυθμός πρόσπτωσης ύλης, ακόμη και για πηγές υψηλής λαμπρότητας, είναι μόνο $2M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

1.3 Ταξινόμηση Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων

Τα είδη των ΕΓΠ είναι πολυάριθμα καθώς εμφανίζουν μια πληθώρα διαφορετικών χαρακτηριστικών. Ο κυριότερος τρόπος ταξινόμισής τους γίνεται με βάση τη ραδιοεκπομπή. Με τον τρόπο αυτό οι δύο μεγάλες κατηγορίες ενεργών γαλαξιών είναι οι ραδιο - ισχυροί και οι ραδιο - ασθενείς. Οι κύριες διαφορές μεταξύ τους είναι οι εξής:

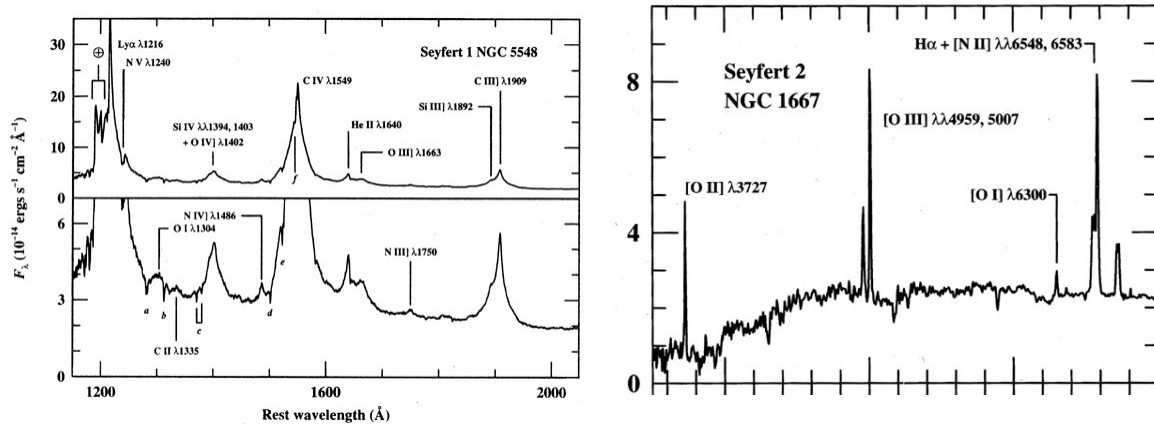
- i) Τα ραδιο - ισχυρά αντικείμενα δημιουργούν μεγάλης κλίμακας πίδακες και λοβούς, με την ισχύ που εκπέμπεται από τις περιοχές αυτές να αποτελεί ένα μεγάλο μέρος της συνολικής τους λαμπρότητας. Από την άλλη μεριά η εκπομπή των ραδιο - ήσυχων αντικειμένων είναι σχεδόν ασήμαντη.
- ii) Τα ραδιο - ισχυρά αντικείμενα συσχετίζονται με ελλειπτικούς γαλαξίες που έχουν υποστεί πρόσφατες συγχωνεύσεις, ενώ οι ραδιο - ήσυχτοι συσχετίζονται με σπειροειδείς.
- iii) Η χωρική πυκνότητα των ραδιο - ισχυρών είναι 10 φορές μικρότερη σε σχέση με εκείνη ενός ραδιο - ήσυχου γαλαξία.
- iv) Άλλο ένα σημείο στο οποίο μπορεί να διαφέρουν τα αντικείμενα αυτά είναι το αν έχουν περιστρεφόμενη ή όχι μελανή οπή. Γαλαξίες, όπως οι σπειροειδείς, οι οποίοι δεν έχουν υποστεί κάποια συγχώνευση περιέχουν μη περιστρεφόμενη ή πολύ αργά περιστρεφόμενη μελανή οπή. Στη μικρή περίπτωση όμως που δύο αρχικοί γαλαξίες που περιέχουν μαζικές μελανές οπές συγχωνευτούν, το αποτέλεσμα θα είναι η δημιουργία μιας υπερμεγέθους, περιστρεφόμενης μελανής οπής. Έχει προταθεί ότι τέτοιου είδους συγχωνεύσεις οδηγούν σε πολύ ισχυρές ραδιοπηγές, στις οποίες οι πίδακες τροφοδοτούνται από αυτές τις υπερμεγέθεις μελανές οπές.

1.3.1 Ραδιο – ασθενείς

1.3.1α Γαλαξίες Seyfert

Στους ραδιο – ασθενείς κατατάσσονται οι Seyfert γαλαξίες. Πρόκειται για έναν τύπο ενεργού γαλαξία που ονομάστηκε έτσι προς τιμήν του Αμερικανού αστρονόμου Carl Keenan Seyfert, ο οποίος μελέτησε για πρώτη φορά τα αντικείμενα αυτά τη δεκαετία του 1940. Αποτελούν το 10 % όλων των γαλαξιών, η απόστασή τους από εμάς είναι σχετικά μικρή και παρατηρώντας τους στο οπτικό μοιάζουν σαν κανονικοί σπειροειδείς γαλαξίες. Μελετώντας τους όμως και σε άλλα μήκη κύματος γίνεται εμφανές ότι η λαμπρότητα των πυρήνων τους είναι συγκρίσιμη με τη λαμπρότητα ολόκληρων γαλαξιών σαν και το δικό μας.

Το φάσμα των γαλαξιών αυτών χαρακτηρίζεται από γραμμές εκπομπής έντονα ιονισμένου αερίου. Εκτείνεται στο υπέρυθρο, στο οπτικό, στο υπεριώδες, κάποιοι εκπέμπουν στις ακτίνες – X και μόλις ένα 5% παρουσιάζει ραδιοεκπομπή. Υπάρχουν δύο υποκατηγορίες των Seyfert γαλαξιών οι οποίοι διαχωρίζονται σύμφωνα με την ύπαρξη ή την απουσία πλατιών γραμμών εκπομπής. Οι Seyfert 1 εμφανίζουν στενές και πλατιές γραμμές εκπομπής ενώ οι τύπου 2 εμφανίζουν μόνο στενές.



Σχήμα 1.2: Φάσματα στο οπτικό, ΕΓΠ τύπου Seyfert 1 (αριστερά) και τύπου Seyfert 2 (δεξιά).Credit: <http://ned.ipac.caltech.edu>

1.3.1β Ραδιο – ήσυχα κβάζαρς (RQGs)

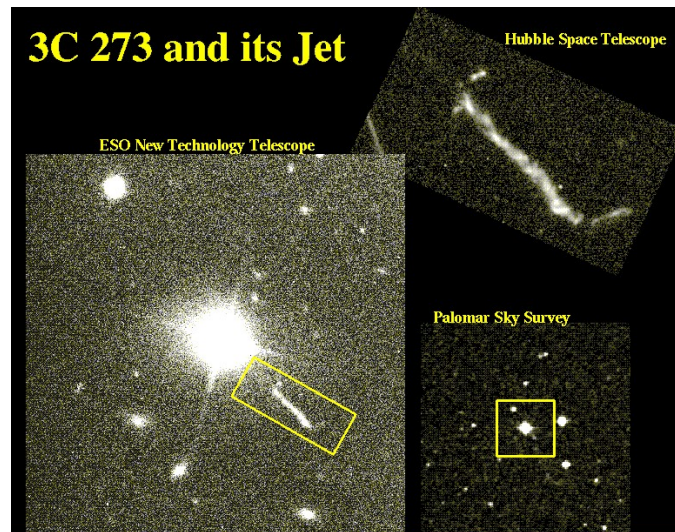
Ένα άλλο είδος που ανήκει σε αυτήν την κατηγορία είναι τα ραδιο – ασθενή κβάζαρς που ονομάζονται RQGs. Το όνομά τους, Quasars, προέρχεται από τη φράση Quasi stellar radio sources, δηλαδή ημι – αστρικές ραδιοπηγές καθώς, εξαιτίας της μεγάλης απόστασής τους, εμφανίζονται στον ουρανό σαν άστρα. Τα RQGs είναι οι πιο λαμπερές εκδοχές των Seyfert 1. Η ραδιοεκπομπή τους είναι χαμηλή και έχει προταθεί ότι προέρχεται από σχετικιστικά ηλεκτρόνια που έχουν επιταχυνθεί σε υπολείμματα υπερκαινοφανών νεαρών αστέρων.

1.3.2 Ραδιο – ισχυροί

1.3.2α Ραδιο – ισχυρά κβάζαρς (RLQs)

Τα αστροφυσικά αυτά αντικείμενα αποτελούν μόλις το 10% του συνολικού τους πληθυσμού, συμπεριφέρονται ακριβώς όπως τα ραδιοασθενή, μόνο που αποτελούνται επιπλέον από έναν ή δύο πίδακες μέσω των οποίων εκτοξεύουν υλικό από τις κεντρικές τους περιοχές στο διαγαλαξιακό χώρο. Η μεγάλης κλίμακας δομή τους λοιπόν είναι άμεσα

συνδεδεμένη με έναν ΕΓΠ. Εμφανίζουν ισχυρή συνεχή εκπομπή στο οπτικό, πλατειές και στενές γραμμές εκπομπής καθώς και ισχυρή εκπομπή στις ακτίνες - X και στα ραδιοκύματα.

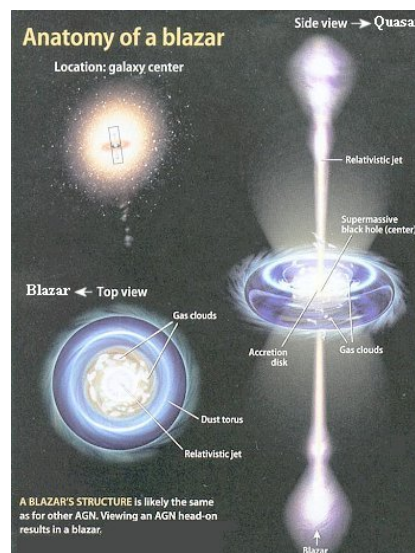
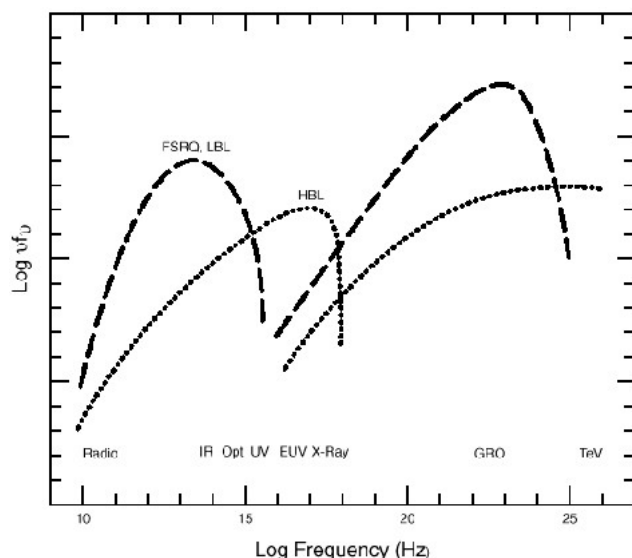


Σχήμα 1.3 : Ο κβάζαρ 3C 273 με τον μεγάλης κλίμακας πίδακά του (60 kpc), στον αστερισμό της Παρθένου. Είναι ο πρώτος κβάζαρ που εντοπίστηκε και ταυτόχρονα η πρώτη εξωγαλαξιακή πηγή ακτίνων - X που ανακαλύφθηκε. Παρόλα αυτά μέχρι σήμερα ο μηχανισμός δημιουργίας των ακτίνων - X είναι αμφιλεγόμενος. Credit: <http://pages.astronomy.ua.edu>

1.3.2β Blazars (BL Lacs - FSRQ)

Τα blazars βρίσκονται ανάμεσα στα πιο ενεργητικά φαινόμενα του σύμπαντος. Αποτελούν μια κατηγορία ενεργών γαλαξιών (πολύ συμπαγή κβάζαρς) με βασικό χαρακτηριστικό ότι έχουν το σχετικιστικό πίδακά τους στραμμένο προς την κατεύθυνση της Γης. Παρουσιάζουν πολύ υψηλή λαμπρότητα η οποία είναι στην πραγματικότητα ενισχυμένη λόγω σχετικιστικών φαινομένων. Το φάσμα τους εκτείνεται από τα ραδιοκύματα μέχρι και τις ακτίνες - γ με ισχυρή πόλωση σε ορισμένες συχνότητες. Το μη θερμικό τους φάσμα δημιουργείται από ακτινοβολία σύγχροτρον από τα ραδιοκύματα μέχρι και τις ακτίνες - X και από αντίστροφο σκεδασμό Compton από την περιοχή των ακτίνων - X μέχρι τις ακτίνες - γ.

Ο όρος blazar δεν είναι αυστηρώς καθορισμένος, αλλά περιλαμβάνει τα BL Lac αντικείμενα και τα FSRQ (Flat Spectrum Radio Quasars). Οι FSRQ (Flat Spectrum Radio Quasars) είναι quasars με επίπεδο φάσμα. Τα BL Lacs (BL Lacertae) χωρίζονται και αυτά σε δύο κατηγορίες στα "Low - frequency peaked BL Lacs" (LBL) και στα "High - frequency peaked BL Lacs" (HBL) με τα τελευταία να εμφανίζουν από την εντονότερη μεταβλητότητα που έχει παρατηρηθεί σε ενεργό γαλαξιακό πυρήνα στις ακτίνες - X. Διαφέρουν από τα FSRQs στο γεγονός ότι δεν εμφανίζουν σχεδόν καθόλου γραμμές εκπομπής.

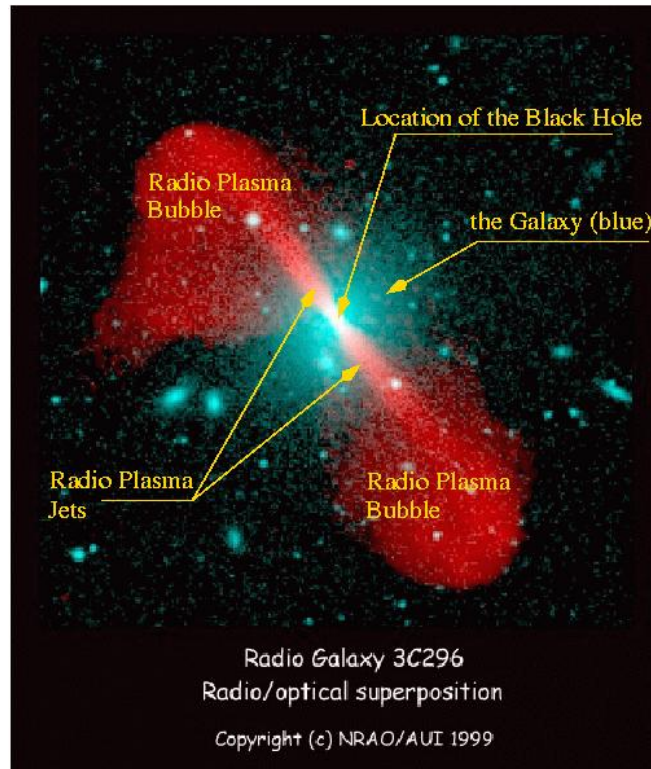


Σχήμα 1.4: **Αριστερά:** Συνεχές φάσμα, από τις χαμηλές συχνότητες των ραδιοκυμάτων μέχρι τις πολύ υψηλές ακτίνες - γ , των τριών ειδών blazars. Και για τα τρία είδη το χαμηλοενεργειακό κομμάτι του φάσματος δημιουργείται από σύγχροτρον ακτινοβολία, ενώ οι υψηλές ενέργειες από αντιστροφή σκεδασμό Compton, χαμηλοενεργειακών φωτονίων από τον ίδιο πληθυσμό ηλεκτρονίων. Για τα FSRQ και τα LBL η κορυφή του σύγχροτρον βρίσκεται περίπου στο υπέρυθρο κομμάτι του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος ($10^{13} - 10^{14} \text{ Hz}$), ενώ τα HBL παρουσιάζουν μέγιστο, για τη σύγχροτρον ακτινοβολία, από το υπεριώδες μέχρι τις ακτίνες - X. Η συνιστώσα του φάσματος που παράγεται μέσω αντιστρόφου σκεδασμού Compton, έχει μέγιστο στα GeV ($10^{22} - 10^{23} \text{ Hz}$) για τα FSRQ και LBL και σε πολύ πιο υψηλές ενέργειες (TeV) για τα HBL. Γενικά όπως φαίνεται και από την εικόνα, τα FSRQ και LBL είναι πολύ πιο λαμπερά αντικείμενα από τα HBL. Credit: <https://ned.ipac.caltech.edu> **Δεξιά:** Η δομή ενός blazar. Υπό διαφορετική γωνία παρατήρησης το ίδιο αντικείμενο είναι ταυτόχρονα quasar και blazar. Credit: <http://universe-review.ca>

1.3.2γ Ραδιογαλαξίες

Οι ραδιογαλαξίες, όπως και τα κβάζαρς και οι blazars, είναι γαλαξίες (στην συντριπτική τους πλειοψηφία ελλειπτικοί) που εκπέμπουν πολύ έντονα στα ραδιοκύματα, γεγονός που οφείλεται στον μηχανισμό σύγχροτρον. Εμφανίζουν ιδιαίτερα μορφολογικά χαρακτηριστικά όπως δομές μεγάλης κλίμακας που ονομάζονται λοβοί. Οι λοβοί είναι δύο συμμετρικές, σχεδόν ελλειψοειδείς περιοχές τοποθετημένες αντιδιαμετρικά σε σχέση με τον ΕΓΠ. Σε ορισμένους ραδιογαλαξίες είναι παρατηρήσιμη η σύνδεση των λοβών με τον ΕΓΠ μέσω ενός πίδακα. Το πιο γνωστό παράδειγμα είναι ο τεραστίων διαστάσεων ελλειψοειδής γαλαξίας M87 στον αστερισμό της Παρθένου.

Το 1974 οι B. Fanaroff και J.M. Riley διαχώρισαν τους ραδιογαλαξίες σε δύο κατηγορίες, γνωστές ως FRI και FRII. Η βασική τους διαφορά είναι στη λαμπρότητα με την πρώτη κατηγορία να είναι χαμηλότερης λαμπρότητας σε σχέση με τη δεύτερη. Τυπικά οι FRI ραδιογαλαξίες έχουν λαμπρότερο πίδακα προς το κέντρο τους σε σχέση με τους FRII οι οποίοι έχουν λαμπρότερους λοβούς, καθώς μπορούν να μεταφέρουν ενέργεια επαρκώς μέχρι αυτούς, ενώ οι πίδακες των ραδιοπηγών της πρώτης κατηγορίας φαίνεται ότι εκπέμπουν το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειάς τους καθώς ταξιδεύουν προς τα έξω.



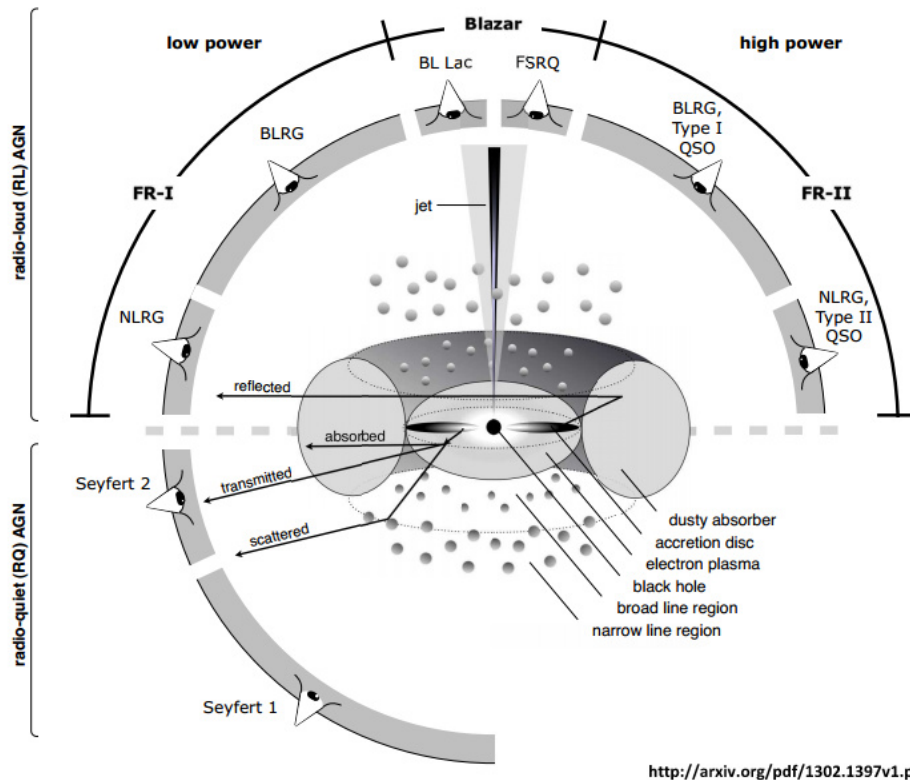
Σχήμα 1.5: Στην εικόνα βλέπουμε το ραδιογαλαξία 3C296. Με μπλε απεικονίζεται το φως των αστεριών που απαρτίζουν το γαλαξία, ενώ με κόκκινο η ραδιοεκπομπή του. Είναι φανερό ότι η τροφοδότηση των δύο λοβών με πλάσμα γίνεται μέσω των δύο πιδάκων από το κέντρο του.

1.4 Ενοποίηση ΕΓΠ

Υστερα από χρόνιες μελέτες ένα μοντέλο ενοποίησης των ενεργών γαλαξιών αναδύθηκε, σύμφωνα με το οποίο οι ΕΓΠ μοιράζονται ορισμένα βασικά χαρακτηριστικά:

- Μια υπερμεγέθη μελανή οπή της τάξης των $10^6 - 10^{10} M_{\odot}$.
- Έναν δίσκο προσαύξησης ο οποίος εκπέμπει από το οπτικό μέρος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος μέχρι τις μαλακές ακτίνες - X.
- Υψηλής ταχύτητας νέφη με πλατιές γραμμές εκπομπής (BLR - Broad Line Region).
- Χαμηλότερης ταχύτητας νέφη με στενές γραμμές εκπομπής (NLR - Narrow Line Region).
- Έναν τόρο από αέριο ή σκόνη ο οποίος κρύβει την περιοχή παραγωγής πλατιών γραμμών εκπομπής υπό ορισμένες γωνίες παρατήρησης.
- Σχετικιστικό πίδακα πλάσματος, οποίος δημιουργείται περίπου σε 100 ακτίνες Schwarzschild από τη μελανή οπή και που εκτείνεται σε μερικές περιπτώσεις μέχρι και σε ένα Mpc.

Εκτός ίσως από το τελευταίο χαρακτηριστικό, το μοντέλο ενοποίησης υποστηρίζει ότι όλοι οι ενεργοί γαλαξίες έχουν κάποια κοινά συστατικά με ορισμένες διαφορές, όπως στη μάζα της μελανής οπής, στο μέγεθος, στην πυκνότητα, στη λαμπρότητα, κτλ. Σύμφωνα λοιπόν με το μοντέλο ενοποίησης, πολλά από τα βασικά παρατηρησιακά χαρακτηριστικά, όπως το συνολικό φάσμα ενεργειακής κατανομής και το αν ο γαλαξίας εμφανίζει πλατιές ή στενές γραμμές εκπομπής, πηγάζουν καθαρά από τη γωνία παρατήρησης, όπως γίνεται φανερό από την παρακάτω εικόνα.



Σχήμα 1.6: Η θεωρία της ενοποίησης βάσει της γωνίας παρατήρησης. **Κάτω μέρος: ραδιο-ασθενείς:** Παρατηρώντας κατά μήκος ή σε μικρή γωνία ως προς τον άξονα περιστροφής βλέπουμε έναν γαλαξία Seyfert τύπου 1 ή ένα RQQ, ενώ υπό μεγαλύτερες γωνίες βλέπουμε έναν γαλαξία Seyfert τύπου 2. **Πάνω μέρος: ραδιο-ισχυροί:** Παρατηρώντας κατά μήκος του πίδακα, βλέπουμε ένα Blazar (BL Lac, FSRQ), σε λίγο μεγαλύτερες γωνίες βλέπουμε ένα κβάζαρ, σε ακόμη μεγαλύτερες γωνίες ένα ραδιογαλαξία με πλατιές γραμμές εκπομπής (BLRG) και τέλος εάν η παρατήρηση γίνεται στο ισημερινό επίπεδο του γαλαξία τότε βλέπουμε ένα ραδιογαλαξία με στενές γραμμές εκπομπής (NLRG).

Κεφάλαιο 2

Πίδακες Ενεργών Γαλαξιών

2.1 Εισαγωγή

Οι εκροές πλάσματος από το περιβάλλον αστρικών ή γαλαξιακών αντικειμένων, αποτελούν ένα συχνό φαινόμενο στην αστροφυσική και παρατηρούνται όχι μόνο γύρω από τυπικά άστρα, αλλά σχετίζονται επίσης και με πυρήνες ραδιογαλαξιών, κβάζαρς, νεαρά άστρα, γηραιά άστρα που αποβάλλουν μάζα, πλανητικά νεφελώματα και διπλά συστήματα μικρής ή μεγάλης μάζας.

Παρατηρήσεις των τελευταίων τριών δεκαετιών έχουν αποκαλύψει δύο μεγάλες οικογένειες αστροφυσικών εκροών :

α) τους αστροφυσικούς ανέμους, όπου η εκροή σε μεγάλες αποστάσεις από το κεντρικό σώμα καταλήγει ασυμπτωτικά σε ακτινική μορφή. Ο ηλιακός άνεμος, ο οποίος προβλέφθηκε από τον Parker το 1958 και επιβεβαιώθηκε αργότερα από μετρήσεις, αποτελεί το πρωτότυπο αυτής της μορφής εκροών.

β) τους αστροφυσικούς πίδακες, όπου η εκροή είναι ευθυγραμμισμένη, περιορισμένη γύρω από έναν κεντρικό άξονα και δύναται να διατηρεί τη φόρμα αυτή και σε μεγάλες αποστάσεις κατά μήκος της κατεύθυνσης διάδοσής της.

2.2 Αστροφυσικοί πίδακες

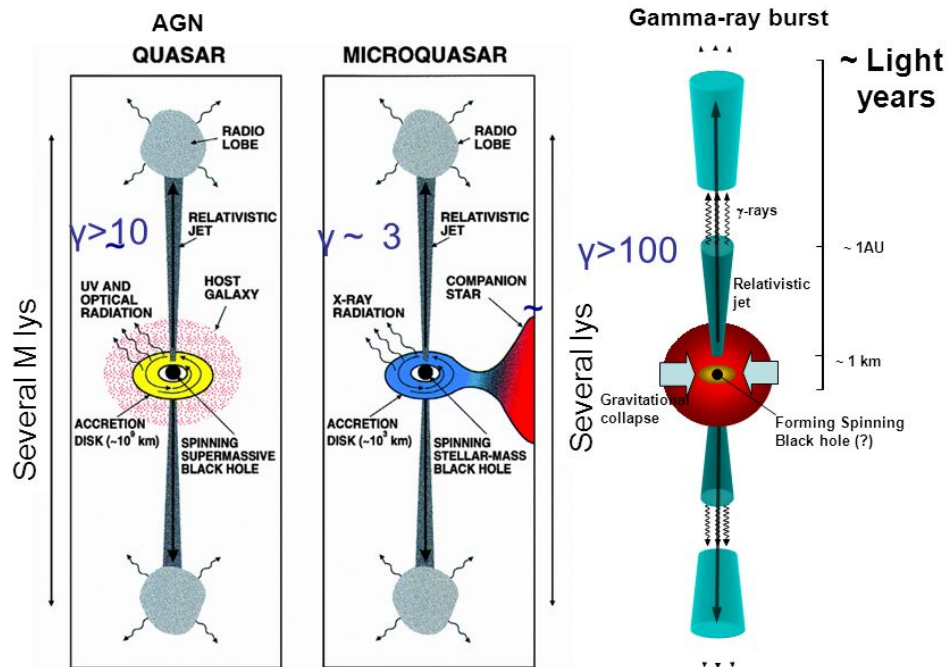
2.2.1 Εισαγωγή

Ένας αστροφυσικός πίδακας είναι ένα φαινόμενο κατά το οποίο ιονισμένη ύλη επιταχύνεται και εκπέμπει ακτινοβολία υπό τη μορφή μιας εκτενούς φωτεινής δέσμης, κατά μήκος του άξονα περιστροφής του αντικειμένου που τον δημιουργεί. Η ύπαρξη της δομής αυτής ήταν γνωστή από την αρχή του εικοστού αιώνα, ως μια ιδιαιτερότητα που εμφάνιζαν κάποιοι γαλαξίες όπως ο M87. Πλέον όμως είναι γνωστό ότι ένας πίδακας μπορεί να εμφανιστεί στη γενικότερη περίπτωση συσσώρευσης ύλης γύρω από ένα κεντρικό αντικείμενο. Η δημιουργία τους καθώς και ο μηχανισμός που τροφοδοτεί έναν πίδακα δεν είναι πλήρως κατανοητός, αλλά είναι δυνατόν σημαντικό ρόλο να παίζουν οι δίσκοι προσαύξησης ή ακόμη να δημιουργούνται από διάφορες διαδικασίες άμεσα συνδεδεμένες με μελανές οπές, αστέρες νετρονίων ή παλσαρς. Οι μεγαλύτεροι πίδακες δημιουργούνται από περιστρεφόμενες, υπερμεγέθεις, μελανές οπές στα κέντρα ενεργών γαλαξιών, όπως κβάζαρς και ραδιογαλαξίες. Τέτοιου είδους πίδακες μπορούν να υπερβούν ακόμη και το ένα εκατομμύριο παρσέκ.

Όταν η ύλη που απαρτίζει τον πίδακα επιταχύνεται σε ταχύτητες παραπλήσιες με την ταχύτητα του φωτός, οι πίδακες γίνονται πλέον σχετικιστικοί και διάφορα φαινόμενα της ειδικής σχετικότητας λαμβάνουν χώρα, όπως για παράδειγμα η υπέρφωτη κίνηση. Επιπλέον στην περίπτωση που ο πίδακας σχηματίζει μικρή γωνία σε σχέση με την ευθεία παρατήρησης, πραγματοποιείται η ενίσχυση Doppler η οποία μεταβάλλει τη φαινόμενη λαμπρότητα του πίδακα. Τέτοιες σχετικιστικές δέσμες συνδέονται με υπερμεγέθεις μελανές οπές οι οποίες κατοικούν στα κέντρα ενεργών γαλαξιών, ραδιογαλαξιών και κβάζαρς.

Ο μεγαλύτερος αριθμός πιδάκων έχει παρατηρηθεί στις ραδιοσυχνότητες, ωστόσο αστροφυσικές εκροές έχουν παρατηρηθεί στις ακτίνες - X, στο οπτικό μέρος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, ενώ σε αρκετές περιπτώσεις εκτείνεται από τα ράδιο μέχρι τις ακτίνες - γ. Το φάσμα που παράγουν οι σχετικιστικοί πίδακες είναι μη θερμικό, μεταβλητό και συχνά αγγίζει τις GeV και TeV ενέργειες των ακτίνων - γ.

Motivation: Relativistic Jets in the Universe



Mirabel, Rodriguez 1998

Σχήμα 2.1: Περιπτώσεις σχηματισμού αστροφυσικού πίδακα. Credit: Mirabel & Rodriguez, 1998.

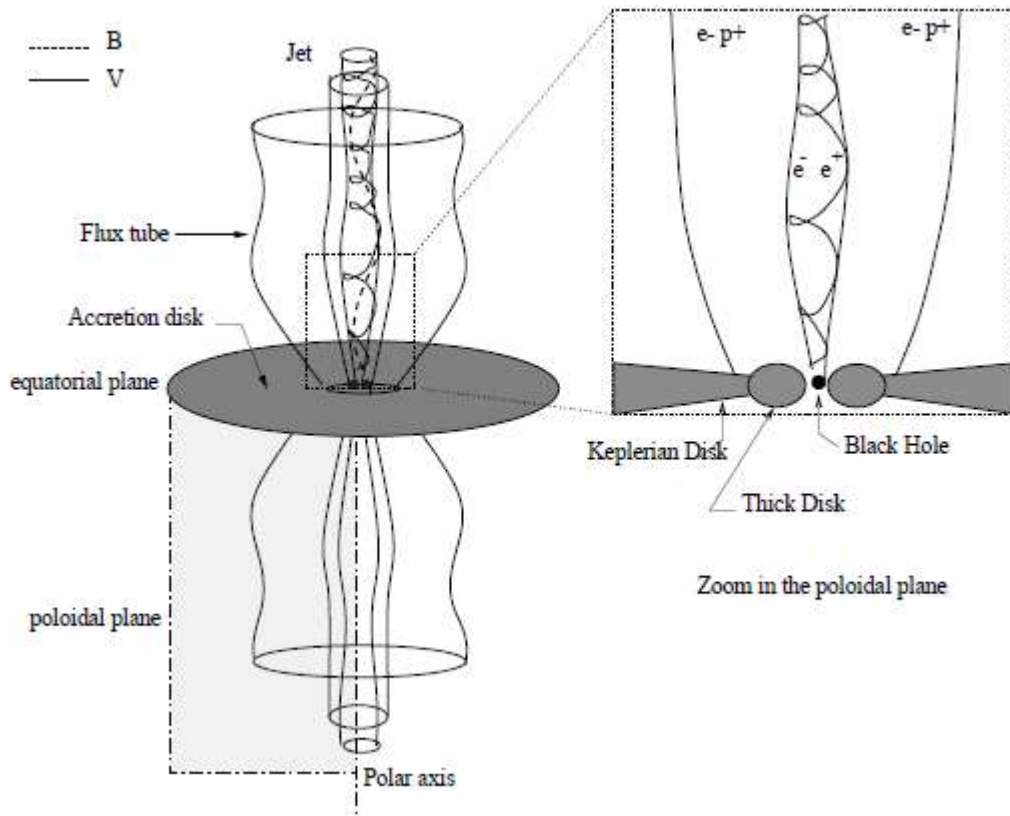
2.2.2 Γενικά Χαρακτηριστικά Πιδάκων

Σχηματισμός – ρόλος μαγνητικών πεδίων

Αν και οι παρατηρήσεις κοσμικών πιδάκων έχουν αυξηθεί τα τελευταία χρόνια, στη μελέτη τους παραμένουν εντούτοις προβλήματα κατανόησης των μηχανισμών που σχετίζονται με το σχηματισμό και την ευστάθεια αυτών των δομών εκροής πλάσματος.

Οι πίδακες που συναντάμε στους ενεργούς γαλαξίες, προέρχονται από ένα δίσκο προσαύξησης, που περιβάλλει το κεντρικό σώμα. Το μαγνητικό πεδίο φαίνεται να παίζει ένα πολύ σημαντικό ρόλο. Για παράδειγμα, περιστρεφόμενες εκροές από ένα δίσκο προσαύξησης εξαγουν στροφορμή επιτρέποντας με τον τρόπο αυτό στη μάζα να καταρρέει στο κεντρικό αντικείμενο. Αυτή η εξαγωγή στροφορμής γίνεται πολύ πιο αποτελεσματική με την παρουσία μαγνητικού πεδίου. Τα μαγνητικά πεδία δίνουν μια φυσική, μηχανική σύνδεση μεταξύ δίσκων και πιδάκων και μπορούν να εξηγήσουν την εκτόξευση και την ευθυγράμμιση των τελευταίων.

Στη μελέτη των πιδάκων, λοιπόν, τα μαγνητοϋδροδυναμικά μοντέλα (MHD models) είναι τα πλέον δημοφιλή. Είναι πλέον κοινώς αποδεκτό ότι οι εκροές πλάσματος πηγάζουν μέσω μαγνητοϋδροδυναμικών διαδικασιών στην κοντινή περιοχή ενός κεντρικού αντικείμενου. Εκτός από τη συνεισφορά του ανέμου που προέρχεται από το δίσκο προσαύξησης στον πίδακα, υπάρχει μια επιπλέον συνεισφορά από το κεντρικό αντικείμενο. Στην περίπτωση μιας αστρικής πηγής, ο αστρικός άνεμος συνεισφέρει επιπλέον στη ροή Roynnting. Εάν το κεντρικό αντικείμενο είναι μια περιστρεφόμενη μελανή οπή, η εκροή οδηγείται μέσω του μηχανισμού Blandford – Znajek. Καθώς μια λεπτομερής ανάλυση του MHD μοντέλου ξεφεύγει από τα πλαίσια της εργασίας, ο αναγνώστης θα μπορούσε να ανατρέξει για περαιτέρω πληροφορίες στα άρθρα των Blandford, R.D. & Znajek, R.L. 1977, MNRAS 179, 433 και Vlahakis & Konigl, 2003, ApJ, 596, 1080.

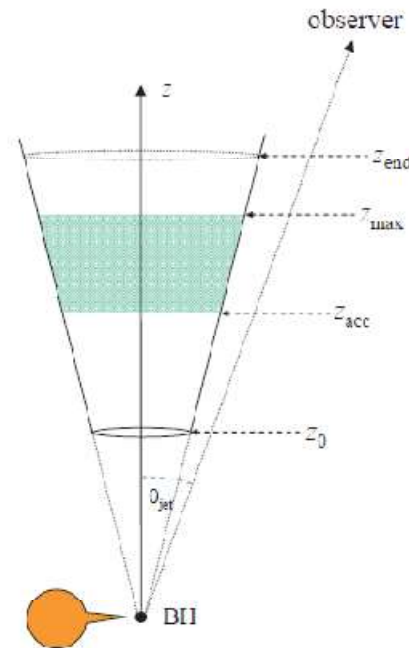


Σχήμα 2.2: Σχηματική παράσταση όπου φαίνεται πώς το πλάσμα εξάγεται από μια μαγνητισμένη περιστρεφόμενη πηγή (εδώ μελανή οπή) σπειροειδώς, «μεταφέροντας» μαγνητικές δυναμικές γραμμές. Η διακεκομμένη γραμμή υποδηλώνει το πεδίο ταχυτήτων, ενώ η συνεχής αναπαριστά τις μαγνητικές δυναμικές γραμμές. Credit: Cristophe Sauty, Kanaris Tsiganos, Edoardo Trussoni, 2001

Γεωμετρία

Ένα συμπαγές αντικείμενο, όπως για παράδειγμα μια μελανή οπή μάζας M_{BH} , συγκεντρώνει ύλη από το άμεσό του περιβάλλον δημιουργώντας έναν δίσκο προσαύξησης ο οποίος εκτείνεται από μια εσωτερική ακτίνα R_{in} μέχρι μια εξωτερική ακτίνα R_{out} και θεωρείται ότι περιβάλλεται από ένα στέμμα οπτικά λεπτού και θερμού πλάσματος.

Ένα μέρος της προσπίπτουσας ύλης στο κεντρικό σώμα, εκτοξεύεται σε δύο αντιδιαμετρικούς πίδακες. Οι πίδακες που δημιουργούνται είναι κάθετοι στο επίπεδο του δίσκου προσαύξησης. Ο πλήρης σχηματισμός της ευθύγραμμης εκροής γίνεται, όπως φαίνεται και στην παρακάτω εικόνα, σε απόσταση z_0 από τη μελανή οπή (όπου z_0 είναι η ακτίνα της σφαίρας πλάσματος που υποτίθεται ότι περιβάλλει τη μελανή οπή). Από την απόσταση αυτή και πέρα ο πίδακας αποτελεί μια ξεχωριστή οντότητα του συστήματος.



Σχήμα 2.3: Στην εικόνα απεικονίζεται το μοντέλο κωνικού πίδακα. Ο σχηματισμός του πίδακα γίνεται σε απόσταση z_0 από τη μελανή οπή. Credit: Gustavo E. Romero, M. Boettcher, S. Marko, F. Tavecchio, 2016

Ο άξονας του πίδακα σχηματίζει γωνία θ_{jet} , με την ευθεία παρατήρησης ενός παρατηρητή στη Γη. Η ακριβής γεωμετρία του πίδακα όμως θα προσδιοριστεί ανάλογα με την ισορροπία εσωτερικής και εξωτερικής πίεσης, γεγονός που με τη σειρά του εξαρτάται από τις ιδιότητες του πλάσματος, οι οποίες δεν είναι ακόμη πλήρως καθορισμένες. Υπάρχουν ενδείξεις, όπως για παράδειγμα με τον M87, ότι η βάση του πίδακα έχει σχήμα παραβολικό, το οποίο δίνει τη σειρά του σε μια κωνική γεωμετρία. Σε μεγάλες αποστάσεις ($z \gg 10^5 r_g$, όπου $r_g = \frac{GM_{BH}}{c^2}$), οι πίδακες φαίνεται ότι παρουσιάζουν μια σχεδόν κυλινδρική δομή. Η απλούστερη υπόθεση που συναντάται στη βιβλιογραφία είναι ότι ο πίδακας διατηρεί μια σταθερή ακτίνα κατά μήκος του. Εναλλακτικά, στην περίπτωση κωνικής γεωμετρίας η ακτίνα του πίδακα αυξάνεται σύμφωνα με τη σχέση:

$$r(z) = r_0 \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (2.1)$$

Συγκρίνοντας τη μορφολογία του πίδακα μεταξύ των FRI και FRII ενεργών γαλαξιών, στην κλίμακα των μερικών παρσέκ, δεν βρίσκουμε σημαντικές διαφορές. Προχωρώντας προς τα έξω όμως, στους ραδιογαλαξίες της πρώτης κατηγορίας, παρατηρούνται διάφορες αλλοιώσεις στη γεωμετρία τους, όπως για παράδειγμα μεγάλες καμπές, κυρίως εξαιτίας της έντονης αλληλεπίδρασης του πίδακα με το διαγαλαξιακό υλικό.

Ισχύς

Οι αστροφυσικοί πίδακες είναι από τα πιο εντυπωσιακά φαινόμενα που συσχετίζονται με τη δραστηριότητα πολλών ΕΓΠ. Είναι ικανοί να μεταφέρουν τεράστια ποσά ενέργειας στους ραδιοlobούς των FRII γαλαξιών, οι οποίοι μπορεί να βρίσκονται εκατοντάδες παρσέκ μακριά από την κεντρική μελανή οπή. Η ισχύς τους έχει υπολογιστεί και κυμαίνεται τουλάχιστον μέχρι τα 10^{47} ergs/s , ενώ μια τυπική τιμή της ισχύος του πίδακα ενός κβάζαρ είναι 10^{48} ergs/s .

Θεωρώντας μια εκπέμπουσα, σφαιρική περιοχή ακτίνας R , αποτελούμενη από ηλεκτρόνια και πρωτόνια, μπορούμε να υπολογίσουμε την ισχύ της μέσω της σχέσης:

$$P_{jet} = \pi R^2 \Gamma^2 \beta c (U_e + U_p + U_B) \quad (2.2)$$

όπου Γ ο σχετικιστικός παράγοντας Lorentz με τον οποίο ταξιδεύει ο θύλακας κατά μήκος του πίδακα. Όπου U_e, U_p, U_B οι ενεργειακές πυκνότητες των ηλεκτρονίων, των πρωτονίων και του μαγνητικού πεδίου αντίστοιχα.

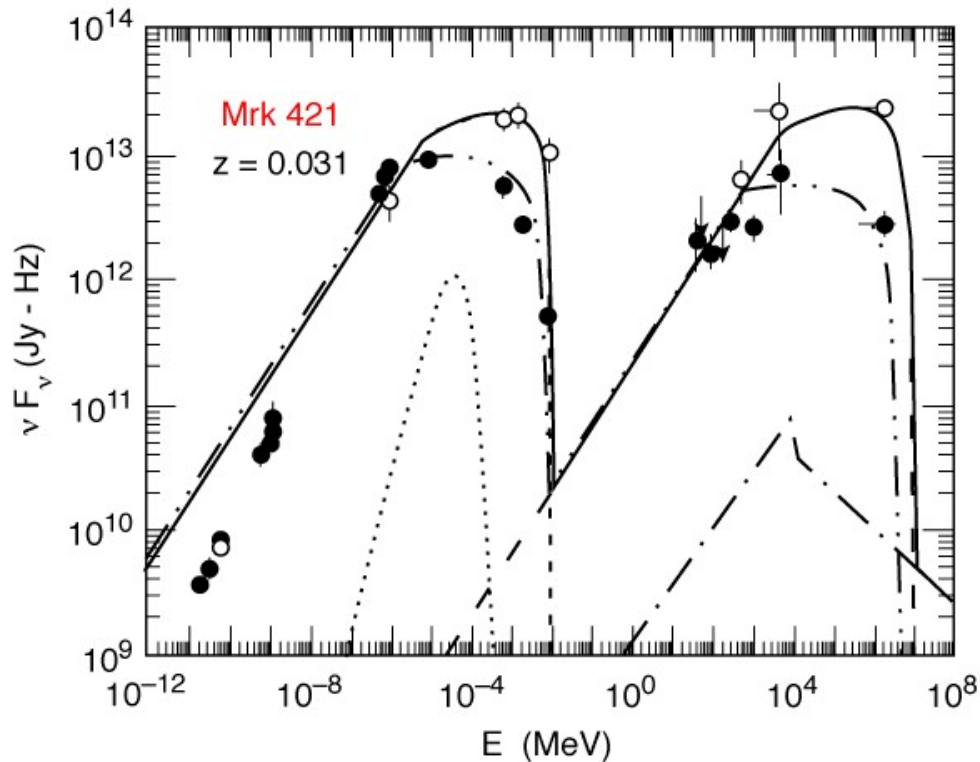
Για περισσότερες πληροφορίες, για τον υπολογισμό της ισχύος ενός πίδακα, μπορεί κανείς να ανατρέξει στο άρθρο των Celotti & Fabian, 1993.

Φάσμα

Τα πρώτα μοντέλα που προσπάθησαν να ερμηνεύσουν την εκπομπή ακτινοβολίας από πίδακες, υπέθεταν ότι τα σωματρία που υπόκεινταν σε επιτάχυνση ήταν μόνο λεπτόνια (ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια), με τα πρωτόνια (εάν ήταν παρόντα) να μην φτάνουν σε αρκετά υψηλές ενέργειες. Τέτοια μοντέλα ονομάζονται λεπτονικά και μέσα στις τελευταίες δεκαετίες έχουν βελτιωθεί αρκετά και μπορούν να εφαρμοστούν σε ενδογαλαξιακούς και εξωγαλαξιακούς πίδακες. Εναλλακτικά εάν είναι τα πρωτόνια εκείνα που επιταχύνονται σε σχετικιστικές ενέργειες, μπορούν να συνεισφέρουν σημαντικά στο φάσμα που παρατηρούμε και τα αντίστοιχα μοντέλα ονομάζονται αδρονικά ή πιο σωστά λεπτοαδρονικά μοντέλα, προκειμένου να σημειώσουμε ότι ακόμη και σε αυτά, σχετικιστικά λεπτόνια επίσης συνεισφέρουν σημαντικά στη φασματική κατανομή ενέργειας, κυρίως στις χαμηλές συχνότητες.

Η φασματική κατανομή ενέργειας των πιδάκων κυριαρχείται από μη θερμική εκπομπή η οποία εκτείνεται από τα ραδιοκύματα μέχρι τις συχνότητες των ακτίνων - γ . Σε πολλές περιπτώσεις επικρατεί η συνιστώσα των ακτίνων - γ , η οποία μπορεί να αγγίξει τις GeV ή ακόμη και τις TeV ενέργειες. Η εκπομπή από τέτοιου είδους αντικείμενα έχει την τάση να εμφανίζει έντονη μεταβλητότητα σε όλα τα μήκη κύματος, με αποτέλεσμα τη δημιουργία περίπλοκων φασματικών μοτίβων, τα οποία δύναται να αλλάξουν χαρακτήρα σε διαφορετικές περιόδους δραστηριότητας. Η μελέτη αυτών των περίπλοκων φασμάτων, των σχετικιστικών πιδάκων, είναι το μοναδικό εργαλείο που έχουμε για να μπορέσουμε να αποκτήσουμε μια εικόνα των φυσικών διεργασιών και των μηχανισμών δημιουργίας των δομών αυτών καθώς και της επιτάχυνσης των σωματιδίων που λαμβάνει χώρα μέσα σε αυτές.

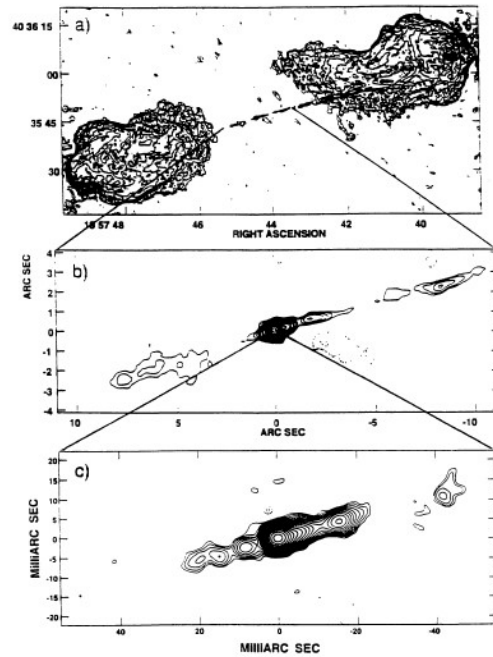
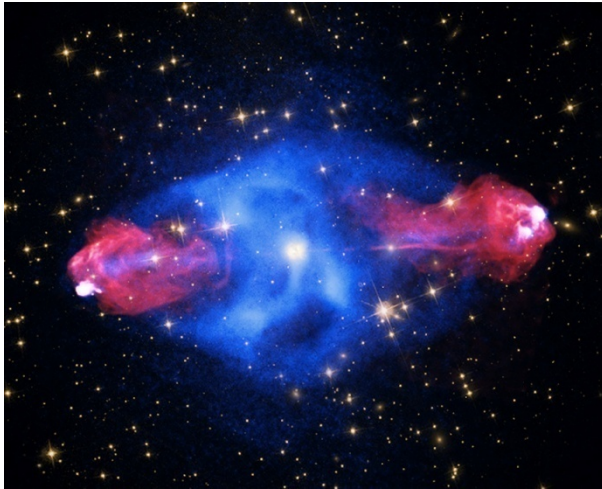
Η εκπομπή ακτίνων - γ πολύ υψηλών ενεργειών απαιτεί την επιτάχυνση των σωματιδίων σε GeV ακόμη και σε TeV ενέργειες, οι οποίες είναι πιθανόν να πραγματοποιούνται σε πολύ μικρές, τοπικές περιοχές κατά μήκος του πίδακα. Εξαιτίας του μικρού χρόνου ψύξης αυτών, τα σωματίδια αναμένεται να εκπέμπουν σε υψηλές ενέργειες, τοπικά. Η ιδέα μιας κυρίαρχης, μικρής περιοχής εκπομπής ενισχύεται από την έντονη μεταβλητότητα που παρατηρείται, η οποία περιορίζει το μέγεθός της, σε πολλές περιπτώσεις, στην τάξη μιας ακτίνας Schwarzschild της κεντρικής μελανής οπής. Συνεπώς τα παραπάνω επιχειρήματα προσδίδουν αξιοπιστία στα μονοζωνικά μοντέλα, σύμφωνα με τα οποία η εκπομπή που παρατηρείται προέρχεται από μια συγκεκριμένη, ομογενή, σφαιρική περιοχή του πίδακα η οποία κινείται κατά μήκος του, με έναν παράγοντα Lorentz Γ .



Σχήμα 2.4: Πολυκυματικό φάσμα του blazar Mrk 421. Credit: M.A. Catanese (Iowa State U.)

2.2.3 Πίδακες Μεγάλης Κλίμακας

Οι πίδακες είναι ένα συχνό φαινόμενο στους ραδιο - ισχυρούς ΕΓΠ, παρέχοντας το μέσο τροφοδοσίας των ραδιολοβών. Προκειμένου να καταλάβουμε σε βάθος τη φυσική που τους διέπει (μηχανισμοί εκπομπής, ισοκατανομή ενέργειας μεταξύ σωματιδίων και μαγνητικού πεδίου, διαδικασίες επιτάχυνσης), είναι απαραίτητο να γνωρίζουμε τη μορφολογία τους καθώς και τη φασματική τους κατανομή στις διάφορες ενέργειες. Εντούτοις, ενώ εκατοντάδες πίδακες μεγάλης κλίμακας είχαν ανακαλυφθεί στα ραδιοκύματα, ήταν πολύ λίγοι εκείνοι που είχαν παρατηρηθεί στο οπτικό με το HST και με επίγεια τηλεσκόπια. Ακόμη λιγότεροι πίδακες ήταν γνωστοί στις ακτίνες - X, από το Einstein και το ROSAT. Οι μελέτες αυτές καθιέρωσαν τη μη θερμική προέλευση του πολυκυματικού φάσματος των πηγών αυτών, αποδίδοντας τα πιο χαμηλενεργειακά φωτόνια σε ακτινοβολία σύγχροτρον.



Σχήμα 2.5: **Αριστερά:** εικόνα του ενεργού ραδιογαλαξία Cygnus A. Το μπλε χρώμα αντιστοιχεί στις ακτίνες - X . Η ραδιοεκπομπή του (κόκκινο) εκτείνεται και στα δύο του άκρα, κατά μήκος του ίδιου άξονα, σε αποστάσεις έως 300.000 έτη φωτός. Credit: X-ray: NASA/CXC/SAO; Optical: NASA/STScI; Radio: NSF/NRAO/AUI/VLA. **Δεξιά:** εικόνες του ίδιου ραδιογαλαξία σε διάφορες κλίμακες, από kpc (πάνω), μέχρι pc (κάτω).Credit: Carilli et al. 1996

Οι ακτίνες - X ερμηνεύτηκαν είτε ως η υψηλοενεργειακή ουρά του σύγχροτρον, είτε τις απέδωσαν στον αντίστροφο σκεδασμό Compton των ίδιων ηλεκτρονίων τόσο με τα σύγχροτρον φωτόνια που παράγονται (διαδικασία Synchrotron Self Compton, SSC), όσο και με φωτόνια του μικροκυματικού υποβάθρου, δηλαδή στη διαδικασία γνωστή ως IC/CMB.

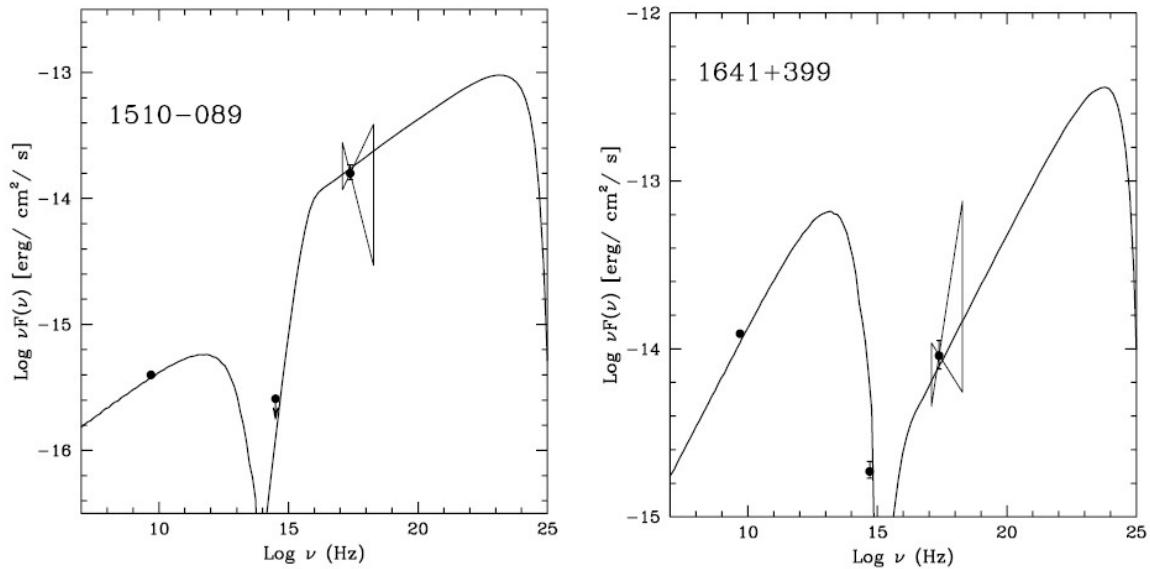
Όταν το 1999 τέθηκε σε λειτουργία το Chandra X - Ray Observatory, άνοιξε ένα νέο κεφάλαιο στη μελέτη των αστροφυσικών πιδάκων. Τα βασικά χαρακτηριστικά που καθιστούν το Chandra ιδανικό για τη μελέτη εκπομπής ακτίνων - X από πίδακες μεγάλης κλίμακας, είναι η υψηλή του διακριτική ικανότητα και ευαισθησία μεταξύ 0.2 - 10 KeV. Μια λίστα με εξωγαλαξιακούς πίδακες τους οποίους ανίχνευσε το Chandra μπορεί κάποιος να δει στην παρακάτω διεύθυνση, <http://hea-www.harvard.edu/XJET/>.

Φάσματα Πιδάκων Μεγάλης Κλίμακας

Στις ισχυρές πηγές, οι ακτίνες - X, που προέρχονται από τον εκτεταμένο πίδακα, συνιστούν ένα φασματικό κομμάτι ξεχωριστό από τα πιο χαμηλοενεργειακά φωτόνια (ράδιο - οπτικό) που παράγονται μέσω της διαδικασίας σύγχροτρον. Το πιο διαδεδομένο μοντέλο που ερμηνεύει μία τέτοια συμπεριφορά είναι, όπως αναφέραμε παραπάνω, ο συνδυασμός σύγχροτρον ηλεκτρονίων, ο οποίος παράγει τα φωτόνια χαμηλότερων συχνοτήτων και ο αντίστροφος σκεδασμός Compton των ίδιων ηλεκτρονίων με ένα εξωτερικό πεδίο φωτονίων, γνωστό ως IC/CMB μοντέλο. Καθώς η εκπομπή που λαμβάνουμε από αυτές τις εκτεταμένες πηγές παράγεται σε μεγάλες αποστάσεις σε σχέση με το κέντρο του ΕΓΠ, το πεδίο φωτονίων προέρχεται από το μικροκυματικό υπόβαθρο.

Το μοντέλο αυτό απαιτεί οι πίδακες μεγάλης κλίμακας να έχουν μικρή γωνία σε σχέση με την ευθεία παρατήρησης καθώς και να παραμένουν σχετικιστικοί ακόμη και σε αποστάσεις μεγαλύτερες των 100 kpc, με τον παράγοντα Lorentz να κυμαίνεται κυρίως από 5 - 10. Χρησιμοποιώντας το μοντέλο αυτό και με την επιπλέον υπόθεση της ισοκατανομής ενέργειας

μεταξύ ηλεκτρονίων και μαγνητικού πεδίου, θέτονται περιορισμοί σε βασικές φυσικές παραμέτρους όπως είναι ο παράγοντας Doppler δ , το μαγνητικό πεδίο, η ενεργειακή κατανομή και ο ελάχιστος παράγοντας Lorentz γ_{min} των ηλεκτρονίων.



Σχήμα 2.6: Φασματική ενεργειακή κατανομή των πιδάκων μεγάλης κλίμακας των blazars PKS 1510 – 089 και PKS 1641 – 399. Το μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε για να αναπαράξει και τα δύο φάσματα είναι το IC/CMB. Credit: Tavvechio et al. 2004

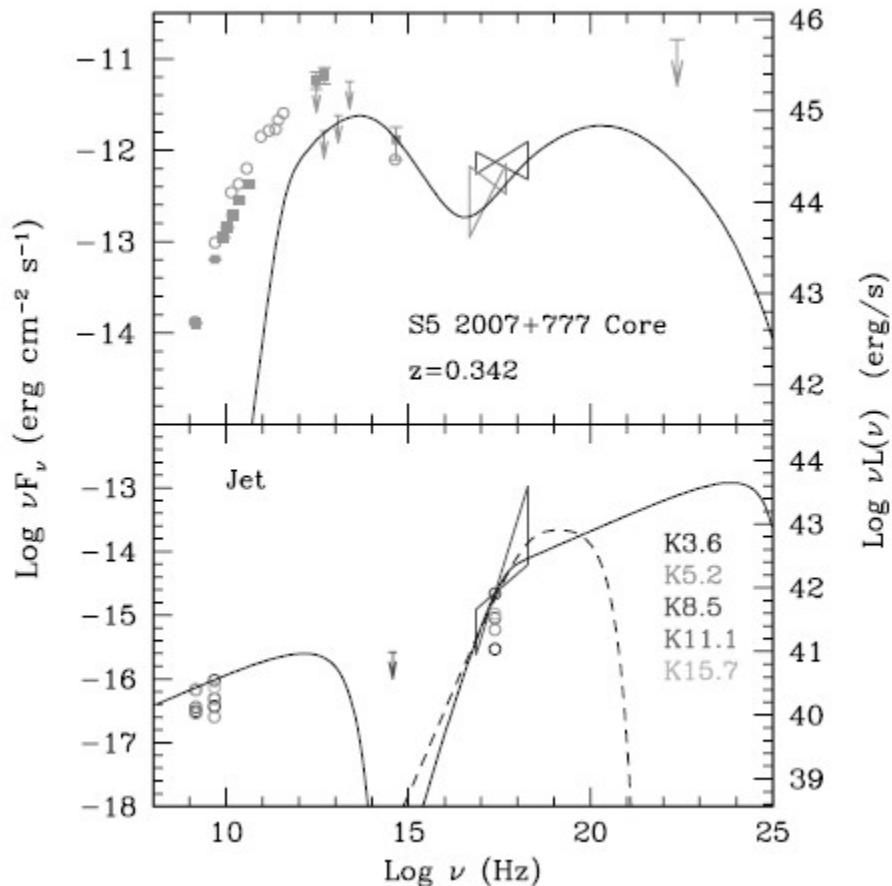
ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ 1

SOURCE	PARAMETERS OF THE RADIATIVE MODEL						INFERRED QUANTITIES		
	γ_{min}	n	U'_g (ergs cm ⁻³)	U'_e (ergs cm ⁻³)	R (cm)	δ	Γ	P_j (10 ⁴⁷ ergs s ⁻¹)	r (cm)
1510-089:									
inner.....	1	1.7	8.9×10^{-2}	9.5×10^{-2}	3×10^{16}	19	19-9.5	5-1.25	3×10^{17}
outer.....	10	2.7	4.1×10^{-13}	4.15×10^{-13}	1.3×10^{22}	16	16-8.6	4.4-1.3	$0.6-1.1 \times 10^{24}$
1641+399:									
inner.....	1	1.5	0.3	0.4	4×10^{16}	9.7	9.7-5	1.2-0.3	3×10^{17}
outer.....	10	2.4	5.3×10^{-12}	6.4×10^{-12}	1.5×10^{22}	8	8-4.3	4.2-1.1	$3.2-6.5 \times 10^{23}$

Σχήμα 2.7: Πίνακας παραμέτρων για το εσωτερικό μέρος των πιδάκων των δύο παραπάνω blazars καθώς και για τις σφαιρικές περιοχές εκπομπής στο εξωτερικό τους μέρος. Credit: Tavvechio et al. 2004

Σε πολύ μικρότερες κλίμακες, οι πιο εσωτερικές περιοχές των πιδάκων έχουν εκτενώς μελετηθεί μέσω πολυκυματικών παρατηρήσεων. Η φασματική ενεργειακή κατανομή (από ράδιο μέχρι ακτίνες - γ) των πηγών αυτών εξηγείται και εκείνη με σύγχροτρον και αντίστροφο σκεδασμό Compton του ίδιου πληθυσμού ηλεκτρονίων τόσο με τα σύγχροτρον φωτόνια που παράγονται (SSC) όσο και με ένα εξωτερικό πεδίο φωτονίων. Με τον τρόπο αυτό μπορούμε να εξαγάγουμε σχετικά καλά συμπεράσματα για ορισμένες βασικές φυσικές ποσότητες της κεντρικής περιοχής εκπομπής, όπως για παράδειγμα την ισχύ του πίδακα κοντά στη μελανή οπή.

Η σύγκριση της φυσικής κατάστασης του πλάσματος του ίδιου πίδακα σε μικρή και μεγάλη κλίμακα, μπορεί να προσφέρει ένα νέο παράθυρο στη διάδοση της εκροής καθώς εκτείνεται μέσα από την περιοχή πλατιών γραμμών εκπομπής του γαλαξία μέχρι το διαγαλαξιακό χώρο.



Σχήμα 2.8: Πάνω: Φασματική ενεργειακή κατανομή της κεντρικής περιοχής του γαλαξία S5 2007+777. Η συνεχόμενη γραμμή αντιστοιχεί στη μοντελοποίηση του φάσματος με τη χρήση του SSC μοντέλου. Κάτω: Φασματική ενεργειακή κατανομή της λαμπρότερης περιοχής εκπομπής (K8.5) του πίδακα του γαλαξία. Στο διάγραμμα σημειώνονται οι παρατηρήσεις από όλες τις περιοχές εκπομπής κατά μήκος του πίδακα. Η αναπαραγωγή του φάσματος έγινε με τη χρήση δύο διαφορετικών μοντέλων, με το IC/CMB (συνεχής γραμμή) και με δύο ξεχωριστούς πληθυσμούς ηλεκτρονίων (διακεκομμένη γραμμή). Η σύγχροτρον ακτινοβολία που παράγεται από τον πρώτο πληθυσμό ηλεκτρονίων χαμηλών ενεργειών, συμπίπτει απόλυτα με αυτή του μοντέλου IC/CMB. Credit: Sambruna et al. 2008

2.2.4 Ανοιχτά ζητήματα

Παρόλο που έχουν περάσει πάνω από τρεις δεκαετίες εντατικών πολυκυματικών παρατηρήσεων, από τα ραδιοκύματα μέχρι και τις ακτίνες γ , καθώς και έχει σημειωθεί μεγάλη πρόοδος στις προσομοιώσεις με πλάσμα οι οποίες σχετίζονται με το μηχανισμό δημιουργίας του πίδακα, τη δυναμική του και τον τρόπο επιτάχυνσης των σωματιδίων, πολλά βασικά ερωτήματα παραμένουν αναπάντητα. Ορισμένα από αυτά είναι τα ακόλουθα:

1. Ποιος είναι ο βασικός φυσικός μηχανισμός που τροφοδοτεί την επιτάχυνση και την ευθυγράμμιση του πίδακα; Είναι η βασική πηγή ενέργειας η περιστρεφόμενη μελανή οπή; Ποιος είναι ο ρόλος των μαγνητικών πεδίων στην επιτάχυνση και στην ευθυγράμμιση των σχετικιστικών πιδάκων;
2. Ποια είναι η ένταση και η τοπολογία των μαγνητικών πεδίων κατά μήκος του σχετικιστικού πίδακα; τι ρόλο παίζουν στην ευθυγράμμιση του στις μεγαλύτερες αποστάσεις καθώς και στην επιτάχυνση των σωματιδίων από τα οποία αποτελείται; Τι είναι αυτό που καθορίζει την περιοχή επιτάχυνσης των σωματιδίων;
3. Από τι είδους σωματίδια αποτελείται ένας πίδακας; Είναι πλάσμα αποτελούμενο από ζευγάρια ηλεκτρονίων - ποζιτρονίων ή από ζευγάρια ηλεκτρονίων - πρωτονίων;

4. Ποιοι είναι οι επικρατέστεροι μηχανισμοί ακτινοβολίας που οδηγούν στη μη θερμική εκπομπή που παρατηρείται από τους σχετικιστικούς πίδακες; Οφείλεται σε λεπτονικά μοντέλα, με τα πρωτόνια (εάν είναι παρόντα) να μην συνεισφέρουν σημαντικά στην εκπομπή ή και τα πρωτόνια επιταχύνονται σε σχετικιστικές ενέργειες με αποτέλεσμα και οι αδρονικές διαδικασίες να συνεισφέρουν σημαντικά;
5. Ποια διαδικασία παράγει τελικά τις ακτίνες - X που παράγονται εκατοντάδες παρσέκ μακριά από το κέντρο του ΕΓΠ; Μέσω του IC/CMB μοντέλου; Εάν όντως είναι αυτό το πιθανότερο μοντέλο γιατί δεν έχει παρατηρήσει το FERMI/LAT τις ακτίνες - γ που προβλέπει;

Κεφάλαιο 3

Φυσικές Διεργασίες

3.1 Εισαγωγή

Ο στόχος αυτής της εργασίας είναι η ερμηνεία της παραγωγής ακτίνων - X από πίδακες μεγάλης κλίμακας των ΕΓΠ. Τα μοντέλα που έχουν προταθεί είναι πολυάριθμα και μια πιο λεπτομερής περιγραφή τους θα γίνει σε επόμενο κεφάλαιο. Στο παρόν κεφάλαιο θα αναλύσουμε ορισμένες φυσικές διεργασίες οι οποίες είναι υποψήφιας για την παραγωγή των πιο υψηλοενεργειακών φωτονίων. Συγκεκριμένα θα αναφερθούμε στον μηχανισμό ακτινοβολίας σύγχροτρον, στον αντίστροφο σκεδασμό Compton, στο σύγχροτρον Self Compton (SSC) και σε μια υποκατηγορία των αδρονικών αλληλεπιδράσεων, τις φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις. Επιπλέον θα αναφερθούμε σε ορισμένα σχετικιστικά φαινόμενα που επηρεάζουν τις παρατηρήσεις μας, όπως είναι η υπέρφωτη κίνηση και η ενίσχυση Doppler.

3.2 Ακτινοβολία Σύγχροτρον

3.2.1 Εισαγωγή

Η ακτινοβολία σύγχροτρον είναι ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που εκπέμπεται από σχετικιστικά¹ φορτισμένα σωματίδια, π.χ. ηλεκτρόνια, ποζιτρόνια, πρωτόνια, τα οποία αποκλίνουν από την ευθύγραμμη τροχιά τους παρουσία μαγνητικού πεδίου. Στην αστροφυσική αποτελεί μηχανισμό παραγωγής μη θερμικής ακτινοβολίας και ανιχνεύεται από πολυάριθμα αστροφυσικά αντικείμενα όπως υπολείμματα υπερκαινοφανών, πάλσαρ, από το δίσκο του Γαλαξία μας καθώς και από πυρήνες, πίδακες και ραδιολοβούς ΕΓΠ. Σε συνθήκες αραιού πλάσματος, όπου οι συγκρούσεις είναι πιο σπάνιες, μια αυθαίρετη κατανομή σχετικιστικών ηλεκτρονίων ή πρωτονίων γρήγορα μετασχηματίζεται σε μια κατανομή νόμου δύναμης εξαιτίας των ενεργειακών απωλειών που οφείλονται στο μηχανισμό αυτό. Το γεγονός αυτό με τη σειρά του γεννά μια κατανομή νόμου δύναμης της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας. Ακόμη ένα χαρακτηριστικό της ακτινοβολίας σύγχροτρον είναι η πόλωσή της, η οποία ανακαλύφθηκε στο οπτικό μέρος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που εκπέμπει το Crab nebula, αφού είχε προηγηθεί η θεωρητική της πρόβλεψη.

3.2.2 Βασικά Χαρακτηριστικά

Η σχετικιστική εξίσωση κίνησης ενός σωματιδίου σε ένα μαγνητικό πεδίο B , είναι:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \vec{v}) = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (3.1)$$

Όπου \vec{v} είναι η ταχύτητα ενός σωματιδίου με φορτίο e , B είναι το ομογενές μαγνητικό πεδίο, m η μάζα του σωματιδίου και γ ο παράγοντας Lorentz².

Εφόσον η δύναμη που ασκείται στο σωματίδιο είναι κάθετη στην κίνηση, το μαγνητικό πεδίο δεν παράγει έργο και επομένως η ταχύτητά του παραμένει σταθερή, δηλαδή $|\vec{v}| = \text{const}$. Το σωματίδιο δηλαδή έχει σταθερή ταχύτητα κατά μέτρο, αλλά μπορεί η κατεύθυνσή της να μεταβάλλεται, επομένως η σχέση (1) μπορεί να γραφεί ως εξής:

¹ για μη σχετικιστικά σωματίδια η εκπεμπόμενη ακτινοβολία λέγεται κύκλοτρον

² ο παράγοντας Lorentz δίνεται από τη σχέση: $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$

$$\gamma m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B}$$

Έστω v_{\perp} και v_{\parallel} οι δύο συνιστώσες της ταχύτητας, θα ισχύει ότι:

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = 0 \Rightarrow |v_{\parallel}| = \text{const}$$

Άρα:

$$\frac{dv_{\perp}}{dt} = \frac{e}{\gamma mc} \vec{v}_{\perp} \times \vec{B}$$

Από όπου παίρνουμε ότι $|v_{\perp}| = \text{const}$ εφόσον το $\vec{v}_{\perp} \times \vec{B}$ είναι κάθετο στο \vec{v} .

Η κίνηση λοιπόν που προκύπτει είναι ομαλή κυκλική γύρω από τις γραμμές του μαγνητικού πεδίου B . Στην περίπτωση που η v_{\parallel} , συνιστώσα της ταχύτητας δεν είναι μηδέν τότε το σωματίδιο θα εκτελεί μια ελικοειδή κίνηση.

Η σχέση (3) δίνει την επιτάχυνση του σωματιδίου η οποία μπορεί να συσχετιστεί με την κεντρομόλο επιτάχυνση:

$$\frac{v^2}{r} = \frac{e}{\gamma mc} v B \sin \alpha \quad (3.2)$$

Όπου r είναι η ακτίνα της κυκλικής τροχιάς του σωματιδίου γύρω από τις μαγνητικές δυναμικές γραμμές η οποία λέγεται γυροακτίνα.

Όπου α είναι η γωνία που δίνει την απόκλιση της ταχύτητας \vec{v} από το μαγνητικό πεδίο B . Για κάθετη κίνηση $\alpha = \frac{\pi}{2}$, άρα:

$$\frac{v^2}{r} = \frac{e}{\gamma mc} v B \quad (3.3)$$

Ας θεωρήσουμε ότι το φορτισμένο σωματίδιο είναι ηλεκτρόνιο με μάζα m_e , παράγοντα Lorentz γ_e και ας συμβολίσουμε την επιτάχυνσή του με α , τότε:

Επιτάχυνση: $\alpha = \frac{e\beta B}{\gamma_e m_e} , \quad \text{με } \beta = \frac{v}{c} \quad (3.4)$

Γυροακτίνα: $r = \frac{\gamma_e m_e c^2}{eB} , \quad \text{για } \beta = 1 \quad (3.5)$

Περίοδος: $P = \frac{2\pi \gamma_e m_e c}{eB} \quad (3.6)$

Γυροσυχνότητα: $\omega_B = \frac{eB}{\gamma_e m_e c} \quad (3.7)$

3.2.3 Ενεργειακές Απώλειες Ηλεκτρονίων

Η συνολική εκπεμπόμενη ισχύς ενός σχετικιστικού ηλεκτρονίου με επιτάχυνση α , δίνεται από τη σχέση:

$$P_{\sigma\chi\epsilon\tau,e} = -\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \frac{e}{c^3} \gamma_e^4 \alpha^2 \quad (3.8)$$

η οποία είναι ενισχυμένη κατά έναν παράγοντα γ_e^4 σε σχέση με τη μη σχετικιστική περίπτωση (σχέση Larmor):

$$P_{\mu\eta\sigma\chi\epsilon\tau,e} = -\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \frac{e}{c^3} \alpha^2 \quad (3.9)$$

Για ισοτροπική κατανομή ταχυτήτων των ηλεκτρονίων η συνολική εκπεμπόμενη ισχύς είναι:

$$P_{syn,e} = -\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma_e^2 u_B \quad (3.10)$$

με $\sigma_T = 8\pi \frac{r_0^2}{3}$, $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}$ και $u_B = \frac{B^2}{8\pi}$. Για $\gamma_e \gg 1$ ο παράγοντας $\beta^2 = 1 - \gamma_e^{-2} \approx 1$ μπορεί να αγνοηθεί.

Στην περίπτωση των πρωτονίων η ενεργός διατομή δίνεται από τη σχέση:

$$\sigma'_T = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{(m_p c^2)^2} \quad (3.11)$$

Επομένως η ισχύς της ακτινοβολίας του σύγχροτρον πρωτονίων δίνεται από τη σχέση:

$$P_{syn,p} = -\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma'_T c \beta^2 \gamma_p^2 u_B \quad (3.12)$$

Συγκρίνοντας την ισχύ της παραγόμενης ακτινοβολίας των δύο διαφορετικών πληθυσμών, υπό την προϋπόθεση ότι $\gamma_e = \gamma_p$, καταλήγουμε στο ακόλουθο συμπέρασμα:

$$\frac{P_{syn,e}}{P_{syn,p}} = \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^2 \quad (3.13)$$

Επειδή $\frac{m_p}{m_e} \cong 1836$, προκύπτει από την παραπάνω σχέση ότι $P_{syn,e} \gg P_{syn,p}$. Όταν δηλαδή βρεθούν σε μια πηγή σχετικιστικά ηλεκτρόνια και πρωτόνια, η ισχύς της ακτινοβολίας των ηλεκτρονίων είναι πολλές τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από εκείνη των πρωτονίων. Για το λόγο αυτό, μέχρι και σήμερα δεν είναι γνωστή η περιεκτικότητα των αστροφυσικών πηγών σε πρωτόνια.

3.2.4 Φάσμα Παραγόμενης Ακτινοβολίας

i) Φάσμα μονοενεργητικού ηλεκτρονίου

Η συνολική στιγμιαία εκπεμπόμενη ισχύς ενός ηλεκτρονίου που εκτελεί ελικοειδή κίνηση γύρω από τις δυναμικές γραμμές ενός μαγνητικού πεδίου B με γωνία $\alpha = \frac{\pi}{2}$, δίνεται από τη σχέση:

$$j_{syn}(v) = \frac{\sqrt{3} e^3 B}{m_e c^2} F\left(\frac{v}{v_c}\right) \quad (3.14)$$

Όπου v_c είναι η κρίσιμη συχνότητα η οποία δίνεται από τη σχέση $v_c = \frac{3eB\gamma^2}{4\pi m_e c}$

Η συνάρτηση $F\left(\frac{v}{v_c}\right) = \frac{v}{v_c} \int_{\frac{v}{v_c}}^{\infty} d\xi K_{\frac{5}{3}}(\xi)$ είναι μια ειδική συνάρτηση ενώ το $K_{\frac{5}{3}}(\xi)$ αντιστοιχεί σε μια τροποποιημένη συνάρτηση Bessel.

- Σε υψηλές συχνότητες $\nu \gg \nu_c$ το φάσμα προσεγγίζεται από τη σχέση:

$$j_{syn}(\nu) \cong \left(\frac{3\pi}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{e^3 B}{m_e c^2}\right) \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\nu}{\nu_c}} \quad (3.15)$$

- Σε χαμηλές συχνότητες $\nu \ll \nu_c$ το φάσμα προσεγγίζεται από τη σχέση:

$$j_{syn}(\nu) \cong \left[\frac{4\pi e^3 B}{\Gamma(1/3) m_e c^2} \right] \left(\frac{\nu}{2\nu_c}\right)^{1/3} \quad (3.16)$$

Η συνάρτηση $j_{syn}(\nu)$ παρουσιάζει μέγιστο κοντά στην κρίσιμη συχνότητα, το οποίο δίνεται από τη σχέση:

$$\nu_0 \cong \frac{e}{2\pi m_e c} B \gamma^2 \quad (3.17)$$

Στην περίπτωση που το σωματίδιο είναι ηλεκτρόνιο η παραπάνω σχέση γίνεται $\nu_0 \cong 2.8 * 10^6 B \gamma^2$, ενώ στην περίπτωση των πρωτονίων γίνεται $\nu_0 \cong 1.5 * 10^3 B \gamma^2$. Σε κάθε περίπτωση λοιπόν, το φωτόνιο που παράγεται θα έχει ενέργεια:

$$\varepsilon_{syn} = h\nu_0 \quad (3.18)$$

Η αδιάστατη ενέργεια του εκπεμπόμενου φωτονίου θα προκύψει αν διαιρέσουμε την παραπάνω σχέση με $m_e c^2$, δηλαδή:

$$\varepsilon_{syn} = \frac{h\nu_0}{m_e c^2} \quad (3.19)$$

Αντικαθιστώντας τη σχέση (3.17) στη σχέση (3.19), προκύπτει η σχέση:

$$\varepsilon_{syn} = \frac{\hbar e}{m_e^2 c^3} B \gamma^2 \quad (3.20)$$

Ορίζουμε ως κρίσιμο μαγνητικό πεδίο B_{cr} , την τιμή εκείνη του μαγνητικού πεδίου για την οποία ένα μη σχετικιστικό ηλεκτρόνιο θα εκπέμψει ολόκληρη τη μάζα ηρεμίας του, δηλαδή:

$$B_{cr} = \frac{m_e^2 c^3}{\hbar e} = 4.413 * 10^{13} \text{ Gauss} \quad (3.21)$$

Επομένως η σχέση (3.20) μέσω της σχέσης (3.21), παίρνει τη μορφή:

$$\varepsilon_{syn} = \frac{B}{B_{cr}} \gamma_e^2 \quad (3.22)$$

ii) Φάσμα ενός ηλεκτρονίου με τυχαία γωνία α

$$j_{syn}(\nu) = \frac{\sqrt{3} e^3 B}{m_e c^2} \sin(\alpha) \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\frac{\nu}{\nu_c}}^{\infty} d\xi K_{\frac{5}{3}}(\xi) \quad (3.23)$$

$$\text{με } \nu_c = \frac{3eB\gamma_e^2}{4\pi m_e c} \sin(\alpha)$$

iii) Φάσμα από κατανομή ηλεκτρονίων με νόμο δύναμης

Έστω ηλεκτρόνια τα οποία έχουν κατανομή νόμου δύναμης της μορφής:

$$N_e(\gamma) = K_e \gamma_e^{-p} \quad \mu\epsilon \quad \gamma_{min} \leq \gamma_e \leq \gamma_{max}$$

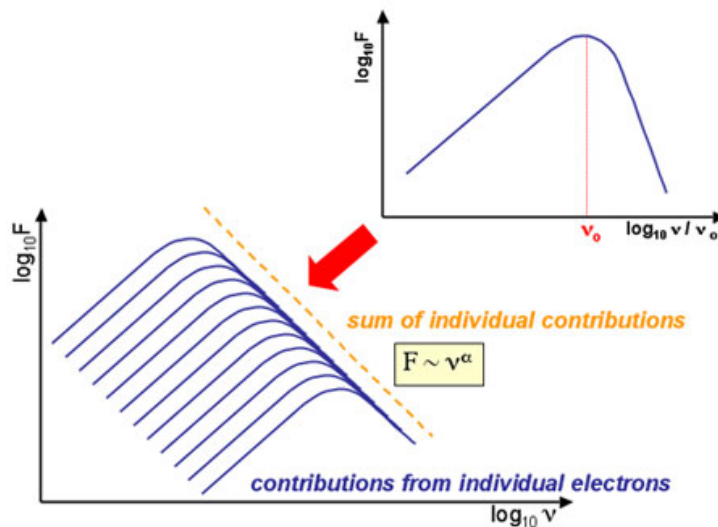
Το φάσμα τότε δίνεται από τη σχέση:

$$j_{syn}(\nu) = \frac{\sqrt{3} K_e^3 B}{4\pi m_e c^2} \int d\Omega_\alpha N(\alpha) \sin\alpha \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} d\gamma \gamma^{-p} \frac{\nu}{v_c} \int_{\frac{\nu}{v_c}}^{\infty} d\xi K_{\frac{5}{3}}(\xi) \quad (3.24)$$

Αντικαθιστώντας τα $\gamma_{min}, \gamma_{max}$ με 0 και ∞ θεωρώντας ότι οι ελάχιστες και μέγιστες ενέργειες δεν συνεισφέρουν σημαντικά στο φάσμα και θεωρώντας ιστροπική κατανομή όπου $N(\alpha) = 1$, καταλήγουμε τελικά στη σχέση:

$$j_{syn}(\nu) = \frac{1}{10} \frac{4\pi K_e^3 B^{\frac{p+1}{2}}}{m_e c^2} \left(\frac{3e}{4\pi m_e c} \right)^{\frac{p-1}{2}} \nu^{-\frac{p-1}{2}} \quad (3.25)$$

Ξεκινώντας δηλαδή από μια κατανομή ηλεκτρονίων που είναι νόμος δύναμης με φασματικό δείκτη $-p$, το φάσμα που λαμβάνουμε είναι και αυτό ένας νόμος δύναμης με δείκτη $-\frac{p-1}{2}$.



Σχήμα 3.1: Το φάσμα της ακτινοβολίας σύγχροτρον προκύπτει από το άθροισμα των φασμάτων εκπομπής καθενός ηλεκτρονίου ξεχωριστά. Καθώς το ηλεκτρόνιο εκτελεί ελικοειδή κίνηση γύρω από τις μαγνητικές δυναμικές γραμμές, εκπέμπει ακτινοβολία σε ένα εύρος συχνοτήτων με μέγιστη την ν_c , την κρίσιμη συχνότητα. Για όσο περισσότερο χρόνο εκτελεί αυτήν την ελικοειδή κίνηση το ηλεκτρόνιο, τόσο περισσότερη ενέργεια χάνει, με αποτέλεσμα να μειώνεται η γυροακτίνα της τροχιάς του και να αυξάνεται η τιμή της κρίσιμης συχνότητας. Credit:<http://astronomy.swin.edu.au>

3.2.5 Σύγχροτρον ψύξη

Τα ηλεκτρόνια ενός πλάσματος που εκπέμπουν ακτινοβολία σύγχροτρον, ψύχονται. Ο χρόνος που χρειάζεται για να συμβεί αυτό δίνεται από το λόγο της αρχικής τους ενέργειας προς το ρυθμό με τον οποίο ακτινοβολούν μέρος της ενέργειας τους.

Έστω ότι η αρχική ενέργεια των ηλεκτρονίων είναι:

$$E = \gamma_e m_e c^2 \quad (3.26)$$

Ενώ οι ενεργειακές τους απώλειες δίνονται από τη σχέση:

$$P_{syn,e} = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma_e^2 U_B \quad (3.27)$$

Επομένως:

$$t_{cool,e}^{syn} = \frac{\gamma_e m_e c^2}{\frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma_e^2 U_B} = \frac{6\pi m_e c^2}{\sigma_T c \beta^2 B^2 \gamma_e} \quad (3.28)$$

Για την περίπτωση των πρωτονίων με αντίστοιχο τρόπο προκύπτει:

$$t_{cool,p}^{syn} = \frac{\gamma_p m_p c^2}{\frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma_p^2 U_B} = \frac{6\pi m_p c^2}{\sigma_T c \beta^2 B^2 \gamma_p} \quad (3.29)$$

Ένα βασικό συμπέρασμα που προκύπτει από τις παραπάνω σχέσεις είναι ότι όσο περισσότερη ενέργεια έχουν τα σωματίδια τόσο πιο γρήγορα ψύχονται. Επιπλέον για την περίπτωση που $\gamma_e = \gamma_p$, συγκρίνοντας τους χρόνους ψύξης των ηλεκτρονίων και των πρωτονίων καταλήγουμε στη σχέση:

$$\frac{t_{cool,e}^{syn}}{t_{cool,p}^{syn}} = \left(\frac{m_e}{m_p}\right)^3 \quad (3.30)$$

Δηλαδή τα ηλεκτρόνια χάνουν πολύ πιο γρήγορα την ενέργειά τους, σε σχέση με τα πρωτόνια, καθιστώντας τις απώλειες σύγχροτρον ηλεκτρονίων σημαντικότερες.

3.3 Αντίστροφος Σκεδασμός Compton

3.3.1 Εισαγωγή

Ο αντίστροφος σκεδασμός Compton λαμβάνει χώρα όταν σχετικιστικά ηλεκτρόνια σκεδάζουν χαμηλοενεργειακά φωτόνια σε αρκετά υψηλές ενέργειες. Καθώς είναι τα ηλεκτρόνια τώρα που χάνουν ένα μέρος της ενέργειάς τους, την οποία κερδίζει το φωτόνιο, θα μπορούσαμε να πούμε ότι ο αντίστροφος σκεδασμός Compton είναι η σκέδαση Compton έχοντας σα σύστημα ηρεμίας το φωτόνιο. Πειραματικά δεδομένα δείχνουν ότι η μέση συχνότητα των φωτονίων μετά τη σύγκρουση αυξάνεται κατά έναν παράγοντα γ_e^2 . Υπάρχει όμως ένα όριο στην ενέργεια $h\nu'$ που μπορεί να κερδίσει ένα φωτόνιο, το οποίο γίνεται εμφανές από τη διατήρηση της ενέργειας :

$$h\nu' = \gamma_e m_e c^2 + h\nu \quad (3.31)$$

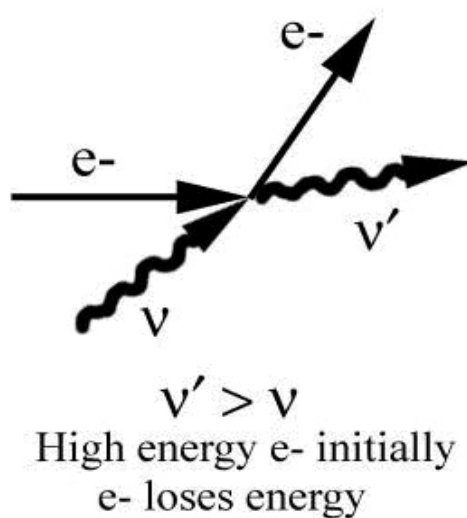
Είναι γνωστό ότι υπάρχουν ηλεκτρόνια με παράγοντα Lorentz $\gamma \sim 100 - 1000$ σε διάφορα αστροφυσικά αντικείμενα. Συνεπώς μπορούν να σκεδάσουν χαμηλής ενέργειας φωτόνια σε αρκετά υψηλές ενέργειες.

Για παράδειγμα ας δούμε το σημείο στο οποίο θα σκεδαστούν ραδιοφωτόνια, φωτόνια στο ερυθρό και φωτόνια στο οπτικό, από ηλεκτρόνια με $\gamma = 1000$.

Waveband	Frequency ν_0 (Hz)	Scattered frequency and waveband (Hz)
Radio	10^9	$10^{15} = UV$
Far - infrared	$3 * 10^{12}$	$3 * 10^{18} = X - rays$
Optical	$4 * 10^{14}$	$4 * 10^{21} = \gamma - rays$

Το φαινόμενο αυτό το συναντάμε σε αρκετά αστροφυσικά αντικείμενα όπως στους υπερκαινοφανείς, όπου σχετικιστικά ηλεκτρόνια σκεδάζουν τα φωτόνια κοσμικής ακτινοβολίας σε υψηλότερες ενέργειες, στα πάλσαρ όπου ηλεκτρόνια επιταχύνονται στις μαγνητόσφαιρές τους και σκεδάζουν θερμικά φωτόνια από την επιφάνειά τους και τέλος, σε μια ειδική κατηγορία γαλαξιών, τους ενεργούς γαλαξίες, στους οποίους τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια του πίδακα σκεδάζουν φωτόνια, τα οποία είτε είναι εσωτερικής προέλευσης³, είτε εξωτερικής προέλευσης⁴.

Inverse Compton scattering



Σχήμα 3.2: Στην εικόνα απεικονίζεται η διαδικασία του αντιστρόφου σκεδασμού Compton. Το αρχικά σχετικιστικό ηλεκτρόνιο σκεδάζει το φωτόνιο χαμηλής ενέργειας σε υψηλή, καθώς το ίδιο χάνει ένα μέρος της ενέργειάς του. Credit: venables.asu.edu

³ φωτόνια τα οποία παράγονται μέσω της διαδικασίας σύγχροτρον.

⁴ φωτόνια τα οποία προέρχονται από το δίσκο προσαύξησης ή φωτόνια μικροκυματικού υποβάθρου.

3.3.2 Ενεργειακές Απώλειες Ηλεκτρονίων - Όριο Thomson ($h\nu \ll m_e c^2$)

Θα προσπαθήσουμε τώρα να υπολογίσουμε πόση ακριβώς είναι η ενέργεια που χάνουν τα ηλεκτρόνια, στο ταξίδι τους κατά μήκος ενός πίδακα μέσω των σκεδάσεων που υπόκεινται. Θεωρούμε ότι τα ηλεκτρόνια ξεκινούν από τη βάση του πίδακα με αρχικό σχετικιστικό παράγοντα Lorentz, $\gamma_e = \gamma_{e0}$. Καθώς προχωρούν κατά μήκος του πίδακα συγκρούονται με χαμηλής ενέργειας φωτόνια και κατά τη διάρκεια της σκέδασης αυτής οι ενεργειακές απώλειες των ηλεκτρονίων μεταφέρονται στα φωτόνια. Είναι το φάσμα αυτών των φωτονίων το οποίο λαμβάνουμε και μελετάμε προσπαθώντας να ανακαλύψουμε τα μυστικά αυτών των αστροφυσικών αντικειμένων.

Οι ενεργειακές απώλειες στο σύστημα ηρεμίας (K') του ηλεκτρονίου δίνονται από τη σχέση:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)' = \sigma_T c u'_{\phi\omega\tau} \quad (3.32)$$

όπου σ_T είναι η ενεργός διατομή Thomson,

c είναι η ταχύτητα του φωτός και

$u'_{\phi\omega\tau}$ είναι η ενεργειακή πυκνότητα των φωτονίων στο σύστημα ηρεμίας K' του ηλεκτρονίου, για την οποία ισχύει η εξής σχέση:

$$u'_{\phi\omega\tau} = \frac{4}{3} u_{\phi\omega\tau} \left(\gamma_e^2 - \frac{1}{4} \right) \quad (3.33)$$

όπου γ_e ο σχετικιστικός παράγοντας Lorentz και

$u_{\phi\omega\tau}$ η ενεργειακή πυκνότητα των φωτονίων όπως την αντιλαμβάνεται παρατηρητής στο αδρανειακό του σύστημα. Η σχέση 5.4 ισχύει στην απλουστευμένη περίπτωση ισοτροπικού πεδίου φωτονίων.

Επίσης, επειδή η ενέργεια και ο χρόνος μετασχηματίζονται με τον ίδιο τρόπο, δηλαδή $dE = \gamma_e dE'$ και $dt = \gamma_e dt'$, έχουμε:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)' = \left(\frac{dE}{dt}\right).$$

Επομένως η σχέση 5.3 παίρνει τη μορφή:

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c u_{\phi\omega\tau} \left(\gamma_e^2 - \frac{1}{4} \right) \quad (3.34)$$

Αυτή είναι η ενέργεια που χάνουν τα ηλεκτρόνια, όμως δεν είναι η ενέργεια που κερδίζουν τα φωτόνια, διότι κατά τη διάρκεια της σύγκρουσης χάνουν ένα μέρος της αρχικής, χαμηλής τους ενέργειας, την οποία πρέπει να συνυπολογίσουμε και η οποία ισούται με $\sigma_T c u_{\phi\omega\tau}$.

Τελικά:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = \frac{4}{3} \sigma_T c u_{\phi\omega\tau} \left(\gamma_e^2 - \frac{1}{4} \right) - \sigma_T c u_{\phi\omega\tau} =$$

$$\frac{4}{3} \sigma_T c u_{\phi\omega\tau} (\gamma_e^2 - 1)$$

και χρησιμοποιώντας την ταυτότητα $(\gamma_e^2 - 1) = \left(\frac{v^2}{c^2}\right) \gamma_e^2$ έχουμε:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = \frac{4}{3}\sigma_T c u_{\text{φωτ}} \left(\frac{v^2}{c^2}\right) \gamma_e^2 = \frac{4}{3}\sigma_T c u_{\text{φωτ}} \beta^2 \gamma_e^2 \quad (3.35)$$

Για $\gamma_e \gg 1$ ο παράγοντας $\beta^2 = 1 - \gamma_e^{-2} \approx 1$ μπορεί να αγνοηθεί και οι ενεργειακές απώλειες των ηλεκτρονίων δίνονται από τη σχέση:

$$P_{I,C,e} = -\left(\frac{dE}{dt}\right) = \frac{4}{3}\sigma_T c u_{\text{φωτ}} \gamma_e^2 \quad (3.36)$$

3.3.3 Σχετικιστική κινηματική στον σκεδασμό Compton

Ας φανταστούμε ότι έχουμε ένα σχετικιστικά κινούμενο ηλεκτρόνιο το οποίο κινείται μέσα σε ένα πεδίο φωτονίων στην κατεύθυνση του άξονα x ενός συστήματος συντεταγμένων στο σύστημα αναφοράς του παρατηρητή (K). Το ηλεκτρόνιο υπόκειται σε συνεχείς συγκρούσεις με φωτόνια τα οποία σχηματίζουν διάφορες γωνίες θ σε σχέση με τον άξονα x . Στο σύστημα ηρεμίας του ηλεκτρονίου (K') η γωνία θ' υπολογίζεται από τη σχέση

$$\tan\theta' = \frac{\sin\theta}{\gamma_e(\cos\theta - \beta)} \quad (3.37)$$

όπου γ είναι ο παράγοντας Lorentz του ηλεκτρονίου στο σύστημα αναφοράς του παρατηρητή (K). Όταν ο παράγοντας Lorentz είναι πολύ μεγάλος ($\gamma_e \gg 1$), τότε $\beta \rightarrow \approx 1 - \frac{1}{2}\gamma_e^{-2}$ και επομένως σχεδόν για όλα τα φωτόνια, εκτός από εκείνα που κινούνται πάνω στον άξονα x , η γωνία θ' είναι πολύ μικρή.

Για $\beta \rightarrow 1$ η προηγούμενη σχέση γίνεται:

$$\tan\theta' = -\gamma_e^{-1} \cot\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.38)$$

Επομένως στο σύστημα ηρεμίας του ηλεκτρονίου (K') τα φωτόνια φαίνεται να συγκεντρώνονται σε ένα στενό κώνο.

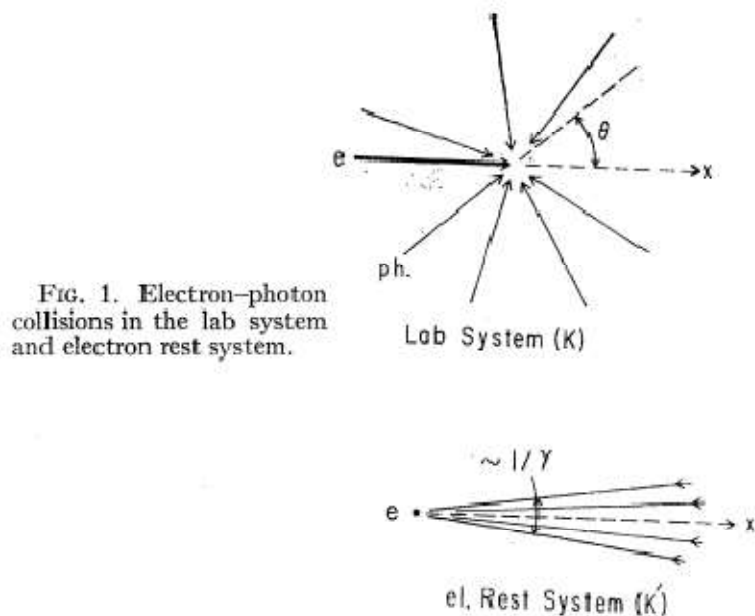


FIG. 1. Electron-photon collisions in the lab system and electron rest system.

Σχήμα 3.3: Συγκρούσεις ηλεκτρονίων – φωτονίων στο σύστημα αναφοράς του παρατηρητή (K) και στο σύστημα αναφοράς του ηλεκτρονίου (K'). Credit: Blumenthal & Gould, 1970.

Επιπλέον η ενέργεια των φωτονίων στο σύστημα (K') δίνεται από τη σχέση:

$$\varepsilon' = \gamma\varepsilon(1 - \beta\cos\theta) \quad (3.39)$$

Επομένως για μια δεδομένη ενέργεια ε , η ε' ποικίλει μεταξύ $\varepsilon'_{min} \approx \frac{\varepsilon}{2\gamma_e}$ (για $\theta = 0$) και $\varepsilon'_{max} \approx 2\gamma_e\varepsilon$ (για $\theta = \pi$). Παρατηρούμε δηλαδή ότι όταν η κατεύθυνση των φωτονίων σχηματίζει σχεδόν μηδενική γωνία σε σχέση με εκείνη του ηλεκτρονίου, εμφανίζονται με χαμηλές ενέργειες. Όταν οι συγκρούσεις είναι μετωπικές εμφανίζονται πολύ ενεργητικά.

Στο σύστημα αναφοράς του ηλεκτρονίου (K') το φωτόνιο αποκτά μια ενέργεια ε'_1 , και σκεδάζεται σε μια γωνία θ'_1 . Η ενέργεια ε'_1 μετά τη σκέδαση, δίνεται από τη γνωστή σχέση:

$$\varepsilon'_1 = \frac{\varepsilon'}{1 + \left(\frac{\varepsilon'}{mc^2}\right)(1 - \cos\theta'_1)} \quad (3.40)$$

Στο σύστημα αναφοράς του παρατηρητή η ενέργεια αυτή δίνεται από τη σχέση:

$$\varepsilon_1 = \gamma_e\varepsilon'_1[1 + \beta\cos(\pi - \theta'_1)] \approx \gamma_e\varepsilon'_1(1 - \cos\theta'_1) \quad (3.41)$$

και έχουμε ότι $\varepsilon_{1,max} \approx 2\gamma_e\varepsilon'_1$

Στο όριο Thomson $\varepsilon' \ll mc^2$ επομένως $\varepsilon'_1 \approx \varepsilon'$.

Επομένως:

$$\varepsilon_{1,max} \approx 2\gamma_e\varepsilon'_{max} \approx 4\gamma_e^2\varepsilon \quad (3.42)$$

Παρατηρούμε δηλαδή ότι η μέγιστη ενέργεια ενός σκεδασμένου φωτονίου ενισχύεται κατά τον σημαντικό παράγοντα $4\gamma_e^2$. Η μέγιστη αυτή ενέργεια αντιστοιχεί σε μια μετωπική σύγκρουση μεταξύ ηλεκτρονίου – φωτονίου. Παρόλο που στο όριο Thomson η χαρακτηριστική ενέργεια ($\sim\gamma_e^2\varepsilon$) του σκεδαζόμενου φωτονίου θεωρείται μεγάλη, είναι ακόμη πολύ μικρότερη σε σχέση με εκείνη του ηλεκτρονίου. Το ηλεκτρόνιο δηλαδή χάνει ένα μικρό κλάσμα της ενέργειάς του σε κάθε σκεδασμό. Δεν συμβαίνει όμως το ίδιο και στο όριο Klein – Nishina ($\varepsilon' \gg mc^2$) όπου το φωτόνιο αποκτά το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας του ηλεκτρονίου.

3.3.4 Φάσμα Παραγόμενης Ακτινοβολίας

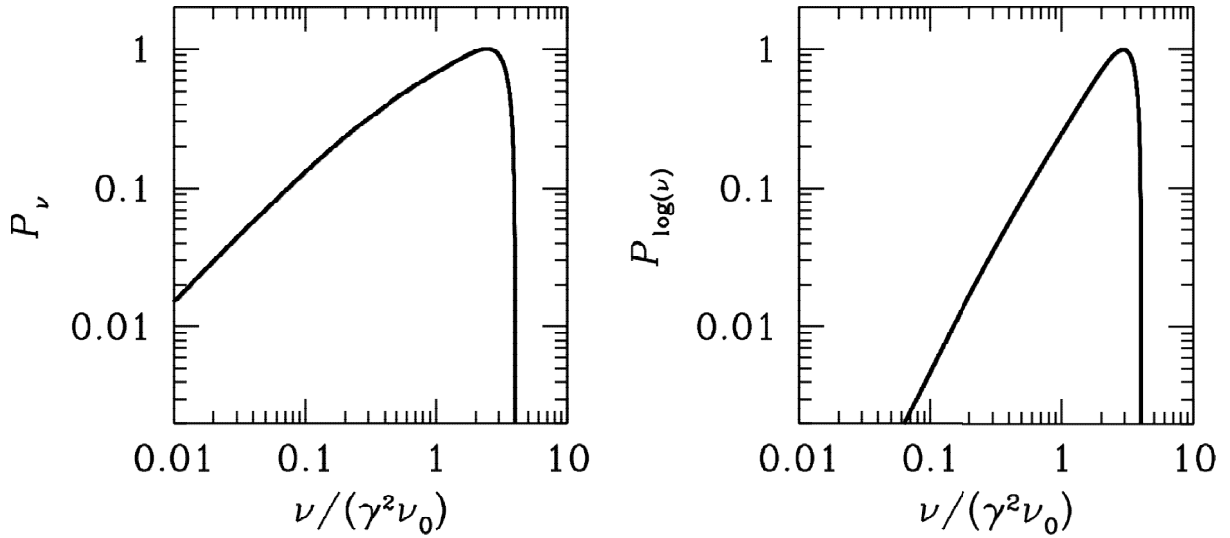
i) Φάσμα στο όριο Thomson για την περίπτωση μονοενεργητικών ηλεκτρονίων

Έστω ότι ένα ηλεκτρόνιο ενέργειας $E = \gamma_e mc^2$ εισέρχεται σε ένα ισοτροπικό πεδίο φωτονίων ενέργειας ε . Το παραγόμενο φάσμα δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$I(\varepsilon_1) = \frac{3\sigma_T c N(\varepsilon)}{16\gamma_e^4 \varepsilon^2} \varepsilon_1 \left[2\varepsilon_1 \ln\left(\frac{\varepsilon_1}{4\gamma_e^2\varepsilon}\right) + \varepsilon_1 + 4\gamma_e^2\varepsilon - \frac{\varepsilon_1^2}{2\gamma_e^2\varepsilon} \right] d\varepsilon_1 \quad (3.43)$$

Σε χαμηλές συχνότητες ο όρος στην αγκύλη είναι μια σταθερά επομένως η παραπάνω σχέση παίρνει τη μορφή:

$$I(\nu) \propto \varepsilon_1$$



Σχήμα 3.4: Φάσμα σκεδασμένων ιστροπικών φωτονίων αρχικής συχνότητας ν_0 , από μονοενεργητικά ηλεκτρόνια ενέργειας $E = \gamma_e mc^2$. Στα δεξιά απεικονίζεται σε λογαριθμική μορφή το φάσμα, όπου φαίνεται πιο έντονα η κορυφή του. Credit: <https://www.cv.nrao.edu>

ii) Φάσμα ηλεκτρονίων με κατανομή νόμου δύναμης

Έστω ηλεκτρόνια τα οποία έχουν κατανομή νόμου δύναμης της μορφής:

$$N_e(\gamma_e) = K_e \gamma_e^{-p} \quad \mu\epsilon \quad \gamma_{min} \leq \gamma_e \leq \gamma_{max} \quad (3.44)$$

Τα όρια της κατανομής γ_{min} και γ_{max} τα θεωρούμε ελεύθερες παραμέτρους.

Το συνολικό φάσμα που θα προκύψει από την κατανομή αυτή μπορεί να υπολογιστεί αν ολοκληρώσουμε τη σχέση ως προς όλες τις ενέργειες των ηλεκτρονίων, γ_e , και ως προς όλες τις ενέργειες, ϵ , των φωτονίων. Επομένως:

$$I_{total}(\epsilon_1) = \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} d\gamma N_e(\gamma_e) I(\epsilon_1) \quad (3.45)$$

Εάν εκμεταλλευτούμε το γεγονός ότι η συνάρτηση $I(\epsilon_1)$ εμφανίζει μέγιστο κοντά στην ενέργεια $\epsilon'_1 \approx 4\gamma_e^2 \epsilon$ και ότι ο ρυθμός της ακτινοβολούμενης ενέργειας των φωτονίων είναι ίσος με το ρυθμό απώλειας της ενέργειας των ηλεκτρονίων, μπορούμε να προσεγγίσουμε την συνάρτηση $I(\epsilon_1)$ με μία συνάρτηση δέλτα:

$$I(\epsilon_1) = n_0 \sigma_T c \epsilon_1 \delta(\epsilon_1 - \epsilon'_1) \quad (3.46)$$

Υπολογίζοντας το νέο ολοκλήρωμα βρίσκουμε:

$$I_{total}(\epsilon_1) = \frac{1}{2} k_e n_0 \sigma_T c \epsilon_0^{\frac{p-1}{2}} \epsilon_1^{-\frac{p-1}{2}} \quad \mu\epsilon \quad \epsilon_1^{min} \leq \epsilon_1 \leq \epsilon_1^{max} \quad (3.47)$$

Από την τελευταία σχέση γίνεται φανερό ότι, όπως και στην περίπτωση του σύγχροτρον, μία κατανομή νόμου δύναμης των ηλεκτρονίων με εκθέτη $-p$, θα έχει ως αποτέλεσμα τα σκεδασμένα φωτόνια να αποκτήσουν και αυτά μια κατανομή με δείκτη $-\frac{p-1}{2}$.

3.3.5 Ψύξη ηλεκτρονίων στον αντίστροφο σκεδασμό Compton

Τα ηλεκτρόνια ενός πλάσματος που σκεδάζουν χαμηλοενεργειακά φωτόνια σε υψηλές ενέργειες, ψύχονται. Ο χρόνος που χρειάζεται για να συμβεί αυτό δίνεται από το λόγο της αρχικής τους ενέργειας προς το ρυθμό με τον οποίο χάνουν μέρος της ενέργειας τους. Έστω ότι η αρχική ενέργεια των ηλεκτρονίων είναι:

$$E = \gamma_e m_e c^2$$

Ενώ οι ενεργειακές τους απώλειες δίνονται από τη σχέση:

$$P_{IC,e} = \frac{4}{3} \sigma_T c u_{\text{φωτ}} \gamma_e^2 \quad (3.48)$$

Επομένως:

$$t_{cool,e}^{IC} = \frac{\gamma_e m_e c^2}{\frac{4}{3} \sigma_T c u_{\text{φωτ}} \gamma_e^2} = \frac{3 m_e c^2}{4 \sigma_T c u_{\text{φωτ}} \gamma_e} \quad (3.49)$$

3.3.6 Σύγκριση με τη διαδικασία ακτινοβολίας σύγχροτρον

Καθώς όλες οι αστροφυσικές πηγές υψηλών ενεργειών περιέχουν πεδία φωτονίων και μαγνητικά πεδία, ο αντίστροφος σκεδασμός Compton συναγωνίζεται τη διαδικασία σύγχροτρον ως προς τις ενεργειακές απώλειες των ηλεκτρονίων.

Συγκρίνοντας τους χρόνους ψύξης εξαιτίας της ακτινοβολίας σύγχροτρον και του αντιστρόφου σκεδασμού Compton καταλήγουμε στη σχέση:

$$\frac{t_{cool,e}^{syn}}{t_{cool,e}^{IC}} \propto \frac{u_{\text{φωτ}}}{u_B} \quad (3.50)$$

Παρατηρούμε δηλαδή ότι ο λόγος τους είναι ανεξάρτητος από την ενέργεια των ηλεκτρονίων και εξαρτάται από την ενεργειακή πυκνότητα των φωτονίων καθώς και του μαγνητικού πεδίου. Εάν για παράδειγμα ο παραπάνω λόγος είναι > 1 , αυτό συνεπάγεται $t_{cool,e}^{syn} > t_{cool,e}^{IC}$. Δηλαδή τα ηλεκτρόνια της πηγής θα ψυχθούν πιο γρήγορα εξαιτίας του αντιστρόφου σκεδασμού Compton. Στην περίπτωση που ο λόγος είναι < 1 , επικρατέστερος μηχανισμός απώλειας ενέργειας των ηλεκτρονίων είναι η ακτινοβολία σύγχροτρον.

Είναι επίσης σημαντικό να συγκρίνουμε τις ενέργειες που αποκτούν τα φωτόνια μετά από το τέλος της κάθε διεργασίας. Οι ενέργειες των φωτονίων αυτών δίνονται σε αδιάστατη μορφή από τις σχέσεις:

$$\varepsilon_{syn} = \frac{B}{B_{cr}} \gamma_e^2 \quad (3.51)$$

$$\varepsilon_{IC} = \frac{4\varepsilon}{m_e c^2} \gamma_e^2 \quad (3.52)$$

Καθώς στην πλειοψηφία των αστροφυσικών πηγών τα μαγνητικά πεδία που περιέχουν είναι πολύ μικρότερα σε σχέση με την κρίσιμη τιμή του μαγνητικού πεδίου που ορίσαμε παραπάνω, ο λόγος $\frac{B}{B_{cr}} \ll \frac{4\varepsilon}{m_e c^2}$. Το γεγονός αυτό καθιστά τον αντίστροφο σκεδασμό Compton τη

διαδικασία μέσω της οποίας ένα φωτόνιο θα καταφέρει να κερδίσει μεγαλύτερο ποσό ενέργειας.

3.4 Σύγχροτρον Self Compton (SSC)

3.4.1 Εισαγωγή

Η διαδικασία SSC είναι ένας σημαντικός μηχανισμός εκπομπής ακτινοβολίας σε πολλές αστρονομικές πηγές, όπως στις εκλάμψεις ακτίνων γ (GRBs) και στους ενεργούς γαλαξιακούς πυρήνες (ΕΓΠ). Πηγές στις οποίες η εκπομπή της ακτινοβολίας τους πραγματοποιείται κυρίως μέσω της διαδικασίας σύγχροτρον θα πρέπει να έχουν και μια SSC συνιστώσα. Τα ίδια ηλεκτρόνια που ακτινοβολούν σύγχροτρον φωτόνια, σκεδάζουν τα φωτόνια που παράγουν σε υψηλές ενέργειες, δημιουργώντας με τον τρόπο αυτό, ένα ξεχωριστό φασματικό τμήμα. Για να είναι μπορέσει ο μηχανισμός αυτός να συνεισφέρει αρκετά στο τελικό φάσμα της πηγής, θα πρέπει να είναι αρκετά συμπαγής ώστε να ευνοούνται οι σκεδάσεις.

Η SSC διεργασία είναι αρκετά περίπλοκη. Η ροή σε κάθε παρατηρούμενη συχνότητα περιλαμβάνει τη συνεισφορά ηλεκτρονίων διαφορετικών ενεργειών, τα οποία σκεδάζουν φωτόνια σε μια μεγάλη εμβέλεια συχνοτήτων. Επομένως μια λεπτομερής περιγραφή του SSC φάσματος περιλαμβάνει τη σύζευξη του φάσματος των φωτονίων και της ενεργειακής κατανομής των ηλεκτρονίων, γεγονός που απαιτεί με τη σειρά του αριθμητικούς υπολογισμούς. Παρόλα αυτά, για μια πηγή στην οποία τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται μέσω κρουστικών κυμάτων, το αρχικό φάσμα των ηλεκτρονίων θεωρείται ένας απλός νόμος δύναμης. Συνεπώς, η αντίστοιχη ενεργειακή κατανομή των ηλεκτρονίων και το φάσμα των φωτονίων, έχουν απλούστερες μορφές.

3.4.2. Φάσμα Παραγόμενης Ακτινοβολίας

Ας υποθέσουμε ότι η ενέργεια των ηλεκτρονίων που έχουμε σε μια πηγή ακολουθεί έναν απλό νόμο δύναμης της μορφής,

$$N_e(\gamma_e) = K_e \gamma_e^{-p} \quad \mu\epsilon \quad \gamma_{min} \leq \gamma_e \leq \gamma_{max}$$

Ο πληθυσμός αυτός των ηλεκτρονίων, παρουσία ενός μαγνητικού πεδίου B , θα ακτινοβολήσει παράγοντας σύγχροτρον φωτόνια, με ενέργειες:

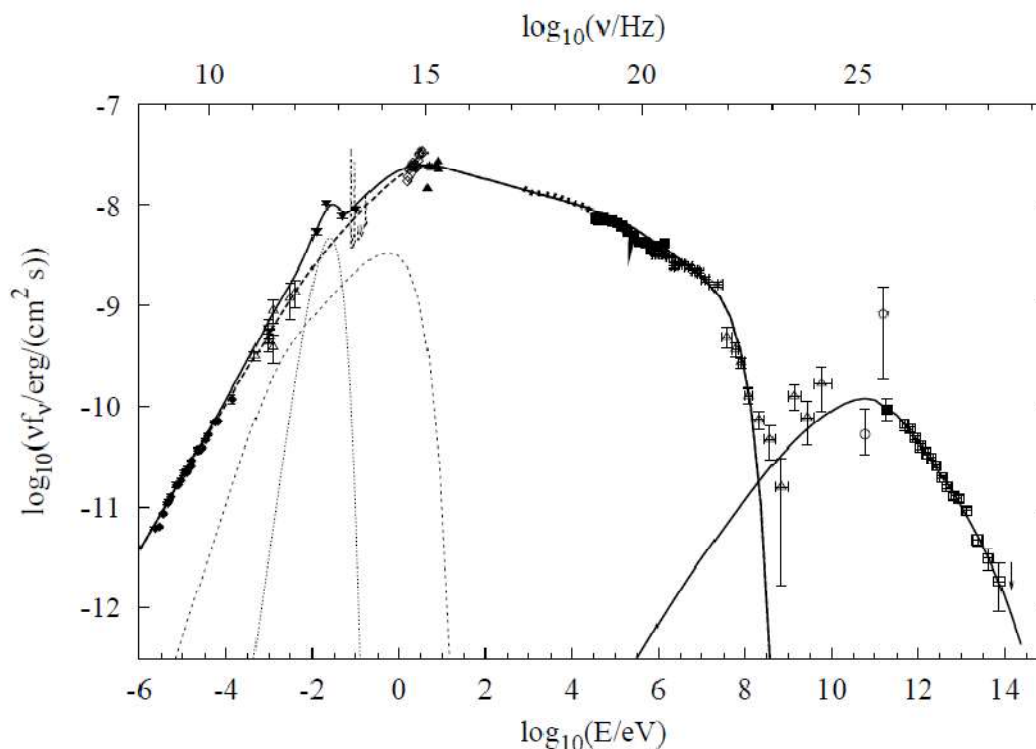
$$\epsilon_{min}^{syn} = b \gamma_{min}^2 < \epsilon < \epsilon_{max}^{syn} = b \gamma_{max}^2$$

όπου $b = \frac{B}{B_{cr}}$ το κανονικοποιημένο μαγνητικό πεδίο.

Ο ίδιος πληθυσμός ηλεκτρονίων που παρήγαγε τα σύγχροτρον φωτόνια, θα τα σκεδάσει σε ακόμη μεγαλύτερες ενέργειες, με τα όρια της κατανομής των φωτονίων Compton να είναι:

$$\epsilon_{min}^{SSC} = \frac{4}{3} \gamma_{min}^2 \epsilon_{min}^{syn} = \frac{4}{3} b \gamma_{min}^4 \cong b \gamma_{min}^4 \quad (3.53)$$

$$\epsilon_{max}^{SSC} = \frac{4}{3} \gamma_{max}^2 \epsilon_{max}^{syn} = \frac{4}{3} b \gamma_{max}^4 \cong b \gamma_{max}^4 \quad (3.54)$$



Σχήμα 3.5: Φασματική ενεργειακή κατανομή του νεφελώματος του Καρκίνου από τα ράδιο μέχρι TeV ακτίνες γ . Τα πιο υψηλοενεργειακά φωτόνια (δεξί μέρος του φάσματος) έχουν παραχθεί μέσω της διαδικασίας SSC. Credit: Aharonian et al. 2004

Εντούτοις για τη διεξαγωγή του φάσματος θα θεωρήσουμε ότι έχουμε μονοενεργητική κατανομή ηλεκτρονίων, προκειμένου να αποφύγουμε τις περίπλοκες αναλυτικές πράξεις. Ο στόχος μας είναι να δείξουμε πώς εξαρτάται η φυσική αυτή διεργασία από τη διάσταση της πηγής και τον αριθμό ηλεκτρονίων που βάζουμε σε αυτήν.

Ο συντελεστής εκπομπής των ηλεκτρονίων στην περίπτωση αυτή είναι:

$$j_s = \varepsilon A_s \delta(\varepsilon - \varepsilon_s) \quad (3.55)$$

με ε_s την κρίσιμη ενέργεια του σύγχροτρον όπως την ορίσαμε στη σχέση 3.18. Ο συντελεστής εκπομπής είναι ολοκληρωμένος ως προς τη στερεά γωνία και τον όγκο και οι μονάδες του είναι $\frac{\text{erg}}{\text{sec} \cdot \text{erg}}$. Ολοκληρώνοντας την παραπάνω σχέση ως προς την ενέργεια και θέτοντας την εκπομπή ίση με τις απώλειες σύγχροτρον, δηλαδή $A_s \varepsilon_s = P_{\text{syn},e}$, προκύπτει η σταθερά κανονικοποίησης A_s :

$$A_s = \frac{4}{3} \sigma_T c \frac{B B_{cr}}{8\pi m_e c^2} \quad (3.56)$$

Η διαφορική, ως προς την ενέργεια, αριθμητική πυκνότητα των ηλεκτρονίων είναι:

$$N(E)dE = k_e \delta(E - E_0)dE = k'_e \delta(\gamma - \gamma_0)d\gamma$$

Επομένως το φάσμα σύγχροτρον θα υπολογιστεί μέσω της σχέσης:

$$J_s(\varepsilon) = \int d\gamma m_e c^2 j_s(\varepsilon) N(\gamma) = k_e m_e c^2 A_s \varepsilon \delta(\varepsilon - b\gamma_0^2 m_e c^2) \quad (3.57)$$

όπου $b = \frac{B}{B_{cr}}$ το κανονικοποιημένο μαγνητικό πεδίο.

Ο συνολικός αριθμός των ηλεκτρονίων στην πηγή δίνεται από τη σχέση:

$$N_{tot} = V \int d\gamma N(\gamma) m_e c^2 = V k_e m_e c^2 \quad (3.58)$$

όπου $V = \frac{4\pi}{3} R^3$ ο όγκος της πηγής. Συνεπώς η σχέση (3.57), μέσω των σχέσεων (3.56) και (3.58), παίρνει τη μορφή,

$$J_s(\varepsilon) = \frac{3N_{tot}}{4\pi R^3 m_e c^2} \frac{4}{3} \sigma_T c \frac{B B_{cr} m_e c^2}{8\pi m_e c^2} \varepsilon \delta(\varepsilon - b\gamma_0^2 m_e c^2) \quad (3.59)$$

Το συνολικό φάσμα θα υπολογιστεί λοιπόν από τη σχέση:

$$I_\nu(\varepsilon) = R * J_s(\varepsilon) \quad (3.60)$$

Η ειδική ενεργειακή πυκνότητα u_ν ⁵, δίνεται από τη σχέση $u_\nu = \frac{I_\nu}{c}$, μπορεί όμως να υπολογιστεί επίσης μέσω της σχέσης, $u_\nu = n_s(\varepsilon) * \varepsilon$, με ε μια μέση ενέργεια των φωτονίων. Επομένως, μέσω των τελευταίων αυτών σχέσεων, μπορούμε να εξάγουμε την αριθμητική πυκνότητα των σύγχροτρον φωτονίων, η οποία είναι,

$$n_s(\varepsilon) = \frac{1}{3} \frac{R * J_s(\varepsilon)}{c\varepsilon}$$

η οποία μέσω της σχέσης (3.58), παίρνει τη μορφή:

$$n_s(\varepsilon) = \frac{1}{3\pi} \frac{N_{tot}}{R^2} \sigma_T \frac{B B_{cr}}{8\pi m_e c^2} \delta(\varepsilon - b\gamma_0^2 m_e c^2) \quad (3.61)$$

Από την παραπάνω σχέση μπορούμε να δούμε την εξάρτηση της αριθμητικής πυκνότητας των σύγχροτρον φωτονίων από τη διάσταση της πηγής καθώς και από το συνολικό αριθμό των ηλεκτρονίων. Παρατηρούμε ότι εξαρτάται γραμμικά με το συνολικό αριθμό των ηλεκτρονίων και αντιστρόφως ανάλογα με το τετράγωνο της ακτίνας της πηγής. Όσο πιο μικρή είναι η ακτίνα της πηγής τόσο πιο μεγάλη είναι η αριθμητική πυκνότητα των φωτονίων σε αυτήν γεγονός που συνεπάγεται μεγάλη συμπαγότητα.

Όπως αναφέραμε παραπάνω, στον μηχανισμό SSC, τα μονοενεργητικά φωτόνια σύγχροτρον, γίνονται στόχοι των ίδιων ηλεκτρονίων που τα παράγουν, σκεδάζοντάς τα σε ακόμη μεγαλύτερες ενέργειες. Επομένως θα μελετήσουμε τώρα τη συνιστώσα του αντιστρόφου σκεδασμού Compton.

Ο συντελεστής εκπομπής των ηλεκτρονίων στην περίπτωση αυτή είναι:

$$j_c = \varepsilon A_c \delta(\varepsilon - \varepsilon_c) \quad (3.62)$$

όπου $\varepsilon_c = \frac{4}{3} \varepsilon_s \gamma_0^2 \cong b\gamma_0^4$

Ολοκληρώνοντας τη σχέση αυτή ως προς την ενέργεια και εξισώνοντας με τις ενεργειακές απώλειες λόγω Compton, βρίσκουμε ότι $\varepsilon_c A_c = P_{c,e} = \frac{4}{3} \sigma_T c u_{ph,s} \gamma^2$. Η ενεργειακή πυκνότητα των σύγχροτρον φωτονίων θα βρεθεί αν ολοκληρώσουμε τη σχέση 3.60 ως προς την ενέργεια,

⁵ Η οποία ορίζεται ως η ενεργειακή πυκνότητα ανά συχνότητα και ανά στερεά γωνία.

δηλαδή $u_{ph,s} = \int d\varepsilon n_s(\varepsilon) \varepsilon$, από την οποία προκύπτει $u_{ph,s} = \frac{1}{3\pi} \frac{N_{tot}}{R^2} \sigma_T \frac{BB_{cr}}{8\pi m_e c^2}$, έπειτα από ολοκλήρωση ως προς όλες τις ενέργειες. Η σταθερά κανονικοποίησης A_c , δίνεται τελικά από τη σχέση:

$$A_c = \frac{4}{9\pi} \frac{N_{tot}}{R^2} \sigma_T^2 c \frac{BB_{cr}}{8\pi m_e c^2} \quad (3.63)$$

Επομένως το φάσμα των φωτονίων που παράγονται μέσω Compton θα υπολογιστεί μέσω της σχέσης:

$$J_c(\varepsilon) = \int d\gamma m_e c^2 j_c(\varepsilon) N(\gamma) = k_e m_e c^2 A_c \varepsilon \delta(\varepsilon - \gamma_0^2 \varepsilon_s) \quad (3.64)$$

Ακολουθώντας την ίδια λογική με πριν, το συνολικό φάσμα των Compton φωτονίων θα το υπολογίσουμε από τη σχέση:

$$J_c(\varepsilon) = \frac{1}{3\pi} \frac{N_{tot}^2}{R^5} \sigma_T^2 c \frac{BB_{cr}}{8\pi m_e c^2} \varepsilon \delta(\varepsilon - b\gamma_0^4 m_e c^2) \quad (3.65)$$

από όπου, εξαιτίας του παράγοντα $\frac{N_{tot}^2}{R^5}$, είναι εμφανής η ισχυρή μη γραμμικότητα του προβλήματος. Η αριθμητική πυκνότητα των φωτονίων που παράγονται μέσω Compton, είναι:

$$n_c(\varepsilon) = \frac{1}{3} \frac{R * J_c(\varepsilon)}{c\varepsilon} = \frac{1}{3} \frac{1}{3\pi} \frac{1}{c\varepsilon} \frac{N_{tot}^2}{R^4} \sigma_T^2 c \frac{BB_{cr}}{8\pi m_e c^2} \delta\varepsilon(\varepsilon - b\gamma_0^4 m_e c^2) \quad (3.66)$$

Καταλήξαμε δηλαδή στο γεγονός ότι η αριθμητική πυκνότητα των φωτονίων Compton, σε αντίθεση με την αριθμητική πυκνότητα των σύγχροτρον φωτονίων, εμφανίζει μη γραμμική συμπεριφορά σε σχέση με το συνολικό αριθμό ηλεκτρονίων που θεωρούμε ότι περιέχει η πηγή, καθώς και με σε σχέση με την ακτίνα της, $n_c(\varepsilon) \propto \frac{N_{tot}^2}{R^4}$. Να σημειώσουμε ότι η σχέση 3.65 αναφέρεται στην πρώτη γενιά Compton φωτονίων που παράγονται. Τα φωτόνια αυτά μπορούν και πάλι να δράσουν σαν πεδίο φωτονίων για τα ίδια σχετικιστικά ηλεκτρόνια και να παραχθούν ακόμη πιο υψηλοενεργειακά φωτόνια Compton δεύτερης γενιάς με ενέργειες $\varepsilon_{c,2} \cong b\gamma_0^6$ και ούτω καθεξής. Η διαδικασία αυτή θα σταματήσει όταν ξεπεράσουμε το όριο Thomson.

3.5 Αδρονικές Αλληλεπιδράσεις

Ένας διαχωρισμός που μπορεί να γίνει ανάμεσα στα στοιχειώδη σωματίδια, αφορά στο είδος των αλληλεπιδράσεων στις οποίες μπορούν αυτά να μετέχουν. Έτσι, χωρίζουμε τα στοιχειώδη σωματίδια στα αδρόνια και τα λεπτόνια. Η διαφορά τους έγκειται στο ότι τα πρώτα μπορούν να μετέχουν εκτός των άλλων και σε ισχυρές αλληλεπιδράσεις, ενώ τα λεπτόνια όχι. Τα αδρόνια είναι σύνθετα σωματίδια και χωρίζονται σε δύο μεγάλες κατηγορίες, τα βαρυόνια και τα μεσόνια. Τα πρωτόνια και τα νετρόνια ανήκουν στην πρώτη κατηγορία ενώ τα πιόνια στη δεύτερη.

Οι ισχυρές αλληλεπιδράσεις, στις οποίες αναφερθήκαμε παραπάνω, αφορούν στην αλληλεπίδραση πρωτονίων υψηλών ενεργειών είτε με την ύλη (pp), είτε με φωτόνια (pγ). Παρακάτω θα κάνουμε μια σύντομη αναφορά στις φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις οι οποίες συνοψίζονται σε δύο βασικές κατηγορίες αστροφυσικού ενδιαφέροντος.

i) Bethe - Heitler φωτοπαραγωγή ζεύγους (pe)

Σύμφωνα με την αλληλεπίδραση αυτή το ζεύγος ηλεκτρονίου - ποζιτρονίου παράγεται μέσω της διαδικασίας

$$p + \gamma \rightarrow p + e^- + e^+ \quad (3.67)$$

Η αντίδραση αυτή δεν πραγματοποιείται πάντοτε. Ένα φωτόνιο αδιάστατης ενέργειας $\frac{h\nu}{m_e c^2}$, μπορεί να παράξει ένα ζεύγος ηλεκτρονίου/ποζιτρονίου, όντας στο πεδίο Coulomb ενός πρωτονίου, στην περίπτωση που ικανοποιείται η σχέση κατωφλίου,

$$h\nu \geq \frac{2m_e c^2}{\gamma_p} \quad (3.68)$$

Για παράδειγμα να αναφέρουμε ότι σύμφωνα με τη συνθήκη κατωφλίου, ένα φωτόνιο του μικροκυματικού υποβάθρου με ενέργεια $\varepsilon = 7 * 10^{-4} \text{ eV}$, για να αλληλεπιδράσει με ένα πρωτόνιο, προς σχηματισμό ζεύγους ηλεκτρονίου/ποζιτρονίου, θα πρέπει να έχει ενέργεια $\gamma_p \geq 7 * 10^8$.

ii) Φωτοπαραγωγή πιονίων (pp)

Στην περίπτωση που η ενέργεια του φωτονίου, στο σύστημα ηρεμίας του πρωτονίου, υπερβεί τη μάζα ηρεμίας των πιονίων, τότε θα παραχθούν πιόνια μέσω της διαδικασίας,

$$p + \gamma \rightarrow \pi^0 + p$$

$$p + \gamma \rightarrow \pi^\mp + n$$

Η σχέση κατωφλίου για τη διαδικασία αυτή δίνεται από τη σχέση,

$$\gamma_{min} = \frac{\Delta m c^2}{2 \langle E \rangle} \left[1 + \frac{\Delta m}{2m_p} \right] \quad (3.69)$$

όπου γ_{min} η ελάχιστη ενέργεια που πρέπει να έχει ένα πρωτόνιο για να πραγματοποιηθεί η αλληλεπίδραση, όπου $\langle E \rangle$ η μέση ενέργεια ενός φωτονίου σε ένα ισοτροπικό πεδίο και Δm η μάζα των πιονίων.

Καθώς τα πιόνια είναι ασταθή σωματίδια με πολύ μικρούς χρόνους ζωής, θα διασπαστούν σε απλούστερα. Το πρώτο πιόνιο που δημιουργείται είναι το π^0 καθώς έχει τη μικρότερη μάζα από τα τρία και διασπάται δίνοντας δύο φωτόνια ακτίνων - γ σύμφωνα με τη σχέση,

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

Τα φορτισμένα πιόνια διασπώνται σύμφωνα με τις σχέσεις,

$$\pi^\mp \rightarrow \mu^\mp + \nu_\mu (\tilde{\nu}_\mu)$$

όπου μ^\mp τα θετικά ή αρνητικά μόνια και $\nu_\mu, \tilde{\nu}_\mu$ τα μιονικά νετρίνα και αντινετρίνα αντίστοιχα. Τα μ^\mp διασπώνται περαιτέρω σύμφωνα με τη σχέση,

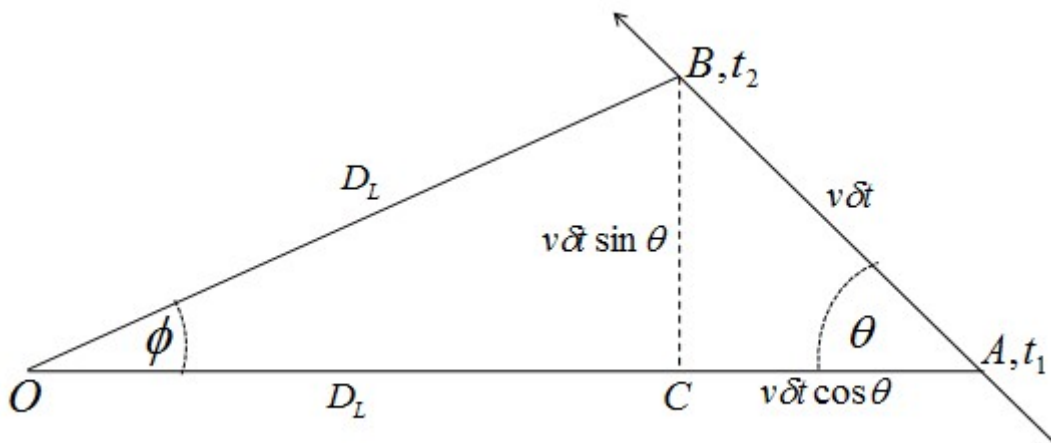
$$\mu^\mp \rightarrow e^\mp + \tilde{\nu}_\mu (\nu_\mu) + \nu_e (\tilde{\nu}_e)$$

Συγκρίνοντας τις δύο φωτοαδρονικές αλληλεπιδράσεις, αξίζει να σημειώσουμε ότι η φωτοπαραγωγή ζεύγους έχει 400 φορές μεγαλύτερη ενεργό διατομή σε σχέση με τη φωτοπαραγωγή πιονίων. Το ποσό ενέργειας όμως που χάνει, το σχετικιστικό πρωτόνιο σε κάθε σύγκρουση, σύμφωνα με την πρώτη διαδικασία, είναι μικρότερο σε σχέση με τη δεύτερη. Τελικά όμως, αποδεικνύεται ότι οι δύο φυσικές αλληλεπιδράσεις παρουσιάζουν τις ίδιες απώλειες.

3.6 Υπέρφωτη κίνηση

Το 1966 ο Martin Rees, Βρετανός κοσμολόγος, επισήμανε ότι ένα αντικείμενο που κινείται σχετικιστικά, υπό κατάλληλη κατεύθυνση μπορεί να φανεί ότι κινείται με ταχύτητα μεγαλύτερη από την ταχύτητα του φωτός. Εντούτοις, ενδείξεις υπέρφωτης κίνησης καταγράφηκαν το 1969, δύο χρόνια μετά από την κατασκευή του Very Long Baseline Interferometry (VLBI). Οι πρώτες ακριβείς μετρήσεις όμως, έγιναν το 1971 στα κβάζαρς 3C273⁶ και 3C279. Έκτοτε το σχετικιστικό αυτό φαινόμενο έχει παρατηρηθεί σε ραδιογαλαξίες, σε BL Lac αντικείμενα και σε μικροκβάζαρς.

Έστω ότι ένας θύλακας πλάσματος εκπέμπεται από το κέντρο ενός ΕΓΠ και ταξιδεύει με ταχύτητα v , κατά μήκος της ευθείας AB η οποία σχηματίζει γωνία θ σε σχέση με την ευθεία στην οποία βρίσκεται ένας επίγειος παρατηρητής (σημείο O). Τη χρονική στιγμή $t_{1,em}$ που ο θύλακας διέρχεται από το σημείο A, εκπέμπεται ένα φωτόνιο, ενώ τη χρονική στιγμή $t_{2,em}$ που ο θύλακας διέρχεται από το σημείο B, εκπέμπεται ένα δεύτερο φωτόνιο. Ο παρατηρητής στο σημείο O θα παρατηρήσει τα δύο αυτά φωτόνια, τις χρονικές στιγμές $t_{1,arr}$ και $t_{2,arr}$ αντίστοιχα. Επειδή η γωνία θ είναι μικρή μπορούμε να θεωρήσουμε ότι οι αποστάσεις OB και OC είναι ίσες μεταξύ τους.



Σχήμα 3.6: Σχηματική αναπαράσταση του φαινομένου της υπέρφωτης κίνησης.

Όπως φαίνεται και από το σχήμα 3.6, για τις αποστάσεις AB και AC ισχύουν οι σχέσεις $AB = v\delta t$ και $AC = v\delta t \cos\theta$. Όπου δt είναι η χρονική διαφορά εκπομπής των δύο φωτονίων από το θύλακα πλάσματος. Η χρονική στιγμή που το πρώτο φωτόνιο θα φτάσει στον παρατηρητή δίνεται από τη σχέση:

$$t_{1,arr} = t_{1,em} + \frac{D_L + v\delta t \cos\theta}{c}$$

⁶ Η υπέρφωτη κίνηση που έχει παρατηρηθεί τον γαλαξία 3C273 είναι της τάξης των 9.6c.

Η χρονική στιγμή που το δεύτερο φωτόνιο θα φτάσει στον παρατηρητή δίνεται από τη σχέση:

$$t_{2,arr} = t_{2,em} + \frac{D_L}{c}$$

Επομένως στο σύστημα του παρατηρητή η χρονική διαφορά μεταξύ των αφίξεων των δύο φωτονίων θα δοθεί από τη σχέση:

$$\delta t_{arr} = t_{2,arr} - t_{1,arr} = t_{2,em} - t_{1,em} + \frac{D_L}{c} - \frac{D_L + v\delta t \cos\theta}{c} = \delta t - \frac{v\delta t \cos\theta}{c} \quad (3.70)$$

Θέτοντας όπου $\beta = \frac{v}{c}$, παίρνουμε τη σχέση,

$$\delta t_{arr} = \delta t(1 - \beta \cos\theta) \quad (3.71)$$

Στο χρονικό διάστημα δt , ο θύλακας πλάσματος έχει προχωρήσει ως προς το επίπεδο του ουρανού κατά την απόσταση BC , όπως φαίνεται και στο παραπάνω σχήμα. Από το τρίγωνο ABC για την απόσταση BC ισχύει η σχέση $BC = v\delta t \sin\theta$, ενώ από το τρίγωνο BOC , για την ίδια απόσταση ισχύει η σχέση $BC = D_L \sin\phi \approx \phi D_L$ ⁷. Εξισώνοντας τις δύο τελευταίες σχέσεις και μέσω της σχέσης 3.70, καταλήγουμε στη σχέση:

$$\frac{\phi D_L}{\delta t_{arr}} = \frac{v \sin\theta}{1 - \beta \cos\theta} \quad (3.72)$$

Το πρώτο μέλος της σχέσης 3.71 είναι η φαινόμενη ταχύτητα, u_{app} , με την οποία κινείται ο θύλακας πλάσματος στο επίπεδο του ουρανού, δηλαδή:

$$u_{app} = \frac{v \sin\theta}{1 - \beta \cos\theta} \quad (3.73)$$

Χρησιμοποιώντας τη σχέση $\beta = \frac{v}{c}$, η 3.72 μπορεί να πάρει τη μορφή:

$$\beta_{app} = \frac{u_{app}}{c} = \frac{\beta \sin\theta}{1 - \beta \cos\theta} \quad (3.74)$$

Στη σχέση 3.73, το β_{app} είναι μια μετρήσιμη ποσότητα. Οι τιμές των β και θ όμως είναι άγνωστες. Υπάρχουν δηλαδή, άπειρα ζευγάρια των δύο αυτών παραμέτρων που μπορούν να μου δώσουν την φαινόμενη ταχύτητα του πίδακα που παρατηρούμε.

Στην περίπτωση που ο θύλακας πλάσματος κινείται σχετικιστικά με έναν μεγάλο παράγοντα Lorentz Γ , μπορούμε μέσω του αναπτύγματος Taylor να γράψουμε το $\beta = 1 - \frac{1}{2\Gamma^2}$. Επομένως η σχέση 3.73 γράφεται ως:

$$\beta_{app} \cong \frac{2\theta}{\Gamma^{-2} + \theta^2} \quad (3.75)$$

Από την παραπάνω σχέση είναι εμφανής η εξάρτηση του φαινομένου της υπέρφωτης κίνησης από τη γωνία που σχηματίζει η διεύθυνση διάδοσης του πίδακα ενός ΕΓΠ καθώς και από το σχετικιστικό παράγοντα Lorentz Γ , με τον οποίο κινείται. Πιο συγκεκριμένα στην περίπτωση

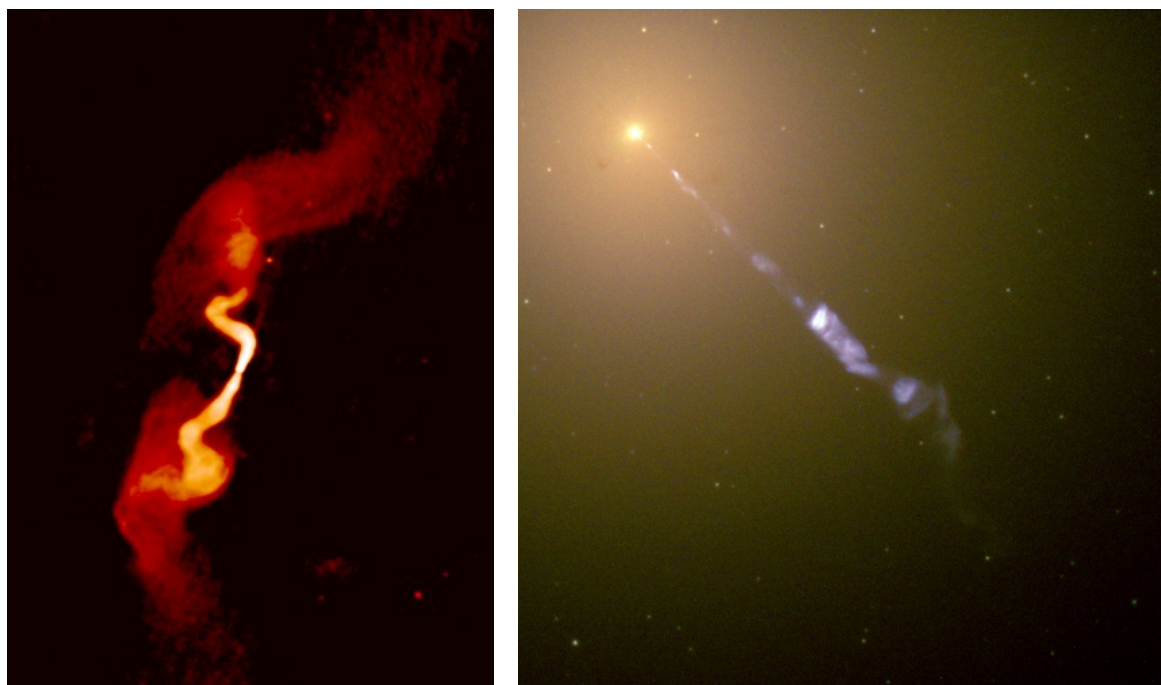
⁷ Στην περίπτωση που η γωνία ϕ είναι μικρή, μέσω προσέγγισης Taylor, ισχύει $\sin\phi \approx \phi$.

που ισχύει η σχέση $\frac{1}{\Gamma} < \theta \ll 1$, ο όρος Γ^{-2} στη σχέση 3.74 γίνεται πολύ μικρός και μπορεί να παραληφθεί, επομένως για το β_{app} θα ισχύει, $\beta_{app} \cong \frac{2}{\theta} \gg 1$.

3.7 Ενίσχυση Doppler

Η ενίσχυση Doppler είναι ένα ακόμη φαινόμενο το οποίο λαμβάνει χώρα, όταν οι πίδακες των ΕΓΠ κινούνται σχετικιστικά και σε μικρή γωνία σε σχέση με την ευθεία παρατήρησης. Το αποτέλεσμα είναι, ορισμένα φυσικά μεγέθη τα οποία παρατηρούμε από τη Γη, να εμφανίζουν μια ενίσχυση σε σχέση με το σύστημα αναφοράς της πηγής, κατά έναν παράγοντα $\delta^{\nu 8}$. Ο παράγοντας αυτός ονομάζεται παράγοντας Doppler και δίνεται από τη σχέση:

$$\delta = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos \theta)} \quad (3.76)$$



Σχήμα 3.7: Δεξιά: Στον γαλαξία M87 ο πίδακας που είναι σχεδόν στραμμένος προς τη Γη είναι διακριτός και αρκετές φορές λαμπρότερος λόγω της ενίσχυσης Doppler, ενώ ο αντιδιαμετρικός του, λόγω της μεγάλης γωνίας που σχηματίζει σε σχέση με την ευθεία παρατήρησης, απενισχύνεται και καθίσταται μη ορατός. Credit: NRAO/AUI. **Αριστερά:** Στον γαλαξία 3C31 είναι ευκρινείς και οι δύο πίδακές του, οι οποίοι σχηματίζουν σχεδόν ορθή γωνία σε σχέση με την ευθεία παρατήρησης, με αποτέλεσμα να μην υπόκεινται σημαντική ενίσχυση Doppler. Credit: NASA, ESA and the Hubble Heritage Team (STScI/AURA).

Στην περίπτωση που ο παράγοντας Lorentz είναι μεγάλος και η γωνία που σχηματίζει ο πίδακας με την ευθεία παρατήρησης είναι μικρή, τότε μέσω της σχέσης $\beta = 1 - \frac{1}{2\Gamma^2}$ και της προσέγγισης Taylor για το συνημίτονο $\cos \theta \approx 1 - \frac{\theta^2}{2}$, η 3.75 μπορεί να πάρει τη μορφή:

⁸ Όπου ν ένας φυσικός αριθμός, αναλόγως το φυσικό μέγεθος.

$$\delta = \frac{2\Gamma}{1 + \Gamma^2\theta^2} \quad (3.77)$$

Για τη σχέση 3.76 διακρίνουμε τις ακόλουθες περιπτώσεις:

- Για $\theta < \Gamma^{-1}$ τότε $\delta \cong \Gamma$
- Για $\theta > 1$ τότε $\delta = \frac{2}{\Gamma\theta^2}$ ($\delta \cong \frac{1}{\Gamma}$)
- Για $\theta \cong 0$ τότε $\delta = 2\Gamma$

Να σημειώσουμε ότι στην περίπτωση που η γωνία που σχηματίζει ο πίδακας σε σχέση με την ευθεία παρατήρησης είναι μηδέν, ο παράγοντας Doppler παίρνει τη μεγαλύτερη τιμή του (2Γ), ενώ σύμφωνα με τη σχέση 3.73 δεν εμφανίζεται το φαινόμενο της υπέρφωτης κίνησης.

Παρακάτω θα εξετάσουμε τον τρόπο με τον οποίο διαφοροποιούνται ορισμένα παρατηρούμενα φυσικά μεγέθη εξαιτίας της σχετικιστικής κίνησης της πηγής. Έστω (K) το σύστημα αναφοράς ενός ακίνητου παρατηρητή που βρίσκεται στη $\Gamma\eta$ και (K') το σύστημα αναφοράς ενός παρατηρητή που κινείται παράλληλα με τη σχετικιστικά κινούμενη πηγή.

Η ενέργεια και ο χρόνος μετασχηματίζονται από το σύστημα (K) στο σύστημα (K') σύμφωνα με τις σχέσεις, $dW = \Gamma dW'$ και $dt = \Gamma dt'$. Διαιρώντας κατά μέλη τις δύο προηγούμενες σχέσεις προκύπτει ότι η ισχύς είναι ένα φυσικό μέγεθος που παραμένει αναλλοίωτο.

Ας υποθέσουμε ότι στο σύστημα της πηγής (K') εκπέμπεται ένα ποσό ενέργειας dW' , σε μια στερεά γωνία $d\Omega' = \sin\theta' d\theta' d\varphi'$. Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις $\mu = \cos\theta$, $\mu' = \cos\theta'$, $d\Omega = d\mu d\varphi$, $d\Omega' = d\mu' d\varphi'$ και $d\varphi = d\varphi'$, θα εξάγουμε τη σχέση που συνδέει τις στερεές γωνίες στα δύο συστήματα (K) και (K'). Μέσω της σχέσης της αποπλάνησης του φωτός, προκύπτει,

$$\mu = \frac{\mu' + \beta}{1 + \beta\mu'} \Rightarrow d\mu = \frac{d\mu'}{\Gamma^2(1 + \beta\mu')^2}$$

Επομένως, η στερεά γωνία μέσα στην οποία εκπέμφθηκε το ποσό ενέργειας, στο σύστημα παρατήρησης (K) δίνεται από τη σχέση,

$$d\Omega = \frac{d\Omega'}{\Gamma^2(1 + \beta\mu')^2} \quad (3.78)$$

Καθώς ισχύει $\Gamma(1 + \beta\mu') = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta\mu)}$ = δ , η σχέση 3.77 γράφεται ως,

$$d\Omega = \delta^{-2} d\Omega' \quad (3.79)$$

Επίσης το ποσό ενέργειας ανά στερεά γωνία, μετασχηματίζεται σύμφωνα με τη σχέση $dW = \Gamma(1 + \beta\mu')dW' = \delta dW'$. Επομένως για το ποσό ενέργειας ανά στερεά γωνία που μετράει ένας παρατηρητής στο σύστημα αναφοράς (K) σε σχέση με το σύστημα αναφοράς (K') που κινείται παράλληλα με την πηγή, έχουμε,

$$\frac{dW}{d\Omega} = \Gamma^3(1 + \beta\mu')^3 \frac{dW'}{d\Omega'} = \delta^3 \frac{dW'}{d\Omega'} \quad (3.80)$$

Διαιρώντας τη σχέση 3.79 με το χρόνο θα μπορέσουμε να υπολογίσουμε την ισχύ ανά στερεά γωνία. Για τον μετασχηματισμό του χρόνου διακρίνουμε δύο περιπτώσεις:

- Μέσω της ειδικής θεωρίας της σχετικότητας : $dt = \Gamma dt'$

Στην περίπτωση αυτή υπολογίζουμε την εκπεμπόμενη ισχύ ανά στερεά γωνία, δηλαδή,

$$\frac{dP_{emitted}}{d\Omega} = \gamma^2(1 + \beta\mu')^3 \frac{dP'}{d\Omega'} = \frac{1}{\gamma^4(1 - \beta\mu)^3} \frac{dP'}{d\Omega'} \quad (3.81)$$

- Μέσω του νόμου Doppler : $dt_A = \gamma(1 - \beta\mu)dt'$

Στην περίπτωση αυτή υπολογίζουμε την λαμβάνουσα ισχύ ανά στερεά γωνία, δηλαδή,

$$\frac{dP_{received}}{d\Omega} = \gamma^4(1 + \beta\mu')^4 \frac{dP'}{d\Omega'} = \frac{1}{\gamma^4(1 - \beta\mu)^4} \frac{dP'}{d\Omega'} = \delta^4 \frac{dP'}{d\Omega'} \quad (3.82)$$

Στην παραπάνω σχέση καθίσταται εμφανές ότι στην περίπτωση που ο πίδακας του ΕΓΠ σχηματίζει μικρή γωνία σε σχέση με την ευθεία παρατήρησης, η ισχύς ανά στερεά γωνία στο σύστημα παρατήρησης (K) ενισχύεται κατά έναν παράγοντα δ^4 ! Συγκρίνοντας τις σχέσεις 3.80 και 3.81 μεγαλύτερη βαρύτητα δίνουμε στην τελευταία καθώς το αντικείμενο μελέτης μας είναι μια κινούμενη πηγή η οποία στέλνει φωτεινά σήματα που υπακούουν στο νόμο Doppler.

Ο συντελεστής εκπομπής j_ν ορίζεται στο σύστημα παρατήρησης (K) ως,

$$j_\nu = n \frac{dP_{emitted}}{d\Omega d\nu} \quad (3.83)$$

όπου n η αριθμητική πυκνότητα των σωματιδίων της πηγής για την οποία ισχύει ότι $n = \Gamma n'$ και όπου $d\nu$ η συχνότητα η οποία μετασχηματίζεται μέσω Doppler ως εξής $d\nu = \delta d\nu'$. Επομένως λαμβάνοντας υπόψιν και τη σχέση 3.80, ο συντελεστής εκπομπής γράφεται ως:

$$j_\nu = \delta^2 j'_\nu \quad (3.84)$$

Στην περίπτωση που χρησιμοποιήσουμε την λαμβάνουσα ισχύ ανά στερεά γωνία $\frac{dP_{received}}{d\Omega}$ για να ορίσουμε τον συντελεστή εκπομπής ακολουθώντας τα ίδια βήματα καταλήγουμε στη σχέση,

$$j_\nu^R = \gamma^4(1 + \beta\mu')^3 j'_\nu \quad (3.85)$$

Υποθέτοντας ότι η πηγή μας είναι οπτικά αραιή, για την ειδική ένταση της ακτινοβολίας ισχύει η σχέση $I_\nu = j_\nu^R S$, όπου S η απόσταση που διανύει μια δέσμη ακτινοβολίας η οποία διέρχεται μέσα από μια επιφάνεια dA . Η ροή της ακτινοβολίας ορίζεται ως,

$$F_\nu = \int I_\nu d\Omega \quad , \text{ με } d\Omega = \frac{dA}{D^2} \quad (3.86)$$

Ή

$$F_\nu = \int j_\nu^R S \frac{dA}{D^2} = \frac{1}{D^2} \int j_\nu^R dV \quad (3.87)$$

Η 3.86 μέσω της 3.84 και της σχέσης $dV = \gamma^{-1} dV'$, γράφεται ως,

$$F_\nu = \frac{1}{D^2} \int \gamma^3(1 + \beta\mu')^3 j'_\nu dV' = \frac{\delta^3}{D^2} \int j'_\nu dV'$$

Δηλαδή

$$F_\nu = \delta^3 F'_\nu \quad (3.88)$$

Τέλος ένα ακόμη φυσικό μέγεθος το οποίο εμφανίζει ενίσχυση Doppler είναι η λαμπρότητα, την οποία υπολογίζουμε ολοκληρώνοντας τη ροή της ακτινοβολίας, δηλαδή,

$$L = 4\pi D^2 \int dv F_v = \int dv \frac{\delta^3}{D^2} 4\pi D^2 \int j'_v dV'$$

από την οποία τελικά προκύπτει,

$$L = \delta^4 L' \tag{3.89}$$

Κεφάλαιο 4

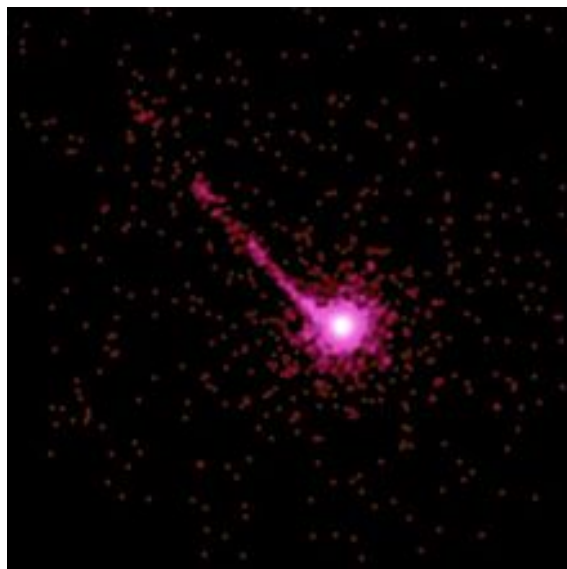
Μελέτη του ραδιο - ισχυρού κβάζαρ PKS 0637 - 752

4.1 Κβάζαρς

Τα κβάζαρς είναι η πιο «δημοφιλής» κατηγορία ενεργών γαλαξιών, διότι εμφανίζουν ορισμένες ιδιαιτερότητες στη δομή και στη λειτουργία τους. Ανακαλύφθηκαν για πρώτη φορά τη δεκαετία του '60 στον αστερισμό της Παρθένου. Το πρώτο κβάζαρ που παρατηρήθηκε, το 1963, ήταν το 3C 273, δηλαδή η ραδιοπηγή με αύξοντα αριθμό 273 στον τρίτο κατάλογο του Cambridge (3C). Πιστεύεται πως η κατανόηση των κβάζαρς θα δώσει νέα στοιχεία για τα αρχικά στάδια δημιουργίας του Σύμπαντος, για λόγους που θα αναφέρουμε παρακάτω.

Ως κβάζαρ στην Αστρονομία δηλώνεται κάθε εξαιρετικά λαμπρός και μακρινός ενεργός γαλαξιακός πυρήνας που εμφανίζεται στο ορατό φως ως σημειακή πηγή (σαν αστέρας), παρά ως εκτεταμένο σώμα, όπως οι γαλαξίες. Από εκεί προέρχεται και η ονομασία των κβάζαρς, αφού *quasi - stellar* σημαίνει «παρόμοιος με αστέρα». Μάλιστα μία αρχική απόδοση του όρου στα ελληνικά, όταν πρωτοανακαλύφθηκαν περί το 1960, ήταν ημιστέρας. Διακρίνονται από τους αστέρες (και έτσι ανακαλύφθηκαν) από τη μεγάλη μετατόπιση προς το ερυθρό που παρουσιάζουν τα φάσματά τους, ενώ ταυτοχρόνως αποτελούν και σημειακές ραδιοπηγές. Παρότι υπήρχε, μέχρι τη δεκαετία του 1990, κάποια αμφιβολία ως προς τη φύση τους, όλοι σχεδόν οι αστροφυσικοί συμφωνούν σήμερα ότι αυτό που βλέπουμε ως κβάζαρ είναι μία σχετικώς πυκνή άλως υλικού, η οποία περιβάλλει την κεντρική, υπερμεγέθη μελανή οπή, ενός νεαρού γαλαξία.

Τα κβάζαρς εμφανίζουν πολύ μεγάλες μετατοπίσεις προς το ερυθρό ως αποτέλεσμα της διαστολής του Σύμπαντος, σύμφωνα με το νόμο του Hubble. Πάνω από 100 χιλιάδες κβάζαρς έχουν ανακαλυφθεί. Η μετατόπιση των φασμάτων τους προς το ερυθρό παίρνει τιμές από $z = 0,06$ μέχρι μεγαλύτερες του 7^1 .



Σχήμα 4.1: Εικόνα του κβάζαρ PKS 1127 - 145. Ο γαλαξίας αυτός βρίσκεται στα 10 δισεκατομμύρια έτη φωτός μακριά από τη Γη και εκπέμπει τεράστια ποσά ενέργειας στις ακτίνες - X και στο οπτικό. Ο

¹ Από το 2017 το πιο γνωστό, μακρινό κβάζαρ είναι το ULAS J1342+0928, το οποίο βρίσκεται σε ερυθρομετατόπιση $z = 7.54$. Το φως που παρατηρήθηκε από το κβάζαρ αυτό εκπέμφθηκε όταν το Σύμπαν ήταν μόλις 690 εκατομμυρίων ετών.

πίδακας που διακρίνεται εκτείνεται τουλάχιστον ένα εκατομμύριο έτη φωτός από τον πυρήνα του γαλαξία. Credit: <http://chandra.harvard.edu>

Το γεγονός ότι είναι ορατοί σε τέτοιες αποστάσεις σημαίνει ότι η ενέργεια που εκπέμπουν ως ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία υπερβαίνει την αντίστοιχη κάθε άλλου σώματος και μπορεί να ισοδυναμεί με την ενέργεια εκατοντάδων συνηθισμένων γαλαξιών μαζί ή περίπου με 1 τρισεκατομμύριο φορές την ενέργεια που εκπέμπει ο Ήλιος στο ορατό φως.

Η ενέργεια των κβάζαρ πιστεύεται ότι παρέχεται από την πρόσπτωση υλικού σε μελανές οπές που υπάρχουν στα κέντρα των φιλοξενούντων μακρινών γαλαξιών, πράγμα που τους καθιστά μια κατηγορία των ενεργών γαλαξιών ή «ενεργών γαλαξιακών πυρήνων», όπως έχουμε αναφέρει. Έτσι η ισχύς τους μπορεί να συγκριθεί με αυτή μικρότερων και πλησιέστερων ενεργών γαλαξιών που τροφοδοτούνται από μαύρες τρύπες στα κέντρα τους. Για μία εκπεμπόμενη ισχύ της τάξης των 10^{40} W (τυπική λαμπρότητα ενός κβάζαρ), μία μαύρη τρύπα θα πρέπει να καταναλώνει ύλη με ισοδύναμο ρυθμό 10 αστέρες ανά έτος. Τα λαμπρότερα γνωστά κβάζαρ πρέπει να καταναλώνουν χίλιες ηλιακές μάζες κάθε χρόνο. Επειδή είναι αδύνατο να τροφοδοτούνται με τόση μάζα επί αρκετά δισεκατομμύρια χρόνια, κάποτε η περιβάλλουσα ύλη (αέριο και σκόνη) τελειώνει και έχουμε ένα «συνηθισμένο» γαλαξία. Η μελανή οπή βέβαια παραμένει, αλλά χωρίς την έντονη εκπομπή ενέργειας που χαρακτηρίζει ένα κβάζαρ. Είναι πιθανό ότι οι περισσότεροι γαλαξίες, ακόμα και ο δικός μας, έχουν περάσει από ένα «ενεργό στάδιο» κατά το οποίο θα εμφανίζονταν ως κβάζαρ ή άλλο είδος ενεργού γαλαξία, ανάλογα με τη μάζα και τον ρυθμό προσαυξήσεως της κεντρικής τους μαύρης τρύπας, ενώ τώρα ηρεμούν επειδή δεν υπάρχει εφοδιασμός της με ύλη, ώστε να παραχθεί τόση πολλή ενέργεια.

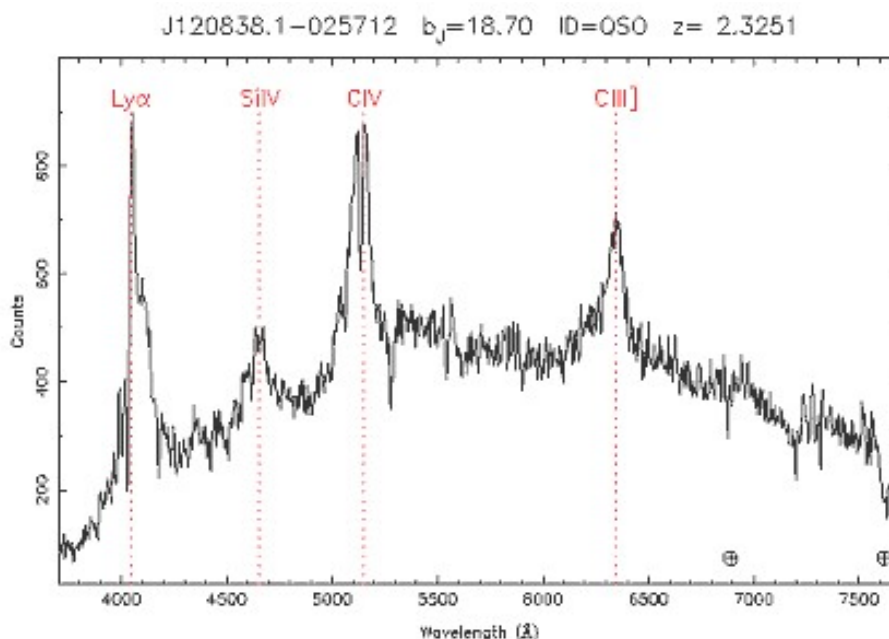
Τα κβάζαρ εμφανίζουν πολλές από τις ιδιότητες των ενεργών γαλαξιών: μη θερμική ακτινοβολία, ύπαρξη πιδάκων και λοβών όπως στους ραδιογαλαξίες. Μόλις το ένα στα 10 κβάζαρ έχει ισχυρή εκπομπή στα ραδιοκύματα, ενώ τα υπόλοιπα είναι σχετικώς ραδιοασθενή. Εκτός από το ορατό φως και τα ραδιοκύματα, τα κβάζαρ έχουν παρατηρηθεί και σε άλλες περιοχές του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, όπως στο υπέρυθρο, στο υπεριώδες, στις ακτίνες X, ακόμα και στις ακτίνες – γ. Οι περισσότεροι είναι λαμπρότεροι² στο εγγύς υπεριώδες³ αλλά εξαιτίας των μεγάλων μετατοπίσεων προς το ερυθρό, αυτή η μέγιστη λαμπρότητα έχει παρατηρηθεί μέχρι και στα 900 nm, στο εγγύς υπέρυθρο.

Υπάρχει και μια ακόμη κατηγορία κβάζαρ τα λεγόμενα «κβάζαρ σιδήρου» (*Iron Quasars*), τα οποία εμφανίζουν ισχυρές φασματικές γραμμές εκπομπής του ιονισμένου σιδήρου, όπως το κβάζαρ IRAS 18508-7815.

Η έντονη μεταβλητότητα σε περίοδο μερικών μηνών ή, σε κάποιες περιπτώσεις, σε λίγων ημερών είναι ένα ακόμη χαρακτηριστικό των αντικειμένων αυτών. Η λαμπρότητα ενός κβάζαρ, όπως έχει παρατηρηθεί, μπορεί να μεταβληθεί στην περιοχή των ακτίνων – X εντός περιόδου μερικών ωρών ή και λεπτών. Επίσης μπορεί να μεταβληθεί και η εικόνα του στο ορατό. Ως παράδειγμα μπορεί να αναφερθεί ο ημιστέρας 3C 345, ο οποίος εντός περιόδου 20 ετών μετέβαλε τη λαμπρότητά του στο ορατό κατά έναν παράγοντα 20. Το γεγονός αυτό περιορίζει τον όγκο τους περίπου στο μέγεθος του Ηλιακού μας Συστήματος.

² αν αφαιρεθεί η μετατόπιση προς το ερυθρό.

³ κοντά στη γραμμή εκπομπής Lyman α των 121,6 nm.



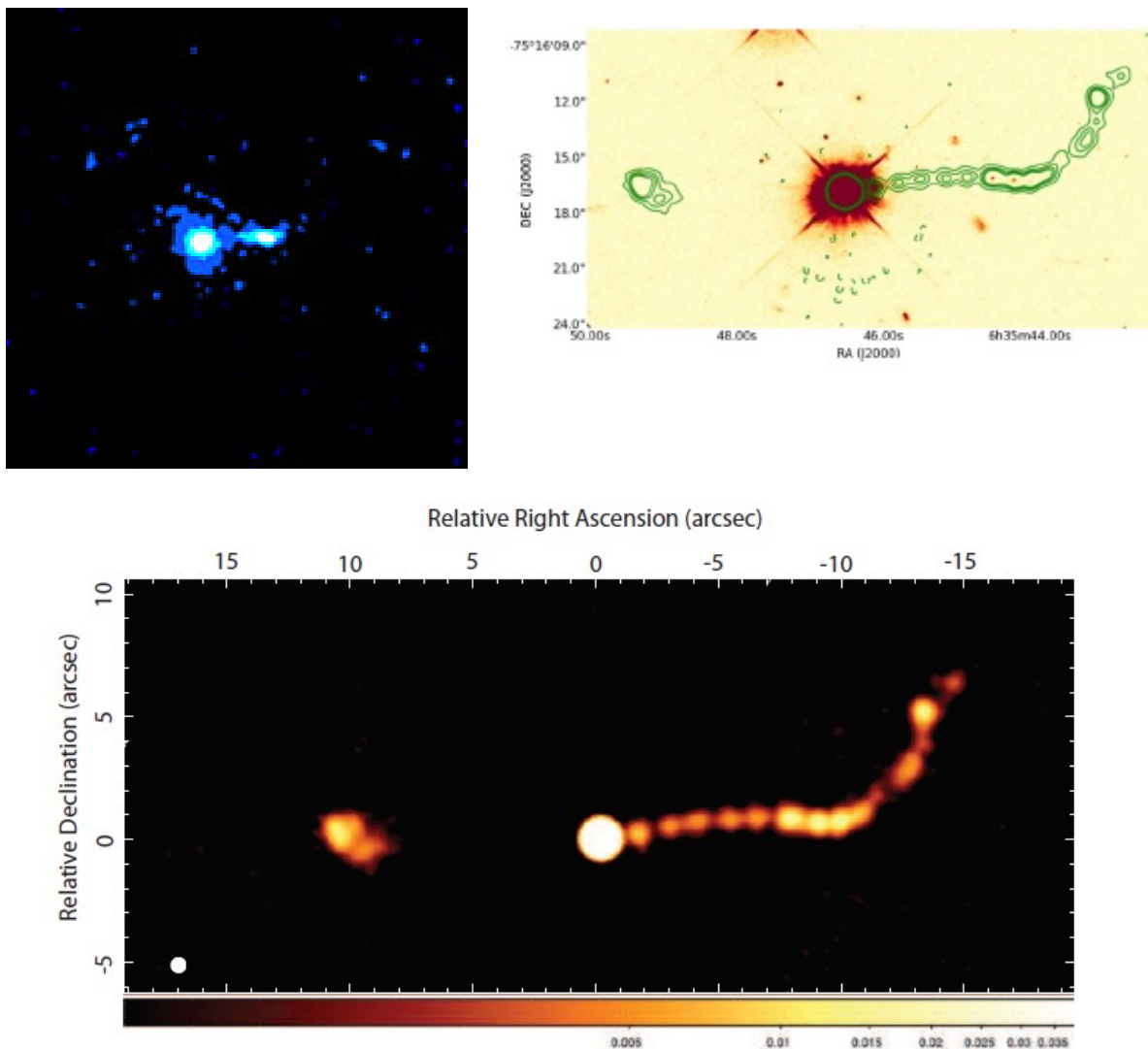
Σχήμα 4.2: Χαρακτηριστικό φάσμα ενός QSO, στο οποίο φαίνονται οι ισχυρές, μετατοπισμένες προς το ερυθρό, γραμμές εκπομπής. Credit: 2dF Quasar Survey.

Συνοψίζοντας να πούμε ότι ο σημαντικός ρόλος των QSO στη αστροφυσική επικεντρώνεται σε δύο πεδία: (α) στο μηχανισμό εκπομπής τους, κατά τον οποίο από μία πολύ μικρή περιοχή εκπέμπεται ένα τεράστιο ποσό ενέργειας, και (β) στο γεγονός ότι, με παρατηρήσεις των αντικειμένων αυτών που βρίσκονται στις παρυφές του Σύμπαντος, ελπίζουμε να κατανοήσουμε καλύτερα τις συνθήκες που επικρατούσαν κατά τις αρχικές στιγμές της δημιουργίας τους. Στο υπόλοιπο μέρος της εργασίας θα μελετήσουμε το ραδιο – ισχυρό κβάζαρ PKS 0637 – 752, το οποίο βρίσκεται σε ερυθρομετατόπιση $z = 0.651$, σε μια προσπάθεια κατανόησης των αντικειμένων αυτών.

4.2 PKS 0637 – 752

Στις 15 Αυγούστου του 1999, το Chandra X – Ray Observatory ανίχνευσε ακτίνες – X από τον μεγάλης κλίμακας σχετικιστικό πίδακα του μακρινού ραδιο – ισχυρού κβάζαρ PKS 0637 – 752 ($z = 0.651$). Η ανακάλυψη του κβάζαρ έγινε για πρώτη φορά το 1971 από τον Richard Hunstead όπου αναγνωρίστηκε ως πηγή ραδιοκυμάτων. Το 1984, το HEAO 1 πρότεινε ότι είναι και πηγή ακτίνων – X από 2 – 10 keV. Επίσης το 1984 το Einstein Observatory ήρθε να επιβεβαιώσει την εκπομπή ακτίνων – X μεταξύ 0,3 και 3,5 keV. Από τότε έχουν πραγματοποιηθεί πολυάριθμες παρατηρήσεις του κβάζαρ στις ακτίνες – X, όμως καμία δεν πλησιάζει την ανάλυση της εικόνας που μπορεί να παρέχει το Chandra, ανοίγοντας έτσι ένα νέο παράθυρο στη μελέτη των φυσικών διεργασιών που λαμβάνουν χώρα στους σχετικιστικούς πίδακες. Η ανάλυση του Chandra μας δίνει τη δυνατότητα να παρατηρήσουμε απευθείας τις περιοχές επιτάχυνσης των σωματιδίων επιτρέποντάς μας να υπολογίσουμε σημαντικές φυσικές ποσότητες (Tavecchio et al. 2000).

Παλαιότερες παρατηρήσεις του PKS 0637 - 752 στα ραδιοκύματα είχαν αποκαλύψει έναν πίδακα της κλίμακας των 100 kpc⁴ εκτεινόμενο δυτικά του κβάζαρ, ο οποίος φαίνεται να συμβαδίζει με τις παρατηρήσεις στις ακτίνες - X. Τουλάχιστον τέσσερις έντονα φωτεινές περιοχές (WK5.7, WK7.8, WK8.9, WK9.7) έχουν αναλυθεί κατά μήκος του πίδακα, οι οποίες περιέχουν το 5% της συνολικής εκπομπής ακτίνων - X της πηγής, η οποία ανέρχεται στα $L_X = 10^{45.8} \text{ ergs} * \text{s}^{-1}$ (Chartas et al. 2000). Παρατηρήσεις του πίδακα στην κλίμακα των παρσέκ, μαρτυρούν υπέρφωτη⁵ κίνηση η οποία με τη σειρά της συνεπάγεται πιθανή ενίσχυση της εκπομπής στην κλίμακα των kpc, με παράγοντα Doppler $\delta = 10 - 15$ (Tanvecchio et al. 2000). Παρακάτω βλέπουμε τον πίδακα στις ακτίνες - X, στα ραδιο και στο οπτικό μέρος του φάσματος.



⁴ Τα 100 Kpc αντιστοιχούν στο μήκος της προβολής του πίδακα στο επίπεδο του ουρανού. Το πραγματικό μήκος του πίδακα υπολογίζεται περίπου στο 1 Mpc.

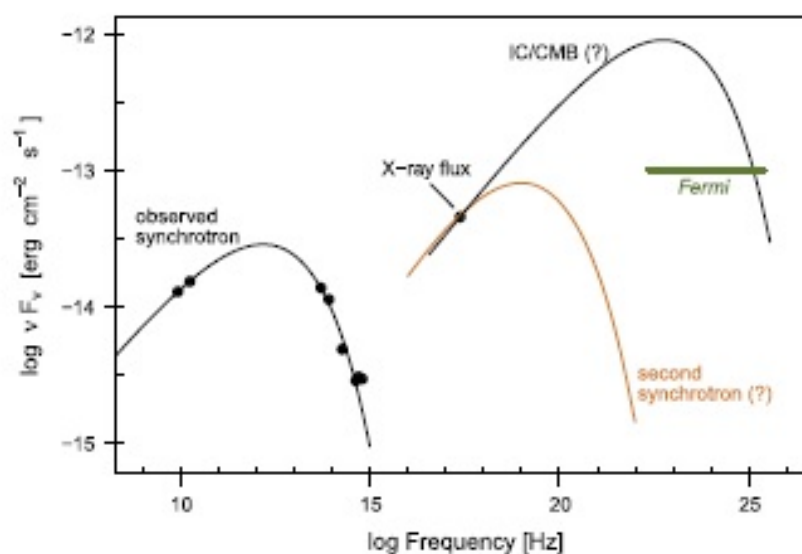
⁵ Η υπέρφωτη κίνηση που έχει παρατηρηθεί είναι της τάξης των 13c (Lovell et al. 2000).

Σχήμα 4.3: Πάνω αριστερά: εικόνα του PKS 0637 – 752 στις ακτίνες – X. Χάρη στη μεγάλη διακριτική ικανότητα του Chandra αποκαλύπτεται η εκπομπή ακτίνων – X τόσο από τον πυρήνα του κβάζαρ, όσο και από τον πίδακά του. Credit:Chandra X – ray Observatory. **Πάνω δεξιά:** εικόνα του PKS 0637 – 752 στο οπτικό μέρος του φάσματος με τις ισοϋψείς καμπύλες των ράδιο από το ATCA. Credit: ACS/WFC on HST. **Κάτω:** εικόνα του PKS 0637 – 752 στα ραδιοκύματα στην οποία καθίσταται εμφανής η περιοδική δομή του πίδακα.⁶ Credit: ATCA.

Η μελανή οπή του PKS 0637 – 752 υπολογίζεται περίπου στις $5 * 10^8$ ηλιακές μάζες (Liu et al. 2006). Επομένως η λαμπρότητα Eddington της πηγής αυτής ανέρχεται στην τιμή $L_{Edd} = 6.5 * 10^{46} \text{ erg/s}$.

4.3 Ερμηνεία Παραγωγής Ακτίνων – X

Παρακάτω θα αναφέρουμε διάφορα μοντέλα που έχουν προταθεί ως πιθανοί μηχανισμοί παραγωγής των ακτίνων – X στον πίδακα του κβάζαρ PKS 0637 – 752. Οι τρεις πιο βασικές φυσικές διεργασίες που μπορούν να τις ερμηνεύσουν, είναι ο μηχανισμός σύγχροτρον, η διαδικασία σύγχροτρον Self Compton και ο αντίστροφος σκεδασμός Compton των φωτονίων του μικροκυματικού υποβάθρου. Όπως προαναφέραμε, με την ικανότητα ανάλυσης που μας παρέχει το Chandra είναι δυνατόν να οδηγηθούμε πιο εύκολα στην εξήγηση της εκπομπής των ακτίνων – X από πίδακες μεγάλης κλίμακας, καθώς μας δίνεται η δυνατότητα να θέσουμε πιο αυστηρούς περιορισμούς στα μοντέλα αυτά.



Σχήμα 4.4: Συνολικό φάσμα και των τεσσάρων πιο έντονα φωτεινών περιοχών του πίδακα, του κβάζαρ PKS 0637 – 752. Η λεπτή μαύρη γραμμή αντιστοιχεί στο σύγχροτρον μοντέλο. Η έντονα μαύρη γραμμή αντιστοιχεί στο IC/CMB μοντέλο που έχει προταθεί για την εξήγηση της εκπομπής των ακτίνων – X, ενώ η πορτοκαλί γραμμή αντιστοιχεί πάλι σε σύγχροτρον ακτινοβολία, που προέρχεται από έναν διαφορετικό πλυθησμό ηλεκτρονίων σε σχέση με το σύγχροτρον που παράγει το ράδιο και το οπτικό μέρος του φάσματος. Credit: Meyer et al. 2015

⁶ Μια πιθανή ερμηνεία της περιοδικής δομής του μεγάλης κλίμακας πίδακα του PKS 0637 – 752 είναι η μεταβολή στην πρόσπτωση ύλης εξαιτίας ενός διπλού συστήματος μελανών οπών στο κέντρο του κβάζαρ. (Godfrey et al. 2012)

4.3.1 Λεπτονικά Μοντέλα

Αρχικά θα αναφερθούμε στα λεπτονικά μοντέλα που προσπάθησαν να ερμηνεύσουν τις ακτίνες – X από τον μεγάλης κλίμακας πίδακα του κβάζαρ PKS 0637 – 752.

i) Ακτινοβολία Σύγχροτρον Ενός Πληθυσμού Ηλεκτρονίων

Η ισχυρή πόλωση που έχει καταγραφεί μας δείχνει ότι η ραδιοεκπομπή του πίδακα προέρχεται από ακτινοβολία σύγχροτρον. Βασικά μοντέλα υποθέτουν έναν πληθυσμό σχετικιστικών ηλεκτρονίων με κατανομή νόμο δύναμης και πυκνότητας $n(\gamma) = n_0\gamma^{-p}$, όπου γ είναι ο παράγοντας Lorentz. Ο φασματικός δείκτης στα ράδιο είναι $\alpha = \frac{(p-1)}{2} = 0.81$ και συνεπώς $p = 2.62$. Μια λογική υπόθεση θα ήταν ότι οι ακτίνες – X προέρχονται και αυτές από ακτινοβολία σύγχροτρον από τον ίδιο πληθυσμό ηλεκτρονίων⁷. Παρόλα αυτά, όπως φαίνεται και στην παραπάνω εικόνα, η παρατηρούμενη ροή στο οπτικό είναι μικρότερη κατά έναν παράγοντα 10 σε σχέση με ένα φάσμα που θα συνέχιζε ομαλά μέχρι τις ακτίνες – X, αποκλείοντας έτσι ένα απλό μοντέλο.

ii) EC/CMB

Ένα από τα πρώτα μοντέλα που προσπάθησαν λοιπόν, να ερμηνεύσουν το πολυκυματικό φάσμα του κβάζαρ PKS 0637 - 752 ήταν ο συνδυασμός σύγχροτρον ηλεκτρονίων και αντιστρόφου σκεδασμού Compton του ίδιου πληθυσμού ηλεκτρονίων με ένα εξωτερικό πεδίο φωτονίων (Tavecchio et al. 2000). Πιο συγκεκριμένα, η βασική ιδέα του μοντέλου είναι ότι οι ακτίνες – X παράγονται μέσω της διαδικασίας του αντιστρόφου σκεδασμού Compton των φωτονίων του μικροκυματικού υποβάθρου (CMB).

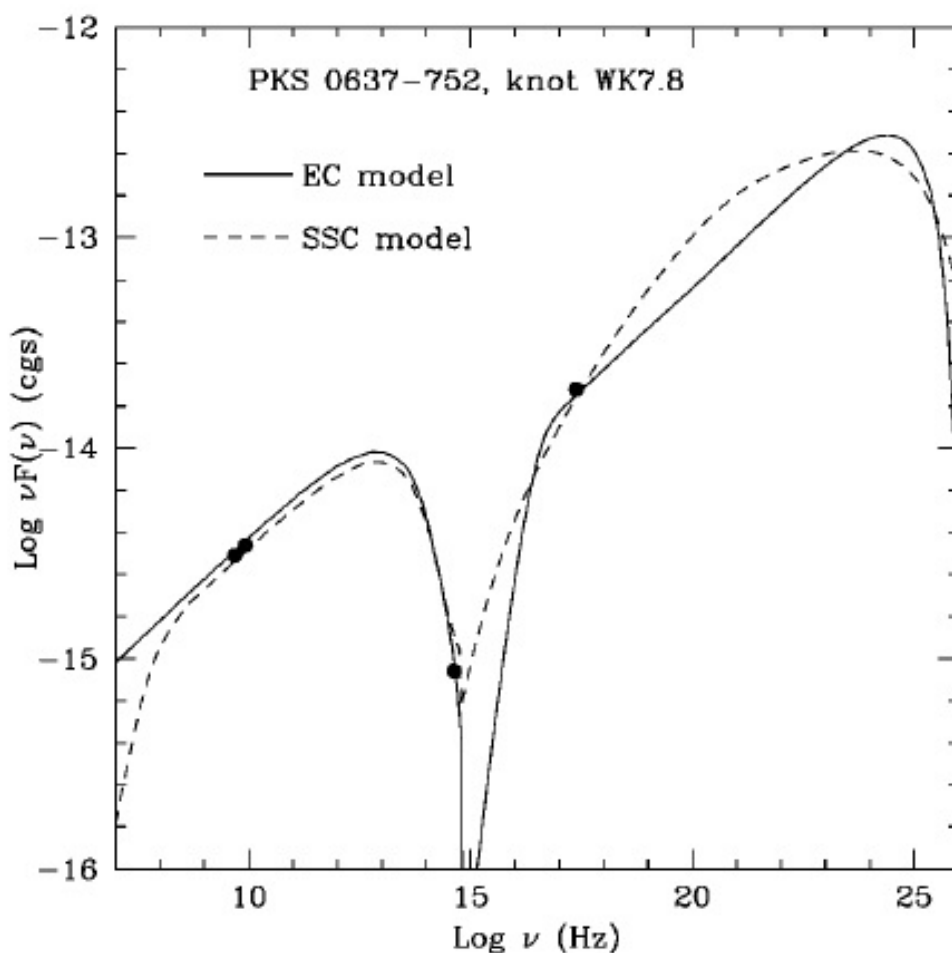
Βασικά Χαρακτηριστικά του Μοντέλου

- Η παρατηρούμενη υπέρφωτη κίνηση στον πίδακα σε κοντινή απόσταση από το κέντρο, σε συνδυασμό με την ευθυγράμμιση της εκροής μεταξύ της κλίμακας των pc και kpc , υπονοούν ότι ο πίδακας μπορεί να παραμένει σχετικιστικός, με έναν παράγοντα Lorentz Γ , ακόμη και στα πιο εξωτερικά του τμήματα. Συνεπώς, η εκπομπή ακτινοβολίας που προέρχεται από αποστάσεις της τάξης των kpc , μπορεί να ενισχύεται κατά έναν παράγοντα Doppler μεταξύ 10 – 15.
- Οι ακτίνες – X παράγονται εκατοντάδες παρσέκ μακριά από το κέντρο του γαλαξία. Επομένως αποκλείεται να έχουμε κάποια σημαντική συνεισφορά, στο πεδίο φωτονίων που συναντούν τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια, είτε από το κέντρο του κβάζαρ, είτε από τα άστρα που τον συνιστούν. Κατά συνέπεια σε τέτοιες αποστάσεις από το κβάζαρ, μόνο το πεδίο φωτονίων του μικροκυματικού υποβάθρου μπορεί να θεωρηθεί σημαντικό.
- Η ενεργειακή πυκνότητα των φωτονίων του μικροκυματικού υποβάθρου στην περιοχή της πηγής ενισχύεται λόγω ερυθρομετατόπισης κατά έναν παράγοντα $(1+z)^4$. Στο σύστημα αναφοράς των ηλεκτρονίων ενισχύεται επιπλέον κατά έναν παράγοντα Γ^2 .
- Τα ηλεκτρόνια υπακούουν σε έναν απλό νόμο δύναμης με δείκτη $n = 2\alpha + 1$, όπου α ο παρατηρούμενος φασματικός δείκτης στα ράδιο, με τιμή $\alpha = 0.8$. Η μικρότερη τιμή του

⁷ Το μοντέλο αυτό έχει καταφέρει να ερμηνεύσει τη φασματική ενεργειακή κατανομή σε αρκετές περιπτώσεις όπως για παράδειγμα σε FR I γαλαξίες, με την προϋπόθεση τα ηλεκτρόνια να καταφέρουν να επιταχυνθούν σε υψηλές ενέργειες με παράγοντα Lorentz $\gamma_{max} \geq 10^8$.

παράγοντα Lorentz των ηλεκτρονίων είναι $\gamma_{min} = 10$ ενώ η μεγαλύτερη είναι $\gamma_{max} = 4 * 10^5$.

- Η πηγή είναι σφαιρική με σταθερή ακτίνα, $R = 10^{22} \text{ cm}$.
- Βασιζόμενοι στη μικρή γωνία παρατήρησης (περίπου 6^0) από τα δεδομένα του VLBI, υποθέτουν ότι $\delta \sim \Gamma$.
- Θεωρώντας ισοκατανομή ενέργειας μεταξύ μαγνητικού πεδίου και ηλεκτρονίων εξάγουν τις τιμές των παραμέτρων που χρησιμοποιούν για το μαγνητικό πεδίο και τον παράγοντα Doppler.
- Θεωρώντας πως για κάθε ένα ηλεκτρόνιο αντιστοιχεί ένα ψυχρό πρωτόνιο υπολογίζουν τη συνολική ισχύ του πίδακα σύμφωνα με τη σχέση $L_j = \pi R^2 \Gamma^2 \beta c (U_p + U_e + U_B)$ να ανέρχεται στα $3 * 10^{48} \text{ erg/s}$. Δεδομένης της κλίσης του νόμου δύναμης ($p = 2.6$), το μεγαλύτερο μέρος της ισχύος του πίδακα συγκεντρώνεται στα λιγότερο σχετικιστικά ηλεκτρόνια τα οποία παράγουν το μεγαλύτερο μέρος των ακτίνων - X.
- Ο χρόνος ψύξης των ηλεκτρονίων υπολογίζεται σε μερικές χιλιάδες χρόνια και είναι συμβατός με το μέγεθος της πηγής.



Σχήμα 4.5: Φάσμα της έντονα φωτεινής περιοχής WK7.8, του πίδακα του PKS 0637-752. Τα σημεία αντιστοιχούν στις παρατηρήσεις που έχουμε για το συγκεκριμένο κβάζαρ. Η συνεχόμενη γραμμή αντιστοιχεί στο EC/CMB μοντέλο, ενώ η διακεκομμένη στο SSC μοντέλο. Credit: Tavecchio et al. 2000.

Οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν στη δημοσίευση αυτή συνοψίζονται στον ακόλουθο πίνακα 1:

ΠΙΝΑΚΑΣ 1

Ακτίνα πηγής R(cm)	Μαγνητικό Πεδίο B (G)	Παράγοντας Doppler δ	Κλίση νόμου δύναμης	γ_{min}	γ_{max}
10^{22}	$1.5 * 10^{-5}$	10	2.6	10	$4 * 10^5$

Υπάρχουν δύο βασικά προβλήματα με τα οποία έρχεται αντιμέτωπο το συγκεκριμένο μοντέλο. Το πρώτο είναι το γεγονός ότι όταν τέθηκε σε λειτουργία το Fermi/LAT τον Ιούλιο του 2008 και στράφηκε προς την πηγή PKS 0637 - 752, δεν ανίχνευσε τις ακτίνες - γ που προβλέπει το μοντέλο. Δηλαδή τα διαθέσιμα άνω όρια της εκπομπής ακτίνων - γ που παρέχει το Fermi/LAT⁸ είναι χαμηλότερα από εκείνα που προβλέπει το EC/CMB μοντέλο (Meyer et al. 2015). Επιπλέον, όπως αναφέραμε παραπάνω, η λαμπρότητα Eddington της πηγής είναι της τάξης των $6.5 * 10^{46}$ erg/s, επομένως η συνολική λαμπρότητα που υπολογίστηκε την καθιστά υπερ - Eddington ($L_j \sim 46 L_{Edd}$). Αυτό συμβαίνει διότι η ενεργειακή κατανομή των ηλεκτρονίων χρειάζεται να αγγίξει αρκετά χαμηλές ενέργειες, προκειμένου να παρέχει ηλεκτρόνια της κατάλληλης ενέργειας, ώστε να παραχθούν οι ακτίνες - X.

Το 2016 οι Lucchini et al. αναθεωρούν το EC/CMB μοντέλο. Υπολογίζουν τη χρονική εξέλιξη ενός πληθυσμού ηλεκτρονίων που εγχέεται σε μια σφαιρική περιοχή, λύνοντας την εξίσωση συνέχειας. Αυτή τη φορά θεωρούν ότι η σφαιρική περιοχή, αρχικής ακτίνας r_0 , κινούμενη σχετικιστικά με έναν παράγοντα Lorentz Γ , διαστέλλεται αδιαβατικά με ταχύτητα $\beta = \beta_{exp}c$. Η εξέλιξη της κατανομής των σωματιδίων δίνεται από την εξίσωση συνέχειας υπό τη μορφή,

$$\frac{\partial N(\gamma, r)}{\partial r} = Q(\gamma) - \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(N \frac{d\gamma}{dr} \right) \quad (4.1)$$

όπου $N(\gamma, r)$ ο αριθμός των σωματιδίων με δεδομένο παράγοντα Lorentz γ , που περιέχεται σε μια σφαιρική περιοχή ακτίνας r , με αρχική ακτίνα r_0 . Όπου $Q(\gamma)$ ο ρυθμός έγχυσης των σωματιδίων στην πηγή⁹ και ο όρος $\frac{d\gamma}{dr}$, αντιστοιχεί στις ενεργειακές απώλειες. Στην συγκεκριμένη μορφή που έχει η εξίσωση, ο χρόνος έχει αντικατασταθεί από τη διανυσματική απόσταση, $r = \beta c \Gamma t'$, με t' το χρόνο στο σύστημα αναφοράς που κινείται παράλληλα με την πηγή.

Το βασικό σημείο του αναθεωρημένου EC/CMB μοντέλου είναι ότι ο αρχικός πληθυσμός ηλεκτρονίων χάνει μέρος της ενέργειάς του λόγω ακτινοβολίας και εξαιτίας της αδιαβατικής εκτόνωσης της πηγής. Να σημειώσουμε ότι ο κυρίαρχος μηχανισμός απώλειας ενέργειας λόγω ακτινοβολίας είναι ο αντίστροφος σκεδασμός Compton, ενώ οι απώλειες λόγω ακτινοβολίας σύγχροτρον μπορούν να θεωρηθούν αμελητέες.

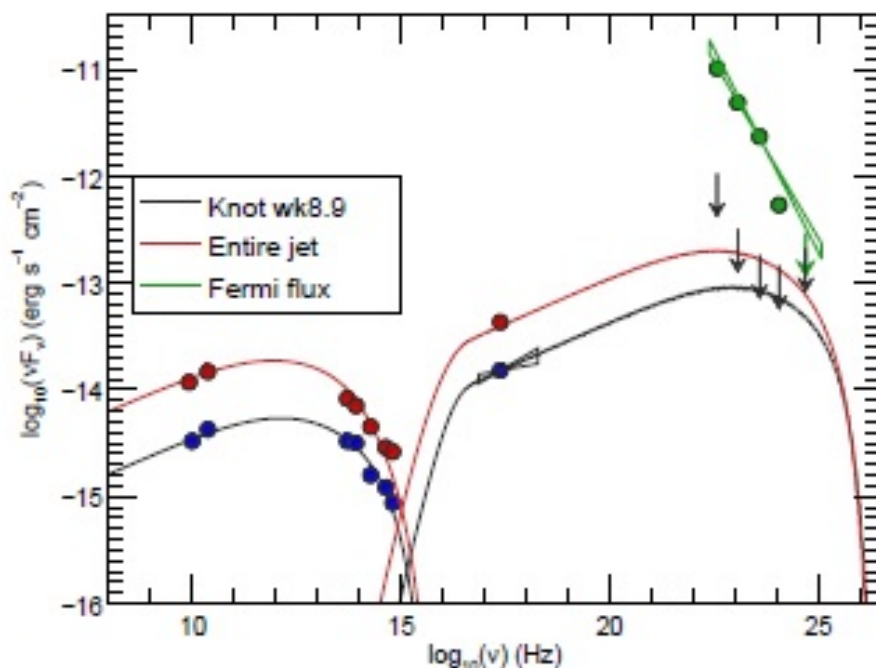
Ο όρος των απωλειών συναρτηθεί του r , δίνεται από τη σχέση,

⁸ Να σημειώσουμε ότι το Fermi/LAT δεν έχει καλή διακριτική ικανότητα και δεν είναι σε θέση να ξεχωρίσει την προέλευση των ακτίνων - γ (πυρήνας ή πίδακας). Παρόλα αυτά οι Meyer & Georganopoulos 2014, Meyer et al. 2015 κατάφεραν να εξάγουν τα άνω όρια του Fermi/LAT σε περιόδους που ο πυρήνας του κβάζαρ ήταν αδρανής.

⁹ Ο ρυθμός έγχυσης των σωματιδίων ακολουθεί έναν νόμο δύναμης $Q(\gamma) = \frac{K}{t_{inj}} \gamma^{-s}$, με $t_{inj} = \frac{r_0}{c}$

$$\frac{d\gamma}{dr} = -\frac{1}{\beta c\Gamma} \frac{4\sigma_T c U_{CMB}}{3m_e c^2} \gamma^2 - \frac{2\gamma}{3r} \quad (4.2)$$

όπου ο πρώτος όρος του δεύτερου μέλους αντιστοιχεί στις απώλειες λόγω ακτινοβολίας ενώ ο δεύτερος στις αδιαβατικές απώλειες. Αξίζει να αναφέρουμε ότι σε αντίθεση με τις απώλειες σύγχροτρον, ηλεκτρόνια ακόμη και με διαφορετικούς παράγοντες Lorentz, ψύχονται σχεδόν με ίδιους ρυθμούς λόγω αδιαβατικών απωλειών.



Σχήμα 4.6: Φασματική ενεργειακή κατανομή του πίδακα του κβάζαρ PKS 0637 – 752. Τα μπλε σημεία αντιστοιχούν στις παρατηρήσεις που έχουμε για την εκπέμπουσα περιοχή WK8.9, ενώ τα κόκκινα αντιστοιχούν στην ολοκληρωμένη ροή όλου του πίδακα. Η μαύρη και κόκκινη γραμμή προκύπτουν σύμφωνα με το EC/CMB μοντέλο, το οποίο ερμηνεύει τα ράδιο, το οπτικό, τις ακτίνες – X, ενώ ταυτόχρονα δεν ξεπερνά τα όρια του Fermi/LAT, για την παραγωγή των ακτίνων – γ. Credit: Lucchini et al. 2016.

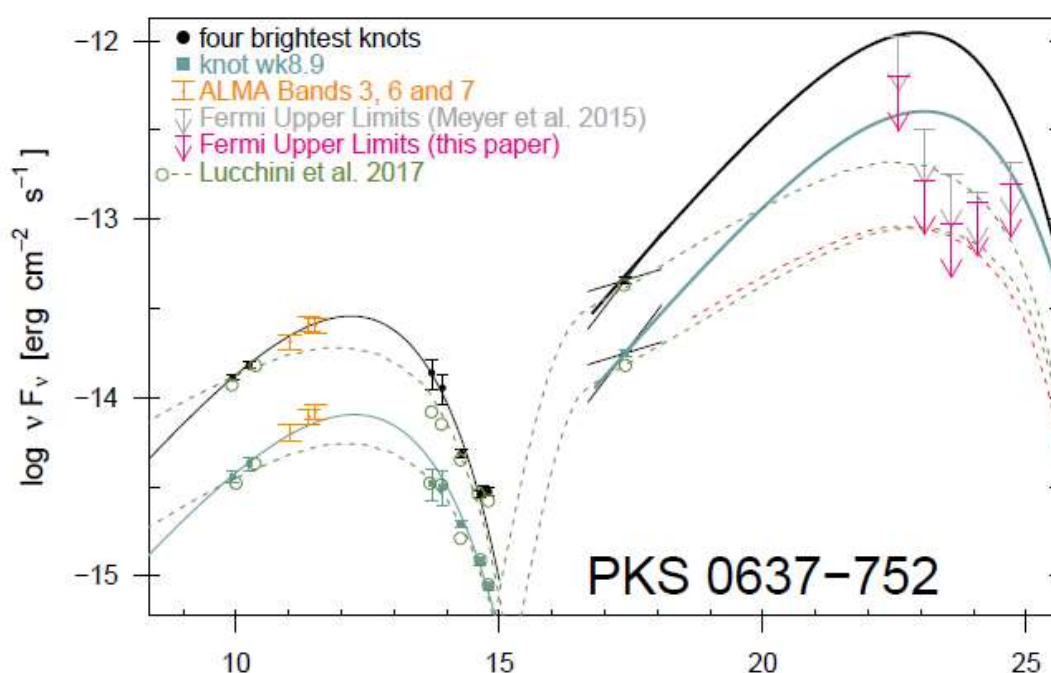
Εξαιτίας της ψύξης των ηλεκτρονίων λοιπόν, τα πιο υψηλοενεργειακά ηλεκτρόνια θα χάσουν πιο γρήγορα την ενέργειά τους και η ροή στο οπτικό και στις ακτίνες – γ είναι η πρώτη που θα μειωθεί, ενώ ακολουθεί σταδιακά η μείωση της ροής στο υπέρυθρο, στο ράδιο και στις ακτίνες – X.

Στον παρακάτω πίνακα 2, αναγράφονται οι τιμές των παραμέτρων που χρησιμοποίησαν στη μοντελοποίηση του φάσματος της περιοχής WK8.9. Ο παράγοντας Lorentz, του θύλακα πλάσματος, είναι $\Gamma = 8$ και η γωνία που σχηματίζει ο πίδακας σε σχέση με την ευθεία παρατήρησης είναι $\sim 5.7^\circ$. Η ταχύτητα της αδιαβατικής εκτόνωσης είναι $\beta = 0.25c$.

ΠΙΝΑΚΑΣ 2

Ακτίνα πηγής R(cm)	Μαγνητικό Πεδίο B (G)	Παράγοντας Doppler δ	Κλίση νόμου δύναμης	γ_{min}	γ_{max}
10^{22}	$1.4 * 10^{-5}$	9.7	2.7	20	$1.6 * 10^6$

Στον αντίποδα έρχεται η δημοσίευση της Meyer et al. 2017, σύμφωνα με την οποία νέα δεδομένα του Fermi/LAT έρχονται να θέσουν ακόμη πιο αυστηρούς περιορισμούς στα άνω όρια των ακτίνων - γ . Σύμφωνα με αυτά το EC/CMB μοντέλο αποκλείεται ως πιθανή ερμηνεία της παραγωγής των ακτίνων - X από τον πίδακα του κβάζαρ PKS 0637 - 752 σε ένα επίπεδο της τάξης των 8.7σ για το σύνολο των τεσσάρων πιο φωτεινών περιοχών του πίδακα και σε ένα επίπεδο της τάξης των 5.3σ για την περιοχή WK8.9.

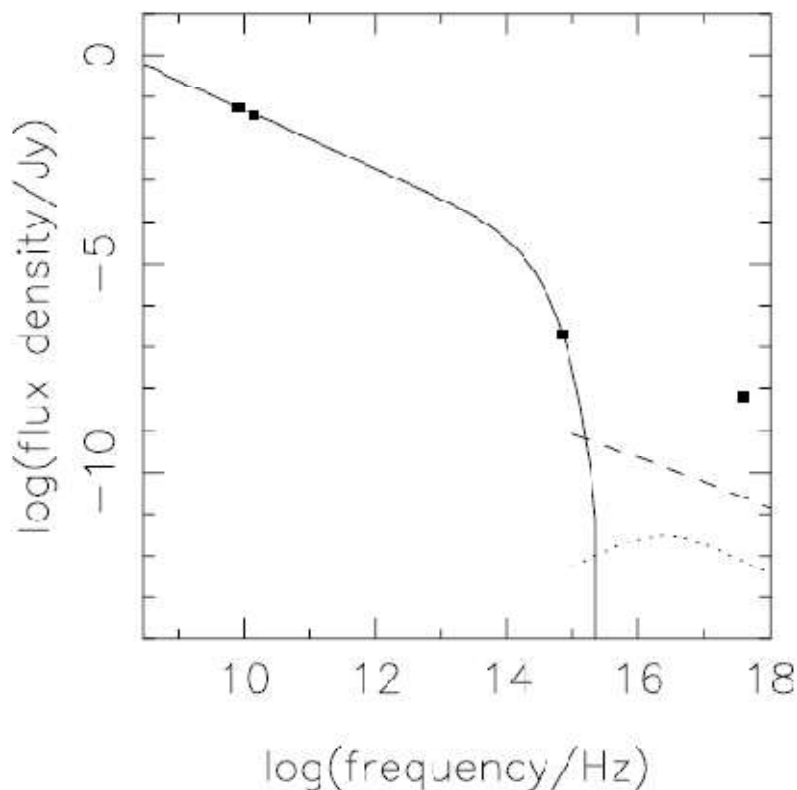


Σχήμα 4.7: Φασματική ενεργειακή κατανομή του πίδακα του ραδιο – ισχυρού κβάζαρ PKS 0637 - 752. Πάνω δεξιά διακρίνονται τα παλιά (γκρι) και τα καινούρια (μωβ) άνω όρια του Fermi/LAT, αποκλύοντας το EC/CMB μοντέλο (παχιά μαύρη και μπλε γραμμή). Credit: Meyer et al. 2017

ii) Σύγχροτρον Self Compton (SSC)

Ένα ακόμη από τα πρώτα μοντέλα που προσπάθησαν να ερμηνεύσουν την παραγωγή ακτίνων - X από τον πίδακα του ραδιο – ισχυρού κβάζαρ PKS 0637 - 752 είναι ο μηχανισμός σύγχροτρον Self Compton (SSC) (Schwartz et al. 2000). Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό τα πιο χαμηλοενεργειακά φωτόνια (ράδιο, οπτικό) παράγονται μέσω του μηχανισμού σύγχροτρον ηλεκτρονίων, ενώ οι ακτίνες - X μέσω αντιστρόφου σκεδασμού Compton. Σε αντίθεση όμως με το EC/CMB μοντέλο το πεδίο φωτονίων είναι εσωτερικό της πηγής και συνίσταται από τα σύγχροτρον φωτόνια. Υποθέτοντας ισοκατανομή ενέργειας μεταξύ μαγνητικού πεδίου και ύλης

υπολογίζουν μια τιμή για το μαγνητικό πεδίο ίση με $B_{eq} \cong 320 \mu G$. Για την τιμή όμως αυτή η ροή των ακτίνων - X είναι 300 φορές μικρότερη από την αναμενόμενη. Το γεγονός αυτό επιβεβαιώνεται από μια ακόμη δημοσίευση από τους Chartas et al. 2000.



Σχήμα 4.8: Φασματική ενεργειακή κατανομή της περιοχής WK8.9 του πίδακα του PKS 0637 - 752. Η συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στην ακτινοβολία σύγχροτρον, η διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί στο μοντέλο SSC, ενώ η διάστικτη γραμμή στο EC/CMB. Το B_{eq} που εκτιμήθηκε στη μελέτη αυτή είναι της τάξης των $2 * 10^{-4} G$. Να σημειώσουμε ότι η παραγόμενη ροή ακτίνων - X σύμφωνα με το EC/CMB μοντέλο είναι πολύ χαμηλή διότι σύμφωνα με τους Tavecchio et al. 2000, δεν έχουν λάβει υπόψιν την ενίσχυση Doppler. Credit: Chartas et al. 2000.

Προκειμένου λοιπόν να καταφέρουν να παράξουν τις ακτίνες - X οι Schwartz et al. 2000, θεωρούν ότι το μαγνητικό πεδίο είναι της τάξης των $6 * 10^{-6} G$ φεύγοντας με τον τρόπο αυτό, μακριά από την ισοκατανομή ενέργειας. Οι Tavecchio et al. 2000 μελέτησαν το ίδιο μοντέλο παράλληλα με το EC/CMB. Η μοντελοποίηση του φάσματος της περιοχής WK7.8, έγινε για την οριακά απενισχυμένη περίπτωση με παράγοντα Doppler $\delta = 1$. Για μεγαλύτερες τιμές του παράγοντα Doppler ($\delta > 1$), η απόκλιση από την ισοκατανομή ενέργειας είναι ακόμα πιο μεγάλη. Στο σχήμα 4.5 οι διακεκομμένες γραμμές αντιστοιχούν στον μηχανισμό SSC. Οι τιμές των παραμέτρων που χρησιμοποιήθηκαν στη μοντελοποίηση του φάσματος της περιοχής WK7.8 αναγράφονται στον πίνακα 3.

ΠΙΝΑΚΑΣ 3

Ακτίνα πηγής R(cm)	Μαγνητικό Πεδίο B (G)	Παράγοντας Doppler δ	Κλίση νόμου δύναμης	γ_{min}	γ_{max}
10^{22}	$1.2 * 10^{-6}$	1	2.6	$2.5 * 10^3$	$4 * 10^6$

4.3.2 Αδρονικά Μοντέλα

Τα μοντέλα που προσπάθησαν να ερμηνεύσουν την εκπομπή ακτίνων – X από τον πίδακα του κβάζαρ PKS 0637 – 752 με συνδιασμό λεπτονίων και αδρονίων είναι η ακτινοβολία σύγχροτρον πρωτονίων και το φωτοαδρονικό μοντέλο

i) Ακτινοβολία Σύγχροτρον Πρωτονίων

Ένα ακόμη πιθανό σενάριο που θα μπορούσε να ερμηνεύσει τις παραγόμενες ακτίνες – X, από πίδακες μεγάλης κλίμακας, είναι ο μηχανισμός σύγχροτρον πρωτονίων. Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια (ράδιο, οπτικό) παράγονται από σύγχροτρον ηλεκτρονίων ενώ οι ακτίνες – X από ακτινοβολία σύγχροτρον πρωτονίων. Σύμφωνα με τη σχέση 3.13 για ένα ηλεκτρόνιο και ένα πρωτόνιο ίδιου παράγοντα Lorentz γ , ισχύει ότι $P_{syn,e} \gg P_{syn,p}$, δηλαδή οι ενεργειακές απώλειες των ηλεκτρονίων είναι σημαντικότερες από εκείνες των πρωτονίων. Συνεπώς, για να είναι σημαντική η συνεισφορά της ακτινοβολίας σύγχροτρον πρωτονίων, στο τελικό φάσμα των πιδάκων αυτών, θα πρέπει τα πρωτόνια να έχουν πολύ υψηλές ενέργειες. Οι πίδακες των ισχυρών ραδιογαλαξιών και των ΕΓΠ είναι ένα από τα λίγα μέρη του Σύμπαντος στο οποίο πρωτόνια θα μπορούσαν να επιταχυνθούν σε πολύ υψηλές ενέργειες της τάξης των 10^{20} eV (Hillas 1984). Πιο συγκεκριμένα ο F. A. Aharonian, 2001 στην εργασία του αυτή, υιοθετώντας ένα μαγνητικό πεδίο πιο ισχυρό σε σχέση με εκείνο που συνηθίζεται στα πλαίσια του σύγχροτρον ηλεκτρονίων ή του αντιστρόφου σκεδασμού Compton, δηλαδή $B = 1.5$ mG, και θεωρώντας ότι τα πρωτόνια επιταχύνονται μέσα στον πίδακα, σε ενέργειες της τάξης των 10^{18} eV, μοντελοποιεί το φάσμα των ακτίνων - X του πίδακα του κβάζαρ PKS 0637 – 752.

Επιπροσθέτως τα πρωτόνια αυτά, σύμφωνα με τη σχέση κατωφλίου 3.68, είναι δυνατόν να αλληλεπιδράσουν είτε με τοπικά πεδία φωτονίων¹⁰, είτε με την περιβάλλουσα ύλη, προς σχηματισμό δευτερογενών ηλεκτρονίων τα οποία δύναται να αφήσουν το στίγμα τους στο τελικό φάσμα (Biermann & Strittmatter, 1987) ενισχύοντας την εκπομπή ακτίνων – X (Mannheim, Krulls & Biermann, 1991). Εντούτοις, στην πρώτη περίπτωση, τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται ξεπερνούν σε ενέργεια τα 10^3 TeV. Συνεπώς οι αλληλεπιδράσεις αυτές δεν συνεισφέρουν αρκετά στην παραγωγή πιο χαμηλοενεργειακών ηλεκτρονίων που θα μπορούσαν να παράξουν σύγχροτρον φωτόνια από τα ράδιο μέχρι τις ακτίνες – X. Επίσης στη δεύτερη περίπτωση, οι pp αλληλεπιδράσεις δεν ευνοούνται, καθώς στον περιβάλλοντα χώρο των εκπεμπόντων περιοχών του πίδακα του κβάζαρ, η πυκνότητα της ύλης είναι πολύ χαμηλή.

Το πρόβλημα που αντιμετωπίζει το μοντέλο αυτό, είναι το γεγονός ότι τα δύο βασικά σημεία του¹¹, είναι υποθέσεις οι οποίες χρήζουν περαιτέρω θεωρητικής υποστήριξης.

¹⁰ Όπως για παράδειγμα με τα CMB φωτόνια. Όπως είχαμε αναφέρει στο τρίτο κεφάλαιο η συνθήκη για να πραγματοποιηθεί η φωτοαδρονική αυτή αλληλεπίδραση, είναι η παρουσία πολύ ενεργητικών πρωτονίων ($\gamma_p \geq 7 * 10^8$). Καθώς ο F. A. Aharonian στο μοντέλο του θεωρεί πως τα πρωτόνια αγγίζουν ενέργειες της τάξης των 10^{18} eV, η αλληλεπίδραση πραγματοποιείται και ένας δεύτερος πληθυσμός ηλεκτρονίων κάνει την εμφάνισή του.

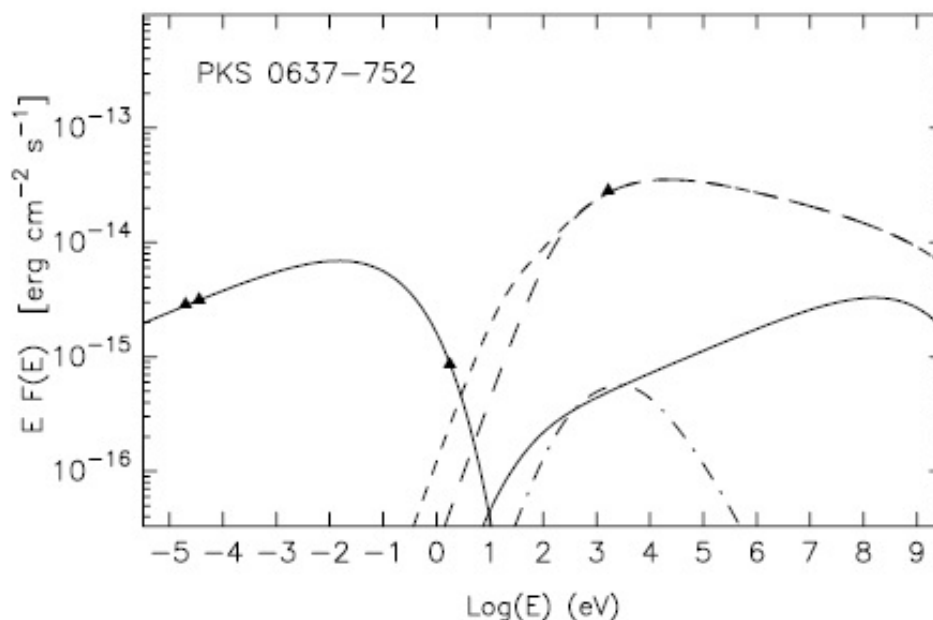
¹¹ Ισχυρό μαγνητικό πεδίο και υψηλή ενέργεια πρωτονίων.

ii) Ακτινοβολία Σύγχροτρον από Δευτερογενή Πληθυσμό Ηλεκτρονίων

Όπως αναφέραμε παραπάνω, από τις παρατηρήσεις που έχουμε, μπορούμε να αποκλείσουμε την ιδέα ότι οι ακτίνες - X παράγονται από τον ίδιο πληθυσμό ηλεκτρονίων που παράγει τα ραδιο και το οπτικό μέρος του φάσματος. Ο μοναδικός τρόπος παραγωγής των ακτίνων - X μέσω της διεργασίας σύγχροτρον ηλεκτρονίων είναι η ύπαρξη ενός δεύτερου πληθυσμού μεγαλύτερης ενέργειας ($\sim 100 \text{ TeV}$) (Atoyan & Dermer, 2004; Kushal T. Mehta et al. 2008; Kusunose et al. 2017). Η μοναδική αντίρρηση στην ύπαρξη ενός δευτερογενούς πληθυσμού ηλεκτρονίων είναι η προέλευσή του. Στα πλαίσια ενός λεπτονικού μοντέλου το να συνυπάρχουν δύο διαφορετικοί πληθυσμοί ηλεκτρονίων είναι μια αυθαίρετη υπόθεση.

Στην περίπτωση ενός αδρονικού μοντέλου, ένα πιθανό σενάριο υποστηρίζει, ότι ο δεύτερος πληθυσμός ηλεκτρονίων μπορεί να εξηγηθεί μέσω της αποσύνθεσης σχετικιστικών δεσμών νετρονίων κατά μήκος του πίδακα, καθώς και μέσω της αλληλεπίδρασης φωτονίου - φωτονίου¹², δηλαδή μεταξύ ενός φωτονίου ακτίνων - γ και ενός φωτονίου του μικροκυματικού υποβάθρου (Atoyan & Dermer, 2004). Οι δέσμες αυτές, αποτελούμενες από νετρόνια, ακτίνες - γ και νετρίνα μπορούν να σχηματιστούν στη βάση των σχετικιστικών πιδάκων των FR II γαλαξιών, από επιταχυνόμενα πρωτόνια πολύ υψηλών ενεργειών, μέσω της φωτοπαραγωγής πιονίων με την ακτινοβολία που προέρχεται από το δίσκο προσαύξεσης.

Στους FR II γαλαξίες, η συνολική μεταφερόμενη ισχύς από έναν πίδακα της σύστασης αυτής, σε αποστάσεις από $0.1 - 1 \text{ Mpc}$, μπορεί να είναι πολύ σημαντική. Συνεπώς η σύγχροτρον ακτινοβολία των ηλεκτρονίων αυτών μπορεί απλά να συνεισφέρει ή ακόμη και να κυριαρχήσει στη ροή ακτίνων - X. Το παρακάτω σχήμα αφορά στη μοντελοποίηση του φάσματος του PKS 0637 - 752 στα πλαίσια του σύγχροτρον μοντέλου δύο πληθυσμών ηλεκτρονίων.



¹² Η αλληλεπίδραση φωτονίου - φωτονίου δίνει ένα ζεύγος ηλεκτρονίου - ποζιτρονίου σύμφωνα με τη σχέση $\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$. Για να πραγματοποιηθεί η αλληλεπίδραση αυτή πρέπει να ικανοποιείται η συνθήκη κατωφλίου, $\epsilon_2 \geq \frac{2m_e^2 c^4}{\epsilon_1(1-\cos\theta)}$. Η σχέση αυτή μας δίνει την ελάχιστη ενέργεια, ϵ_2 , που πρέπει να έχει ένα φωτόνιο προκειμένου να αλληλεπιδράσει με ένα άλλο φωτόνιο ενέργειας ϵ_1 . Όπου θ , είναι η γωνία που σχηματίζουν οι αρχικές διευθύνσεις των δύο φωτονίων.

Σχήμα 4.9: Μοντελοποίηση του φάσματος της περιοχής WK7.8 του πίδακα του PKS 0637 - 752, στα πλαίσια του σύγχροτον μοντέλου δύο πληθυσμών ηλεκτρονίων υποθέτοντας $B = 100 \mu G$ ¹³ και $\Gamma = 5$. Η παχιά συνεχής γραμμή στα αριστερά αντιστοιχεί στην ακτινοβολία σύγχροτον του πρώτου πληθυσμού ηλεκτρονίων με κλίση $p_1 = 2.6$, $\gamma_{1,min} \cong 20$, $\gamma_{1,max} \cong 1.8 * 10^5$. Η λεπτή συνεχής γραμμή στα δεξιά αντιστοιχεί στην ακτινοβολία Compton των ηλεκτρονίων αυτών. Η παχιά διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί στην ακτινοβολία σύγχροτον του δεύτερου πληθυσμού ηλεκτρονίων με κλίση $p_2 = 2.2$, $\gamma_{1,min} \cong 2 * 10^7$, $\gamma_{1,max} \cong 10^{11}$. Credit: Atoyan & Dermer, 2004

Ένα βασικό πλεονέκτημα που παρουσιάζουν τα σύγχροτον μοντέλα είναι το γεγονός ότι δεν είναι ενεργειακά κοστοβόρα. Οι σύγχροτον ακτίνες - X παράγονται από ηλεκτρόνια πολύ υψηλών ενεργειών, τα οποία ψύχονται γρήγορα, γεγονός που ελαχιστοποιεί την απαιτούμενη ενέργεια των ηλεκτρονίων που χρειάζονται για να ερμηνεύσουν το φάσμα των ακτίνων - X. Πράγματι, για τις παραπάνω τιμές των παραμέτρων η συνολική ενέργεια του πρώτου πληθυσμού ηλεκτρονίων, στο συγκινούμενο σύστημα αναφοράς, είναι της τάξης των $W'_{e,1} = 3.9 * 10^{55} \text{ ergs}$, ενώ για τον δεύτερο πληθυσμό υπολογίζεται στα $W'_{e,2} = 5.5 * 10^{51} \text{ ergs}$ με τη λαμπρότητά του να ανέρχεται στα $L'_{e,2} \cong 3 * 10^{42} \text{ ergs/s}$.

Επιπροσθέτως, σύμφωνα με τους Kusunose et al. 2017, ένας δευτερογενής πληθυσμός ηλεκτρονίων θα μπορούσε να κάνει την εμφάνισή του μέσω των φωτοαδρονικών αλληλεπιδράσεων που αναφέραμε στο προηγούμενο κεφάλαιο, Bethe - Heitler και φωτοπαραγωγής πιονίων. Η πιο τελεσφόρα διαδικασία παραγωγής ζεύγους ηλεκτρονίου/ποζιτρονίου είναι η Bethe - Heitler, καθώς μέσω της φωτοπαραγωγής πιονίων, το ζεύγος λεπτονίων εκπέμπει κυρίως, μέσω του μηχανισμού σύγχροτον, φωτόνια πολλών TeV, συνεισφέροντας λίγο στην παραγωγή ακτίνων - X. Στην εργασία τους αυτή λοιπόν, θεωρούν ότι πρωτόνια επιταχύνονται μέχρι ενέργειες της τάξης των 10^{19} eV , με έναν παράγοντα Lorentz $\gamma_p = 10^{10}$ αντίστοιχα. Συνεπώς μέσω της διαδικασίας Bethe - Heitler παράγεται ένας δευτερογενής πληθυσμός ηλεκτρονίων που εκπέμπει σε ακτίνες - X και ακτίνες - γ μέσω του μηχανισμού σύγχροτον, χωρίς να παραβιάζει τα όρια του Fermi/LAT. Το μειονέκτημα του μοντέλου αυτού είναι ότι προκειμένου να μοντελοποιηθεί το φάσμα του PKS 0637 - 752, η απαιτούμενη ενέργεια των πρωτονίων είναι της τάξης των 10^{49} ergs/s , γεγονός που καθιστά την πηγή υπερ - Eddington.

¹³ Η τιμή αυτή του μαγνητικού πεδίου προκύπτει με βάση την υπόθεση ισοκατανομής ενέργειας.

Κεφάλαιο 5

Μοντελοποίηση του φάσματος του πίδακα του κβάζαρ PKS 0637 – 752

5.1 Εισαγωγή

Στην παρούσα εργασία έχοντας σαν εργαλείο τον αριθμητικό κώδικα των (Mastichiadis and Kirk, 1995), θα μοντελοποιήσουμε το φάσμα του πίδακα του κβάζαρ PKS 0637 – 752 στα πλαίσια τεσσάρων διαφορετικών μοντέλων, με απώτερο σκοπό να προσπαθήσουμε να αποφανθούμε ποιο είναι εκείνο που θα ερμηνεύσει με τον καλύτερο δυνατό τρόπο την παρατηρούμενη εκπομπή ακτίνων – X που λαμβάνουμε από το αντικείμενο αυτό. Τα τέσσερα αυτά μοντέλα υπάγονται σε δύο κατηγορίες, στα λεπτονικά και στα αδρονικά. Στα πλαίσια των λεπτονικών μοντέλων, εκείνα που θα μελετήσουμε είναι το EC/CMB μοντέλο, το σύγχροτρον Self Compton (SSC), καθώς και το μοντέλο ακτινοβολίας σύγχροτρον από δύο πρωτογενείς πληθυσμούς ηλεκτρονίων. Στα πλαίσια των αδρονικών μοντέλων, θα προσπαθήσουμε να μοντελοποιήσουμε την εκπομπή ακτινοβολίας μέσω σύγχροτρον πρωτονίων. Στο τέλος του κεφαλαίου εξάγουμε τα συμπεράσματά μας.

5.2 Ο Αριθμητικός Κώδικας

Στη διπλωματική αυτή εργασία, όπως προαναφέρθηκε, χρησιμοποιήθηκε ο αριθμητικός κώδικας των (Mastichiadis and Kirk, 1995). Είναι γραμμένος στη γλώσσα προγραμματισμού Fortran και χρησιμοποιεί ρουτίνες της βιβλιοθήκης NAG. Ο αριθμητικός κώδικας επιλύει τις κινητικές εξισώσεις και παρακολουθεί τη χρονική εξέλιξη ενός αρχικού πληθυσμού σωματιδίων. Ο πληθυσμός αυτός εγχέεται σε μια σφαιρική περιοχή σταθερής ακτίνας, R, με μαγνητικό πεδίο B. Καθώς μελετούμε λεπτονικά και αδρονικά μοντέλα, ο κώδικας εφαρμόστηκε τόσο στα ηλεκτρόνια, όσο και στα πρωτόνια.

Οι φυσικές παράμετροι που εισάγουμε ή που υπολογίζει ο κώδικας είναι αδιάστατες και ο λόγος είναι η οικονομία της υπολογιστικής ισχύος. Η αριθμητική πυκνότητα των σωματιδίων σε αδιάστατη μορφή δίνεται από τη σχέση,

$$n_i(\gamma_i, t) = \sigma_T R * \hat{n}_i(\hat{E}_i, t), \quad \text{με } \gamma_i = \frac{\hat{E}_i}{m_i c^2} \quad (5.1)$$

$$n_\gamma(\varepsilon_\gamma, t) = \sigma_T R * \hat{n}_\gamma(\hat{\varepsilon}_\gamma, t), \quad \text{με } \varepsilon_\gamma = \frac{\hat{E}_e}{m_e c^2} \quad (5.2)$$

όπου ο δείκτης 'i' μπορεί να αναφέρεται είτε σε πρωτόνια, είτε σε ηλεκτρόνια, ενώ ο δείκτης 'γ' αναφέρεται στα φωτόνια. Ο συμβολισμός ' $\hat{}$ ' αναφέρεται στις φυσικές ποσότητες. Παρατηρούμε, σύμφωνα με τη σχέση 5.2, ότι η ενέργεια των φωτονίων είναι αδιάστατη καθώς έχει κανονικοποιηθεί ως προς τη μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου. Ο

χρόνος t , που εισάγεται στον κώδικα είναι κανονικοποιημένος ως προς το χρόνο, $t_{cross} = R/c$, που χρειάζεται ένα φωτόνιο να διασχίσει την πηγή,

$$t = \frac{\hat{t}}{t_{cross}} \quad (5.3)$$

Ο ρυθμός έγχυσης των σωματιδίων, $Q_i^{inj}(\gamma)$, σε αδιάστατη μορφή γράφεται ως,

$$l_{inj} = \frac{1}{3} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} Q_i^{inj}(\gamma) \gamma d\gamma \quad (5.4)$$

Στην παραπάνω σχέση με το συμβολισμό, l_{in} , εισαγάγαμε την έννοια της συμπαγότητας. Από τη διαστατικοποίηση της ποσότητας αυτής δύναται να υπολογίσουμε τη λαμπρότητα της πηγής μέσω της σχέσης,

$$l_i = \frac{L_i \sigma_T}{4\pi R m_e c^3} \quad (5.5)$$

ο δείκτης 'i' μπορεί να αναφέρεται στον πληθυσμό ηλεκτρονίων (e), πρωτονίων (p) ή φωτονίων (γ).

Επίσης στον κώδικα εισάγεται η ενεργειακή πυκνότητα του μαγνητικού πεδίου και η ενεργειακή πυκνότητα του εξωτερικού πεδίου φωτονίων, σε αδιάστατη μορφή μέσω της συμπαγότητας. Η μαγνητική συμπαγότητα δίνεται από τη σχέση,

$$l_B = \frac{u_B \sigma_T R}{m_e c^2} \quad (5.6)$$

με $u_B = \frac{B^2}{8\pi}$ την ενεργειακή πυκνότητα του μαγνητικού πεδίου. Η ενεργειακή πυκνότητα του εξωτερικού πεδίου φωτονίων σε αδιάστατη μορφή, μέσω της συμπαγότητας, δίνεται αντίστοιχα από τη σχέση,

$$l_{ext} = \frac{\hat{u}_{ext} \sigma_T R}{m_e c^2} \quad (5.7)$$

Μέσω του κώδικα μπορούμε επιπροσθέτως να υπολογίσουμε και την αδιάστατη ενεργειακή πυκνότητα των ηλεκτρονίων/πρωτονίων,

$$u_i = \frac{\hat{u}_i \sigma_T R}{m_i c^2} \quad (5.8)$$

ο δείκτης 'i' αναφέρεται είτε στα ηλεκτρόνια (e), είτε στα πρωτόνια (p).

Στόχος μας είναι, μέσω του κώδικα, να υπολογίσουμε τη ροή των φωτονίων που συλλέγουμε στο σύστημα αναφοράς ενός ακίνητου παρατηρητή στη Γη. Στην περίπτωση λοιπόν που η σχέση 5.5 αναφέρεται στα φωτόνια, μπορούμε μέσω αυτής να υπολογίσουμε τη λαμπρότητά τους ενώ μέσω της σχέσης, $F = \frac{L}{4\pi D^2}$, τη συνολική ροή τους,

$$F = \delta^4 * \frac{R m_e c^3}{\sigma_T D^2} * l_\gamma \quad (5.9)$$

όπου D η απόσταση μεταξύ πηγής και παρατηρητή. Ο παράγοντας δ^4 οφείλεται στην ενίσχυση Doppler η οποία εμφανίζεται σύμφωνα με τη σχέση 3.88.

5.3 EC/CMB Μοντέλο

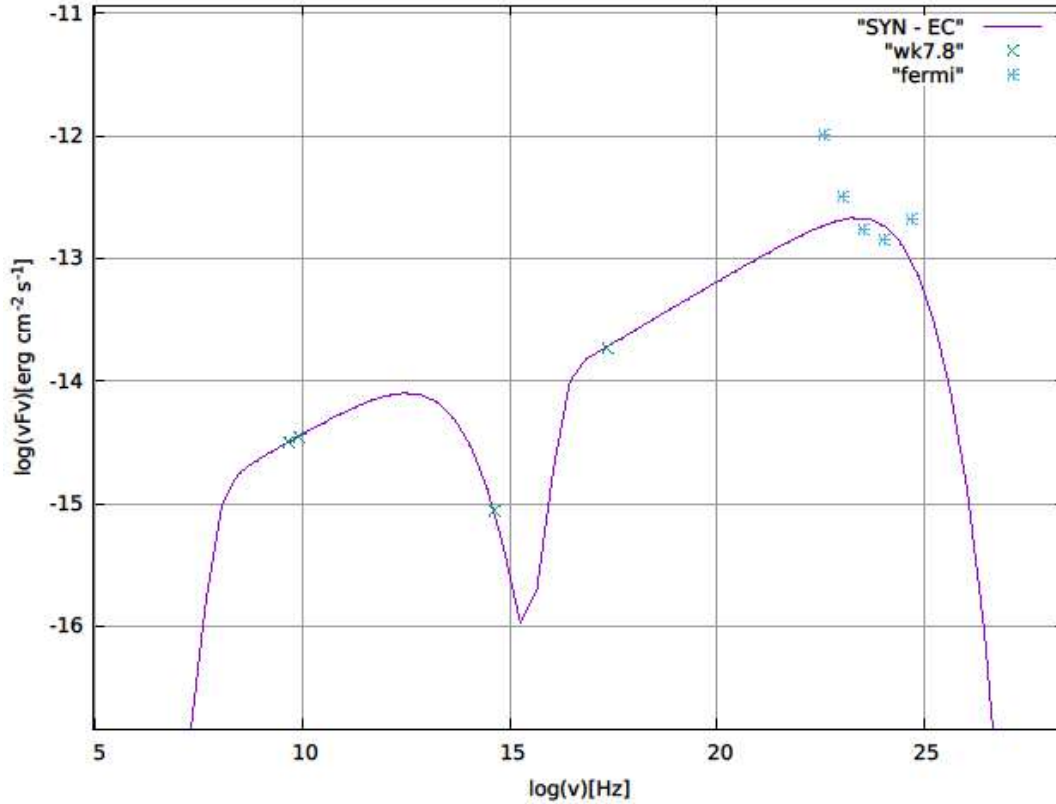
Το πρώτο μοντέλο που μελετήθηκε στην εργασία αυτή ήταν το EC/CMB. Όπως αναφέραμε και στο προηγούμενο κεφάλαιο, το μοντέλο αυτό ερμηνεύει τις παρατηρήσεις, του πίδακα του κβάζαρ που διαθέτουμε, συνδυάζοντας τον μηχανισμό σύγχροτρον ηλεκτρονίων και τον μηχανισμό αντιστρόφου σκεδασμού Compton του ίδιου πληθυσμού ηλεκτρονίων με ένα εξωτερικό πεδίο φωτονίων που προέρχεται από το μικροκυματικό υπόβαθρο. Το πιο βασικό, αρνητικό σημείο του μοντέλου είναι η πρόβλεψη παραγωγής ακτίνων γ , οι οποίες δεν έχουν παρατηρηθεί μέχρι σήμερα από το Fermi/LAT, γεγονός που επιβεβαιώνεται στην παρακάτω μελέτη του εν λόγω μοντέλου.

Η μοντελοποίηση του φάσματος της περιοχής WK7.8 του πίδακα του κβάζαρ PKS 0637 - 752 πραγματοποιήθηκε με τη χρήση του αριθμητικού κώδικα των (Mastichiadis and Kirk, 1995) που αναφέραμε παραπάνω. Ένα μοντέλο το οποίο χρησιμοποιείται αρκετά συχνά στην προσπάθεια αναπαράστασης των φασμάτων ενεργών γαλαξιών, είναι το μονοζωνικό μοντέλο (one zone model). Σύμφωνα με αυτό, θεωρούμε ότι σε μια σφαιρική περιοχή σταθερής ακτίνας R , εγχέουμε ισοτροπικά έναν αρχικό πληθυσμό σχετικιστικών ηλεκτρονίων, που ακολουθεί έναν νόμο δύναμης. Ο θύλακας αυτός κινείται σχετικιστικά με έναν παράγοντα Lorentz Γ κατά μήκος του πίδακα και μέσω διαφόρων διεργασιών εκπέμπει ακτινοβολία. Υιοθετώντας το μοντέλο αυτό, αρχικά οι τιμές των παραμέτρων που εισαγάγαμε στον κώδικα, ήταν παραπλήσιες με εκείνες της δημοσίευσης των Tavecchio et al. 2000 και έπειτα προσπαθήσαμε να μοντελοποιήσουμε το φάσμα και με διαφορετικές τιμές παραμέτρων.

Οι τιμές των παραμέτρων με τις οποίες πραγματοποιήθηκε η αναπαραγωγή του φάσματος της δημοσίευσης των Tavecchio et al. 2000, αναγράφονται στον πίνακα 1.

ΠΙΝΑΚΑΣ 1

Ακτίνα πηγής R (cm)	$8 * 10^{21}$
Μαγνητικό Πεδίο B (G)	$1.05 * 10^{-5}$
Παράγοντας Doppler δ	10
Παράγοντας Lorentz Γ	10
Κλίση νόμου δύναμης	2.6
$\log \gamma_{min}$	1.3
$\log \gamma_{max}$	5.6
$\log(l_e)$	-6.41



Σχήμα 5.1: Μοντελοποίηση του φάσματος της περιοχής WK7.8 του πίδακα του κβάζαρ PKS 0637 – 752, στα πλαίσια του EC/CMB μοντέλου, με τη χρήση του αριθμητικού κώδικα (Mastichiadis and Kirk, 1995). Οι τιμές των παραμέτρων που χρησιμοποιήθηκαν αναγράφονται στον πίνακα 1. Τα γαλάζια σημεία πάνω δεξιά αντιστοιχούν στα άνω όρια του Fermi /LAT (Meyer et al. 2015). Όπως διακρίνεται, το μοντέλο προβλέπει την παραγωγή ακτίνων - γ παραβιάζοντας τα όρια αυτά.

Συμπεράσματα

Σύμφωνα με το μαγνητικό πεδίο που χρησιμοποιήσαμε η ενεργειακή πυκνότητά του υπολογίζεται από τη σχέση $u_B = \frac{B^2}{8\pi}$, και ανέρχεται στα $4.4 * 10^{-12} \text{ erg/cm}^3$. Ο αριθμητικός κώδικας δύναται να υπολογίσει την αδιάστατη ενεργειακή πυκνότητα των ηλεκτρονίων από τη σχέση 5.8 την οποία διαστατικοποιούμε και την υπολογίζουμε στα $3.5 * 10^{-10} \text{ erg/cm}^3$. Προκειμένου να συμβαδίζουμε με τις υποθέσεις της δημοσίευσης των Tavecchio et al. 2000 θεωρούμε πως για κάθε ένα ηλεκτρόνιο αντιστοιχεί ένα ψυχρό πρωτόνιο. Να σημειώσουμε ότι σύμφωνα με το μοντέλο που χρησιμοποιούμε θεωρούμε ότι τα πρωτόνια αυτά έχουν χαμηλή ενεργειακή πυκνότητα, συνεπώς δεν συνεισφέρουν στο τελικό φάσμα. Συγκρίνοντας τις παραπάνω τιμές, συμπεραίνουμε ότι δεν υπάρχει ικανοποιητική ισοκατανομή ενέργειας μεταξύ μαγνητικού πεδίου και ύλης.

Ο χρόνος ψύξης των ηλεκτρονίων εξαιτίας της ακτινοβολίας σύγχροτρον υπολογίζεται σύμφωνα με τη σχέση 3.28 στα $1.6 * 10^{13} \text{ sec}$, ενώ οι απώλειες λόγω Compton υπολογίζονται μέσω της σχέσης 3.49 στα $2.3 * 10^{11} \text{ sec}$. Συνεπώς ο βασικός μηχανισμός απώλειας ενέργειας για αυτά τα ηλεκτρόνια θεωρείται ο αντίστροφος

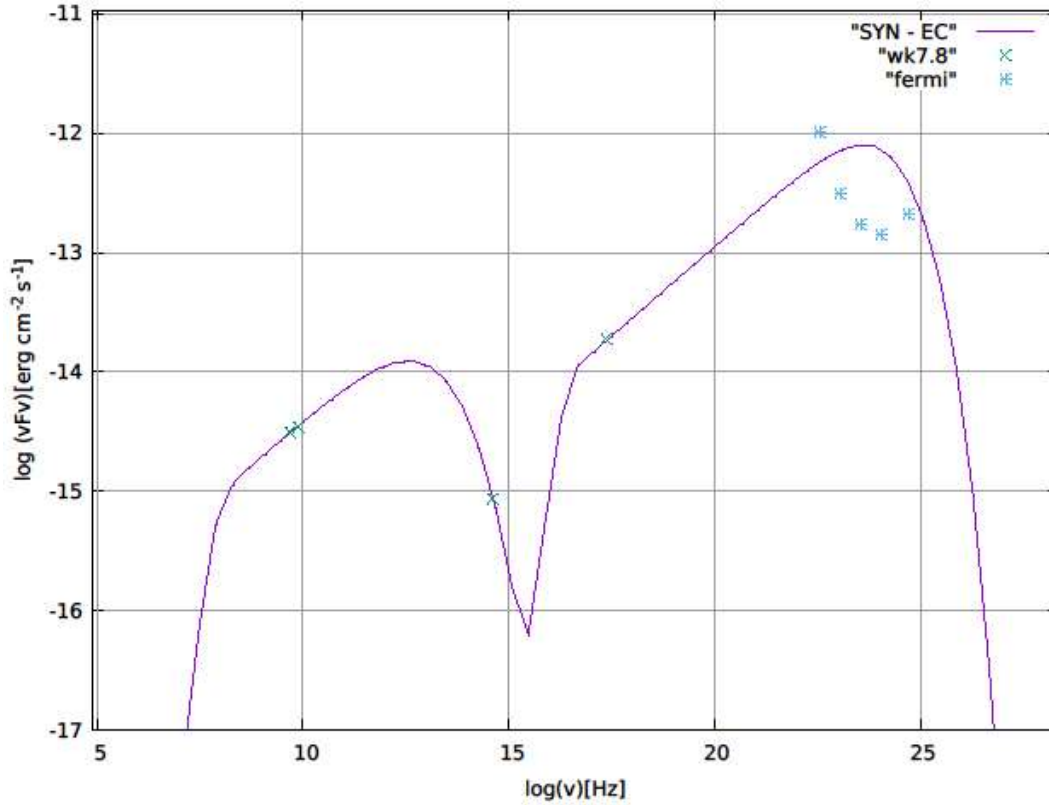
σκεδασμός Compton. Ο χρόνος διάσχισης της πηγής είναι $t_{cross} = \frac{R}{c} = 2.6 * 10^{11} \text{ sec}$ γεγονός που σημαίνει ότι τα ηλεκτρόνια καταφέρνουν να ψυχθούν.

Προκειμένου να καταφέρουμε να εξάγουμε το φάσμα της περιοχής WK7.8, χρησιμοποιήσαμε μια συγκεκριμένη τιμή για τη συμπαγότητα των ηλεκτρονίων, η οποία αναγράφεται στον πίνακα 1. Μέσω της σχέσης 5.5, μπορούμε λοιπόν να υπολογίσουμε τη λαμπρότητα των ηλεκτρονίων, η οποία ανέρχεται στα $L_e = 1.5 * 10^{45} \text{ erg/s}$. Μέσω της σχέσης 2.2 μπορούμε να υπολογίσουμε την συνολική ισχύ του πίδακα $L_{jet} = 1.8 * 10^{47} \text{ erg/s}$. Όπως αναφέραμε και στο τέταρτο κεφάλαιο, η μελανή οπή του PKS 0637 - 752 υπολογίζεται περίπου στις $5 * 10^8$ ηλιακές μάζες (Liu et al. 2006). Επομένως η λαμπρότητα Eddington της κεντρικής αυτής πηγής υπολογίζεται σύμφωνα με τη σχέση 1.5 και ανέρχεται στην τιμή $L_{Edd} = 6.5 * 10^{46} \text{ erg/s}$. Η παραπάνω τιμή της ισχύος που υπολογίσαμε την καθιστά οριακά υπερ - Eddington, με $L_{jet} = 2.8 L_{Edd}$. Προκειμένου να αποφύγουμε το γεγονός αυτό θα έπρεπε η μελανή οπή στο κέντρο του κβάζαρ να ήταν της τάξης των $\geq 1.5 * 10^9$ ηλιακών μαζών.

Έπειτα προσπαθήσαμε να μοντελοποιήσουμε το φάσμα της περιοχής WK7.8 του πίδακα, εισάγοντας στον αριθμητικό κώδικα διαφορετικούς συνδυασμούς παραμέτρων, στην προσπάθειά μας να πετύχουμε όσο το δυνατόν ένα πιο ρεαλιστικό μοντέλο.

ΠΙΝΑΚΑΣ 2

Ακτίνα πηγής $R \text{ (cm)}$	10^{22}
Μαγνητικό Πεδίο $B \text{ (G)}$	$7 * 10^{-6}$
Παράγοντας Doppler δ	10
Παράγοντας Lorentz Γ	10
Κλίση νόμου δύναμης	2.4
$\log \gamma_{min}$	1.3
$\log \gamma_{max}$	5.6
$\log(l_e)$	-6.6



Σχήμα 5.2: Μοντελοποίηση του φάσματος της περιοχής WK7.8 του πίδακα του κβάζαρ PKS 0637 - 752, στα πλαίσια του EC/CMB μοντέλου, με τη χρήση του αριθμητικού κώδικα (Mastichiadis and Kirk, 1995). Η κλίση του νόμου δύναμης των ηλεκτρονίων που χρησιμοποιήθηκε στην περίπτωση αυτή είναι $p = 2.4$, ενώ οι υπόλοιπες τιμές των παραμέτρων που χρησιμοποιήθηκαν αναγράφονται στον πίνακα 2. Είναι φανερό πως ένας λιγότερο απότομος νόμος δύναμης παραβιάζει περαιτέρω τα άνω όρια του Fermi/LAT.

Συμπεράσματα

Σύμφωνα με το μαγνητικό πεδίο που χρησιμοποιήσαμε στην περίπτωση αυτή η ενεργειακή πυκνότητά του ανέρχεται στα $1.95 * 10^{-12} \text{ erg/cm}^3$. Η αδιάστατη ενεργειακή πυκνότητα των ηλεκτρονίων που υπολογίζει ο κώδικας είναι $1.7 * 10^{-10} \text{ erg/cm}^3$. Συγκρίνοντας και πάλι τις τιμές αυτές συμπεραίνουμε ότι δεν υπάρχει ικανοποιητική ισοκατανομή ενέργειας μεταξύ μαγνητικού πεδίου και ύλης.

Ο χρόνος ψύξης των ηλεκτρονίων εξαιτίας της ακτινοβολίας σύγχροτρον υπολογίζεται σύμφωνα με τη σχέση 3.28 στα $4 * 10^{13} \text{ sec}$, ενώ οι απώλειες λόγω Compton υπολογίζονται μέσω της σχέσης 3.49 στα $2.5 * 10^{11} \text{ sec}$. Συνεπώς και πάλι ο βασικός μηχανισμός απώλειας ενέργειας για αυτά τα ηλεκτρόνια θεωρείται ο αντίστροφος σκεδασμός Compton. Καθώς μεγαλώσαμε την ακτίνα της πηγής μεγάλωσε και ο χρόνος διάσχισης της πηγής, $t_{cross} = \frac{R}{c} = 3.3 * 10^{11} \text{ sec}$. Παρατηρούμε ότι και πάλι τα ηλεκτρόνια καταφέρνουν να ψυχθούν.

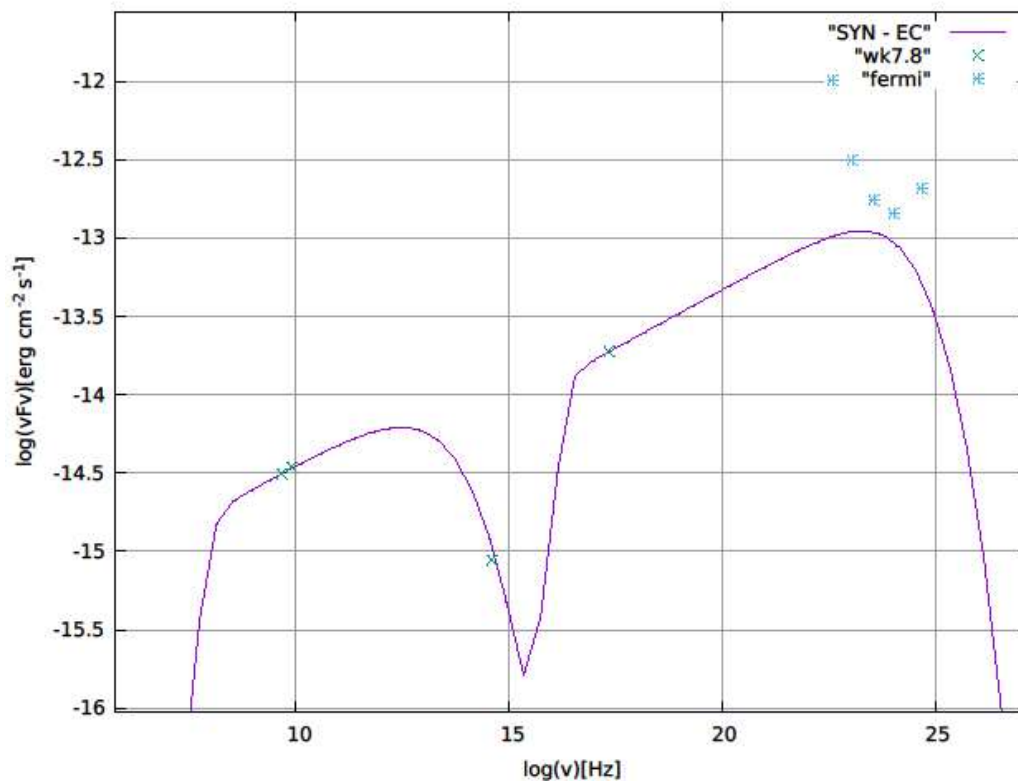
Προκειμένου να καταφέρουμε να εξάγουμε το φάσμα της περιοχής WK7.8, χρησιμοποιήσαμε μια συγκεκριμένη τιμή για τη συμπαγότητα των ηλεκτρονίων, η οποία αναγράφεται στον πίνακα 2. Μέσω της σχέσης 5.5, μπορούμε λοιπόν να

υπολογίσουμε τη λαμπρότητα των ηλεκτρονίων, η οποία ανέρχεται στα $L_e = 1.1 * 10^{45} \text{ erg/s}$. Μέσω της σχέσης 2.2 μπορούμε να υπολογίσουμε την συνολική ισχύ του πίδακα η οποία ανέρχεται στα $L_{jet} = 1.65 * 10^{47} \text{ erg/s}$ καθιστώντας πάλι την πηγή οριακά υπερ - Eddington.

Οι παράμετροι που χρησιμοποιήσαμε στην επόμενη προσπάθειά μας αναγράφονται στον πίνακα 3.

ΠΙΝΑΚΑΣ 3

Ακτίνα πηγής $R \text{ (cm)}$	10^{22}
Μαγνητικό Πεδίο $B \text{ (G)}$	$1.3 * 10^{-5}$
Παράγοντας Doppler δ	10
Παράγοντας Lorentz Γ	10
Κλίση νόμου δύναμης	2.7
$\log \gamma_{min}$	1.3
$\log \gamma_{max}$	5.8
$\log(L_e)$	-6.6



Σχήμα 5.3: Μοντελοποίηση του φάσματος της περιοχής WK7.8 του πίδακα του κβάζαρ PKS 0637 - 752, στα πλαίσια του EC/CMB μοντέλου, με τη χρήση του αριθμητικού κώδικα

(Mastichiadis and Kirk, 1995). Η κλίση του νόμου δύναμης των ηλεκτρονίων που χρησιμοποιήθηκε στην περίπτωση αυτή είναι $p = 2.7$, ενώ οι υπόλοιπες τιμές των παραμέτρων που χρησιμοποιήθηκαν αναγράφονται στον πίνακα 3. Παρατηρούμε ότι με τις συγκεκριμένες τιμές των παραμέτρων δεν παραβιάζονται τα άνω όρια του Fermi/LAT.

Συμπεράσματα

Στην τελευταία αυτή περίπτωση αυξήσαμε το μαγνητικό πεδίο και χρησιμοποιήσαμε έναν νόμο δύναμης κλίσης $p = 2.7$ για τα ηλεκτρόνια. Όπως φαίνεται και από το σχήμα 5.3 με τις τιμές αυτές των παραμέτρων δεν παραβιάζονται τα άνω όρια που έχει θέσει το Fermi/LAT. Εντούτοις, τα υπόλοιπα προβλήματα που συναντήσαμε και στις προηγούμενες προσπάθειες παραμένουν.

Σύμφωνα με το μαγνητικό πεδίο που χρησιμοποιήσαμε η ενεργειακή πυκνότητά του ανέρχεται στα $6.7 * 10^{-1} \text{ erg/cm}^3$, ενώ ενεργειακή πυκνότητα των ηλεκτρονίων υπολογίζεται στα $1.7 * 10^{-10} \text{ erg/cm}^3$. Συγκρίνοντας και πάλι τις τιμές αυτές συμπεραίνουμε ότι δεν υπάρχει ικανοποιητική ισοκατανομή ενέργειας μεταξύ μαγνητικού πεδίου και ύλης.

Ο χρόνος ψύξης των ηλεκτρονίων εξαιτίας της ακτινοβολίας σύγχροτρον υπολογίζεται στα $2 * 10^{13} \text{ sec}$, ενώ οι απώλειες λόγω Compton στα $1.5 * 10^{11} \text{ sec}$. Συνεπώς ο βασικός μηχανισμός απώλειας ενέργειας για αυτά τα ηλεκτρόνια θεωρείται και πάλι ο αντίστροφος σκεδασμός Compton. Ο χρόνος διάσχισης της πηγής είναι $t_{cross} = \frac{R}{c} = 2.6 * 10^{11} \text{ sec}$ γεγονός που σημαίνει ότι τα ηλεκτρόνια καταφέρνουν να ψυχθούν.

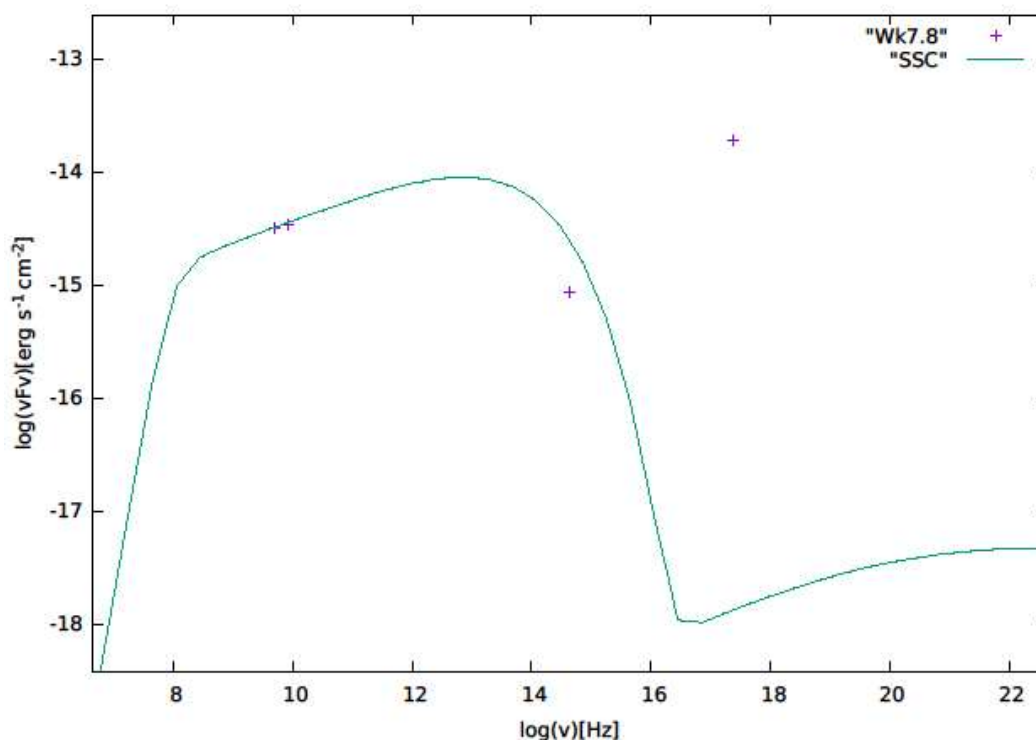
Καθώς δεν μεταβάλλαμε ούτε αυτή τη φορά την ακτίνα της πηγής και τη συμπαγότητα των ηλεκτρονίων, η λαμπρότητά τους ανέρχεται και πάλι στην τιμή $L_e = 1.1 * 10^{45} \text{ erg/s}$. Η συνολική ισχύς του πίδακα κυμαίνεται στις ίδιες τιμές με την προηγούμενη περίπτωση, καθιστώντας για μια ακόμη φορά την πηγή οριακά υπερ - Eddington.

5.4 Μοντέλο Σύγχροτρον Self Compton (SSC)

Στην περίπτωση αυτή θα προσπαθήσουμε να μοντελοποιήσουμε το φάσμα της περιοχής WK7.8 του πίδακα του κβάζαρ PKS 0637 - 752 και πάλι στα πλαίσια ενός λεπτονικού μοντέλου, δηλαδή δεχόμενοι ότι ο πίδακας αποτελείται από σχετικιστικά ηλεκτρόνια. Τα ηλεκτρόνια αυτά, μέσω της ακτινοβολίας σύγχροτρον εκπέμπουν φωτόνια στα ράδιο και στο οπτικό μέρος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, ενώ μέσω της διαδικασίας σύγχροτρον Self Compton (SSC), σκεδάζουν φωτόνια που παράγονται μέσω της διαδικασίας σύγχροτρον, καθώς και φωτόνια του μικροκυματικού υποβάθρου, στις ακτίνες - X.

Στο προηγούμενο μοντέλο που περιγράψαμε, ένα τμήμα του φάσματος ερμηνεύεται μέσω της διαδικασίας σύγχροτρον ηλεκτρονίων, επομένως θα περίμενε κανείς και την εμφάνιση μιας SSC συνιστώσας σε αυτό. Καθώς όμως η ενεργειακή πυκνότητα των CMB φωτονίων είναι πιο σημαντική σε σχέση με εκείνη των σύγχροτρον φωτονίων, η

συνεισφορά της διαδικασίας σύγχροτρον Self Compton στο τελικό φάσμα είναι αμελητέα, όπως φαίνεται και στο σχήμα 5.5.



Σχήμα 5.4: Στα πλαίσια του EC/CMB μοντέλου η συνεισφορά της διαδικασίας σύγχροτρον Self Compton είναι αμελητέα.

Προκειμένου λοιπόν να ξεφύγουμε από τα πλαίσια του EC/CMB μοντέλου, θα πρέπει να θεωρήσουμε ότι η ενεργειακή πυκνότητα του εξωτερικού πεδίου φωτονίων¹ είναι αμελητέα σε σχέση με εκείνη των σύγχροτρον φωτονίων. Όπως αναφέραμε και στο προηγούμενο κεφάλαιο, στην περίπτωση που τα ηλεκτρόνια του πίδακα κινούνται σχετικιστικά με έναν μεγάλο παράγοντα Lorentz Γ , αντιλαμβάνονται μια πιο ενισχυμένη ενεργειακή πυκνότητα των εξωτερικών φωτονίων. Επομένως ένα πιθανό σενάριο θα ήταν να θεωρήσουμε ότι τα ηλεκτρόνια καθώς κινούνται κατά μήκος του πίδακα, σταδιακά χάνουν μέρος της αρχικής τους ενέργειας και δεν παραμένουν σχετικιστικά, σε αποστάσεις της τάξης των 100 kpc που βρίσκονται οι περιοχές εκπομπής ακτίνων - X που μελετάμε.

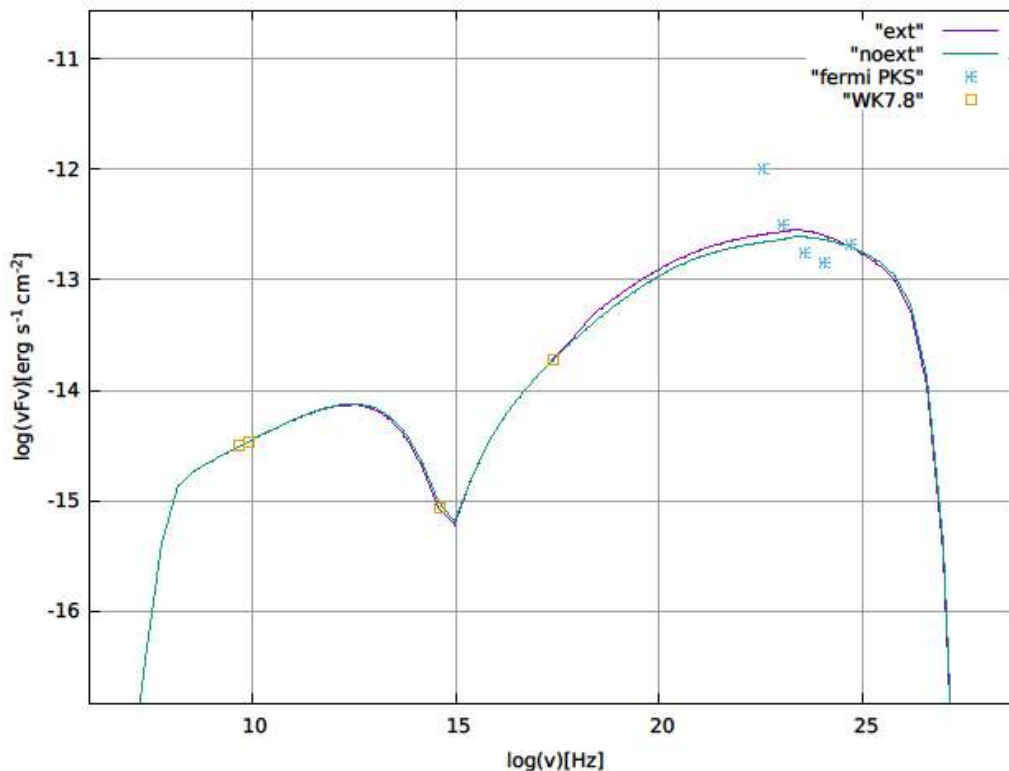
Στο κεφάλαιο 3 αναφερθήκαμε στην ενίσχυση Doppler, που παρουσιάζουν ορισμένα φυσικά μεγέθη που παρατηρούμε από τη Γη. Βασική προϋπόθεση για να παρατηρηθεί η ενίσχυση αυτή, είναι ένας σχετικιστικός πίδακας που η διεύθυνση διάδοσής του σχηματίζει μικρή γωνία σε σχέση με την ευθεία παρατήρησης. Στα πλαίσια του μοντέλου που εξετάζουμε, ο παράγοντας Lorentz Γ , των ηλεκτρονίων της εκροής, είναι της τάξης του 1 – 2, γεγονός που συνεπάγεται σύμφωνα με τη σχέση 3.76, ότι και ο παράγοντας Doppler θα είναι μικρός (της τάξης του $\sim \frac{1}{\Gamma}$).

¹ Η ενεργειακή πυκνότητα του εξωτερικού πεδίου φωτονίων εισάγεται στον αριθμητικό κώδικα, σε αδιάστατη μορφή, μέσω της σχέσης 5.7.

Οι παράμετροι με τις οποίες πέτυχε η αναπαραγωγή του φάσματος με τη χρήση του αριθμητικού κώδικα (Mastichiadis and Kirk, 1995) είναι οι κατώθι:

ΠΙΝΑΚΑΣ 5

Ακτίνα πηγής R (cm)	10^{22}
Μαγνητικό Πεδίο B (G)	$2.8 * 10^{-6}$
Παράγοντας Doppler δ	0.5
Παράγοντας Lorentz Γ	1.3
Κλίση νόμου δύναμης	2.6
$\log \gamma_{min}$	3.4
$\log \gamma_{max}$	6.5
$\log(l_e)$	-3.15
$l_{ext,photons}$	$4.1 * 10^{-8}$

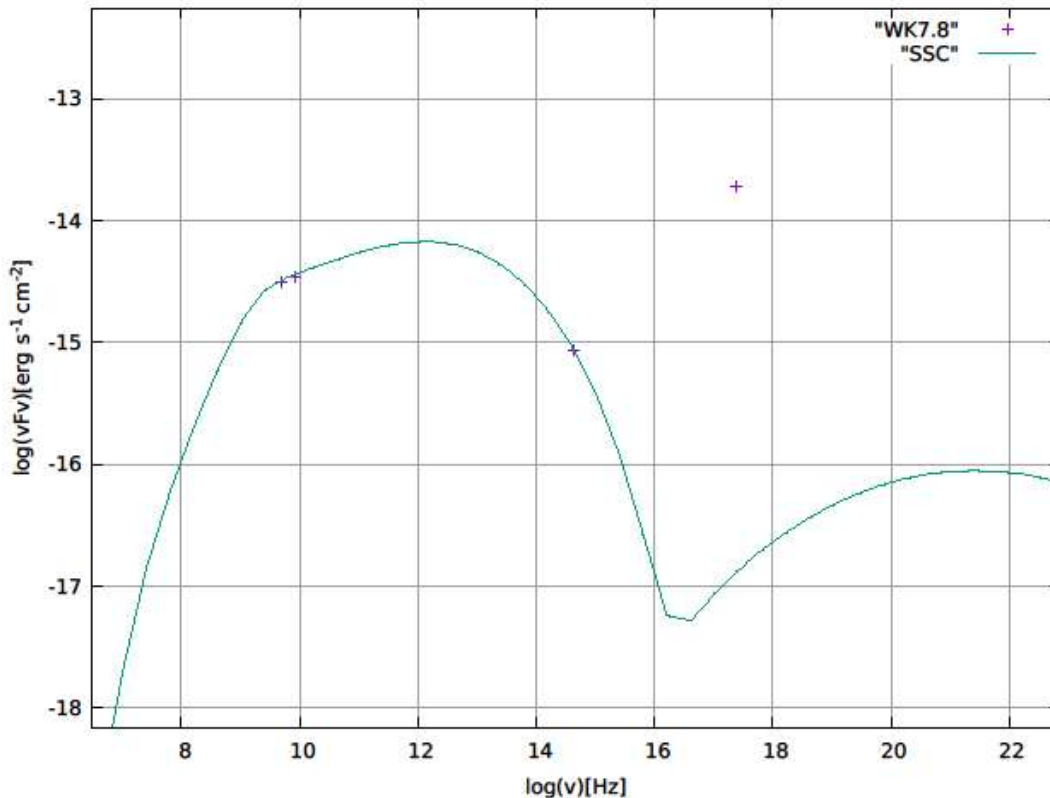


Σχήμα 5.5: Μοντελοποίηση του φάσματος της περιοχής WK7.8 του πίδακα του κβάζαρ PKS 0637 - 752. Οι τιμές των παραμέτρων αναγράφονται στον πίνακα 5. Η μωβ γραμμή αντιστοιχεί στην μοντελοποίηση του φάσματος στην περίπτωση που έχουμε λάβει υπόψιν και τα φωτόνια του μικροκυματικού υποβάθρου, ενώ η γαλάζια γραμμή αντιστοιχεί στην περίπτωση που τα φωτόνια τα οποία σκεδάζονται μέσω αντιστρόφου σκεδασμού είναι εκείνα που παράγονται μέσω σύγχροτρον. Τα γαλάζια σημεία πάνω δεξιά είναι τα άνω όρια του Fermi /LAT (από Meyer et al.2015).

Συμπεράσματα

Σύμφωνα με το μαγνητικό πεδίο που χρησιμοποιήσαμε, η ενεργειακή του πυκνότητα ανέρχεται στα $3 * 10^{-13} \text{ erg/s}$, ενώ η ενεργειακή πυκνότητα των ηλεκτρονίων στα $5 * 10^{-7} \text{ erg/s}$. Το γεγονός αυτό συνεπάγεται άμεσα ένα βασικό μειονέκτημα του μοντέλου, που είναι η μεγάλη απόκλιση από την ισοκατανομή ενέργειας, μεταξύ μαγνητικού πεδίου και ύλης. Στην περίπτωση ισοκατανομής ενέργειας η αναμενόμενη συνεισφορά της SSC συνιστώσας στη ροή ακτίνων - X είναι περίπου τρεις τάξεις μεγέθους κάτω από τις παρατηρήσεις, όπως φαίνεται και στο παρακάτω σχήμα 5.7.

Μια από τις παραμέτρους που χρειάστηκε να εισάγουμε στον κώδικα προκειμένου να μοντελοποιήσουμε το φάσμα των ακτίνων - X ήταν η συμπαγότητα των ηλεκτρονίων, $l_e = -3.15$. Η τιμή αυτή αντιστοιχεί σε λαμπρότητα ηλεκτρονίων της τάξης $L_e = 3.2 * 10^{48} \text{ erg/s}$, ενώ η ισχύς ολόκληρου του πίδακα, αγγίζει την τιμή $L_{jet} = 8 * 10^{48} \text{ erg/s}$. Συγκρίνοντας την ισχύ του πίδακα με τη λαμπρότητα Eddington της κεντρικής πηγής, την οποία είχαμε υπολογίσει $L_{Edd} = 6.5 * 10^{46} \text{ erg/s}$, προκύπτει ότι η πηγή είναι υπερ - Eddington ($L_{jet} = 120 L_{Edd}$).



Σχήμα 5.6: Το μοντέλο SSC στα πλαίσια ισοκατανομής ενέργειας μεταξύ μαγνητικού πεδίου και ύλης. Η τιμή του μαγνητικού πεδίου είναι $B_{eq} = 10^{-4} \text{ G}$. Όπως φαίνεται από το σχήμα το μοντέλο αποτυγχάνει να ερμηνεύσει τη ροή ακτίνων - X που λαμβάνουμε.

Να σημειώσουμε ότι ένα εξίσου πιθανό σενάριο με το προηγούμενο, είναι ο πίδακας να σχηματίζει μεγάλη γωνία σε σχέση με την ευθεία παρατήρησης καθώς και να παραμένει σχετικιστικός. Στην περίπτωση αυτή τα ηλεκτρόνια και πάλι

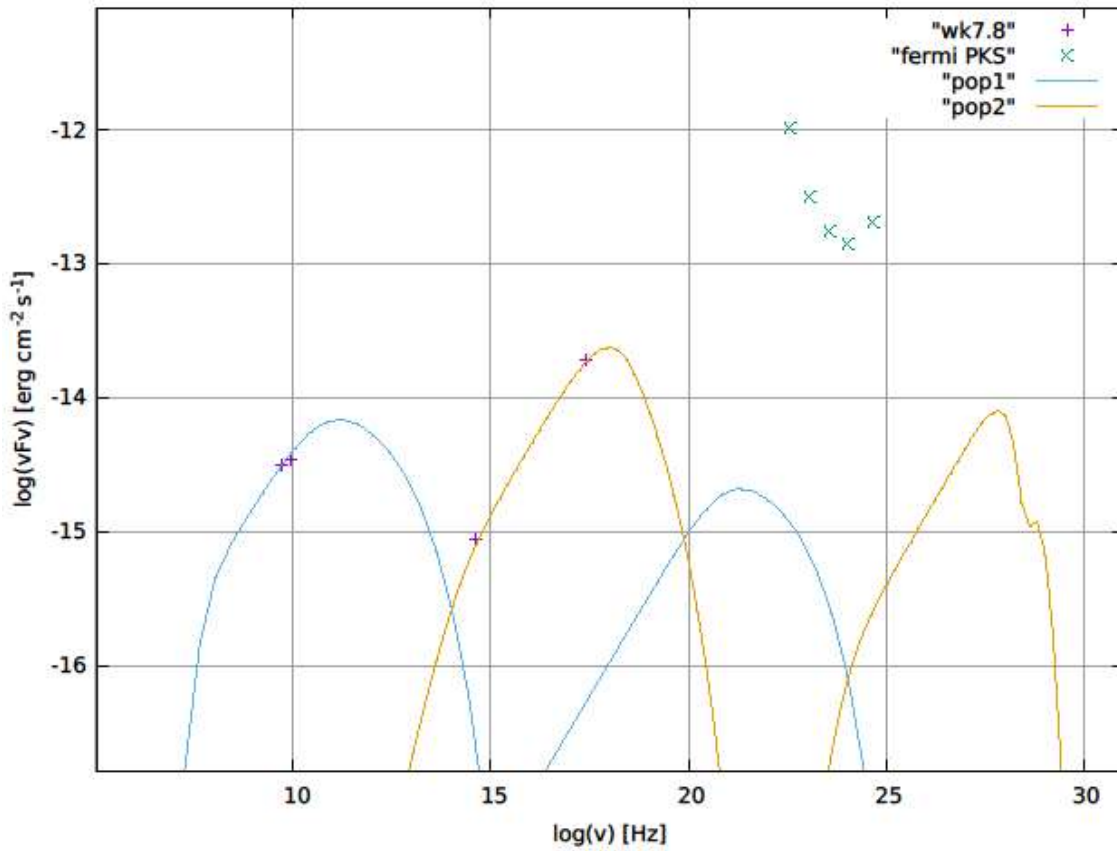
αντιλαμβάνονται ένα ενισχυμένο εξωτερικό πεδίο φωτονίων, όμως λόγω της μεγάλης γωνίας ισχύει η σχέση $\delta \sim \frac{1}{\Gamma}$ και για έναν παράγοντα Lorentz μεγαλύτερο, η ροή των φωτονίων εμφανίζεται, σε έναν παρατηρητή στη Γη, ακόμη πιο απενισχυμένη. Το μαγνητικό πεδίο που απαιτείται οδηγεί σε καλύτερη ισοκατανομή ενέργειας σε σχέση με το πρώτο σενάριο, εντούτοις, απαιτείται και μεγαλύτερη ενεργειακή πυκνότητα των ηλεκτρονίων προκειμένου να καταφέρουμε να μοντελοποιήσουμε το φάσμα του πίδακα του κβάζαρ, αυξάνοντας περαιτέρω τις ενεργειακές απαιτήσεις του πίδακα.

5.5 Μοντέλο Δύο Πρωτογενών Πληθυσμών Ηλεκτρονίων

Στο μοντέλο αυτό θεωρούμε ότι στην πηγή μας συνυπάρχουν χωρικά δύο πληθυσμοί ηλεκτρονίων διαφορετικών ενεργειών. Ο πρώτος αποτελείται από σχετικιστικά ηλεκτρόνια με παράγοντα Lorentz από $\gamma_{min} = 20$ μέχρι $\gamma_{max} = 10^5$ και είναι υπεύθυνος για την παραγωγή των ραδιο - φωτονίων, ενώ ο δεύτερος από ηλεκτρόνια υψηλότερης ενέργειας με παράγοντα Lorentz από $\gamma_{min} = 2.5 * 10^7$ μέχρι $\gamma_{max} = 10^8$, ο οποίος παράγει τα φωτόνια του οπτικού μέρους του φάσματος καθώς και τις ακτίνες - Χ. Στα πλαίσια όμως ενός καθαρά λεπτονικού μοντέλου, η ύπαρξη του δεύτερου πληθυσμού ηλεκτρονίων φαντάζει δύσκολη, όχι όμως και αδύνατη. Η προέλευσή του θεωρείται ότι οφείλεται σε έναν διαφορετικό μηχανισμό επιτάχυνσης σε σχέση με εκείνον που εκπέμπει τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια. Εντούτοις είναι δύσκολο να φανταστούμε έναν τόσο αποδοτικό μηχανισμό επιτάχυνσης.

ΠΙΝΑΚΑΣ 6

Ακτίνα πηγής $R (cm)$	10 ²²	
Μαγνητικό Πεδίο $B (G)$	5 * 10 ⁻⁵	
Παράγοντας Doppler δ	5	
Παράγοντας Lorentz Γ	5	
Κλίση νόμου δύναμης	Ηλεκτρόνια 1^{ου} πληθυσμού	Ηλεκτρόνια 2^{ου} πληθυσμού
	2	2.7
logγ_{min}	Ηλεκτρόνια 1^{ου} πληθυσμού	Ηλεκτρόνια 2^{ου} πληθυσμού
	1.3	7.4
logγ_{max}	Ηλεκτρόνια 1^{ου} πληθυσμού	Ηλεκτρόνια 2^{ου} πληθυσμού
	5	8
log(l_e)	Ηλεκτρόνια 1^{ου} πληθυσμού	Ηλεκτρόνια 2^{ου} πληθυσμού
	-9.55	-9.6



Σχήμα 5.9: Αναπαραγωγή του φάσματος PKS 0637 - 752 χρησιμοποιώντας δύο πληθυσμούς ηλεκτρονίων, διαφορετικών ενεργειών, οι οποίοι συνυπάρχουν χωρικά. Η μωβ γραμμή αντιστοιχεί στον πιο χαμηλοενεργειακό πληθυσμό, ενώ η μπλε στα δευτερογενή ηλεκτρόνια. Η πηγή έχει ακτίνα $R = 10^{22} \text{ cm}$, το μαγνητικό πεδίο είναι $B = 5 * 10^{-5} \text{ G}$. Η ενέργεια του πρώτου πληθυσμού ηλεκτρονίων κυμαίνεται από $\gamma_{min} = 20$ μέχρι $\gamma_{max} = 10^5$, ενώ του δεύτερου από $\gamma_{min} = 2.5 * 10^7$ μέχρι $\gamma_{max} = 10^8$. Η κλίση του νόμου δύναμης είναι για τον πρώτο πληθυσμό, $p_1 = 2$, ενώ για τον δεύτερο, $p_2 = 2.7$. Η αναπαραγωγή έγινε με τη χρήση του αριθμητικού κώδικα (Mastichiadis and Kirk, 1995).

Συμπεράσματα

Σύμφωνα με το μαγνητικό πεδίο που χρησιμοποιήσαμε η ενεργειακή πυκνότητα του μαγνητικού πεδίου ανέρχεται στα $\sim 10^{-10} \text{ erg/cm}^3$, η ενεργειακή πυκνότητα του πρώτου πληθυσμού ηλεκτρονίων στα $1.6 * 10^{-11} \text{ erg/cm}^3$, ενώ του δεύτερου πληθυσμού ηλεκτρονίων στα $1.8 * 10^{-14} \text{ erg/cm}^3$. Μέσω της συμπαγότητας των ηλεκτρονίων που εισαγάγαμε στον κώδικα, μέσω της σχέσης 5.5, μπορούμε να υπολογίσουμε τη λαμπρότητα των δύο ξεχωριστών πληθυσμών. Για τον πρώτο η λαμπρότητα ανέρχεται στα $L_{e,1} = 1.3 * 10^{42} \text{ erg/s}$ ενώ για τον δεύτερο ανέρχεται στα $L_{e,2} = 9.2 * 10^{41} \text{ erg/s}$. Για να υπολογίσουμε τη συνολική ισχύ του πίδακα μπορούμε να αγνοήσουμε την ενεργειακή πυκνότητα του δεύτερου πληθυσμού ηλεκτρονίων, καθώς είναι τρεις τάξεις μεγέθους μικρότερη από τον πρώτο. Επομένως,

προκύπτει $L_{jet} = 3.8 * 10^{46} \text{ erg/s}$. Συγκρίνοντας την τιμή αυτή με τη λαμπρότητα Eddington της κεντρικής πηγής, $L_{Edd} = 6.5 * 10^{46} \text{ erg/s}$, παρατηρούμε ότι είναι αποδεκτή.

5.6 Μοντέλο Ακτινοβολίας Σύγχροτρον Πρωτονίων

Ένα ακόμη πιθανό σενάριο παραγωγής των ακτίνων - X από τον μεγάλης κλίμακας πίδακα του ραδιο - ισχυρού κβάζαρ PKS 0637 - 752 που μελετήσαμε, είναι ο μηχανισμός ακτινοβολίας σύγχροτρον πρωτονίων. Αυτή τη φορά μοντελοποιήσαμε το φάσμα της περιοχής WK8.9 του πίδακα, η οποία βρίσκεται σε ακόμη πιο εξωτερικό τμήμα του. Στο αδρονικό αυτό μοντέλο, τα πιο χαμηλοενεργειακά φωτόνια παράγονται μέσω του μηχανισμού σύγχροτρον ηλεκτρονίων, ενώ οι ακτίνες - X, μέσω της διαδικασίας σύγχροτρον πρωτονίων.

Καθώς τα σχετικιστικά πρωτόνια δύναται ταυτόχρονα να αλληλεπιδράσουν με τα φωτόνια του μικροκυματικού υποβάθρου, εξετάζουμε την περίπτωση συνεισφοράς στο τελικό φάσμα, δευτερογενών ηλεκτρονίων που παράγονται μέσω των φωτοαδρονικών αλληλεπιδράσεων, φωτοπαραγωγής ζεύγους και φωτοπαραγωγής πιονίων.

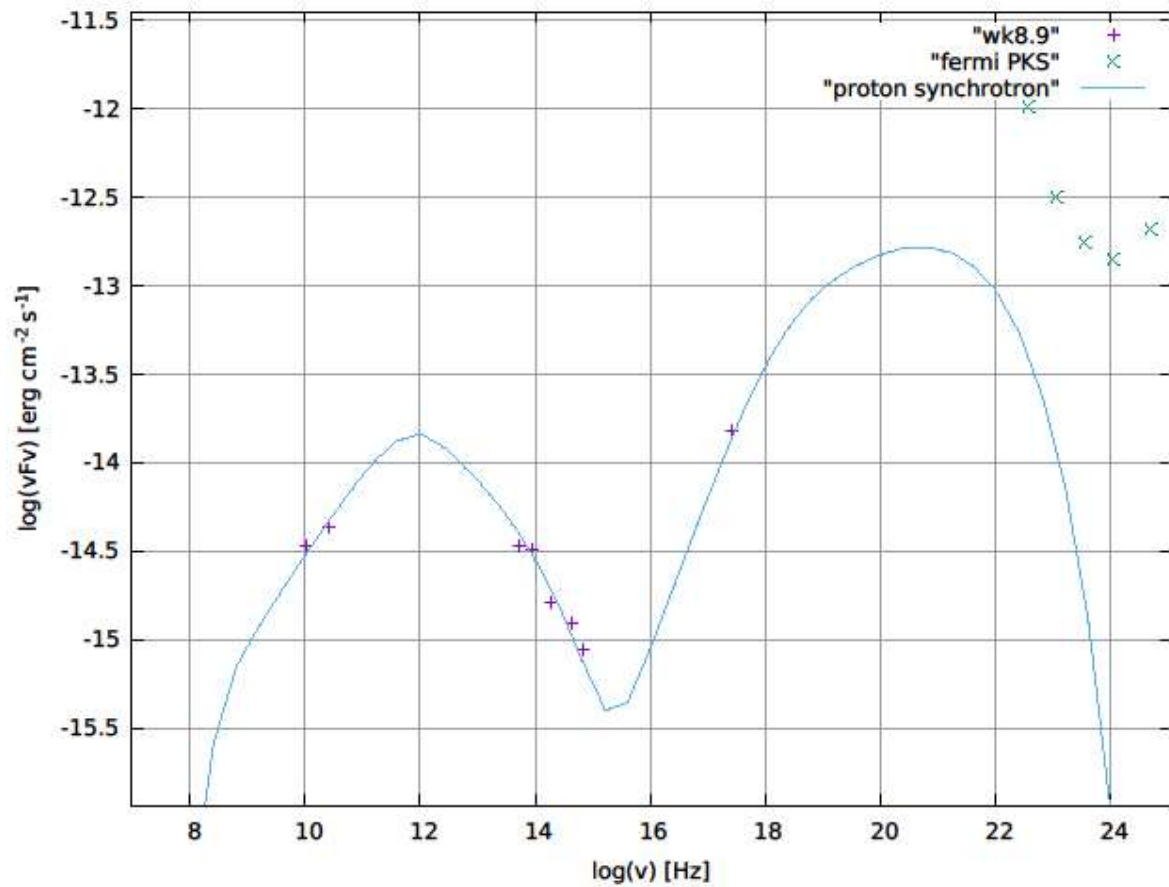
Στο προηγούμενο κεφάλαιο είδαμε ότι ένα βασικό χαρακτηριστικό του μοντέλου, είναι το ισχυρό μαγνητικό πεδίο² που απαιτείται, ώστε να καταφέρουν τα πρωτόνια να επιταχυνθούν αρκετά προκειμένου να ακτινοβολήσουν στις συχνότητες που θέλουμε. Όσον αφορά στον πίδακα θεωρούμε ότι είναι σχετικιστικός με έναν παράγοντα Lorentz Γ καθώς και ότι σχηματίζει μικρή γωνία σε σχέση με την ευθεία παρατήρησης. Στην περίπτωση αυτή, όπως και στα πλαίσια του EC/CMB μοντέλου, η ενίσχυση Doppler κάνει την εμφάνισή της με τον παράγοντα Doppler να κυμαίνεται στην ίδια τιμή με τον παράγοντα Lorentz.

Οι παράμετροι των ηλεκτρονίων και πρωτονίων που χρησιμοποιήσαμε στο μοντέλο αυτό αναγράφονται στον πίνακα 7.

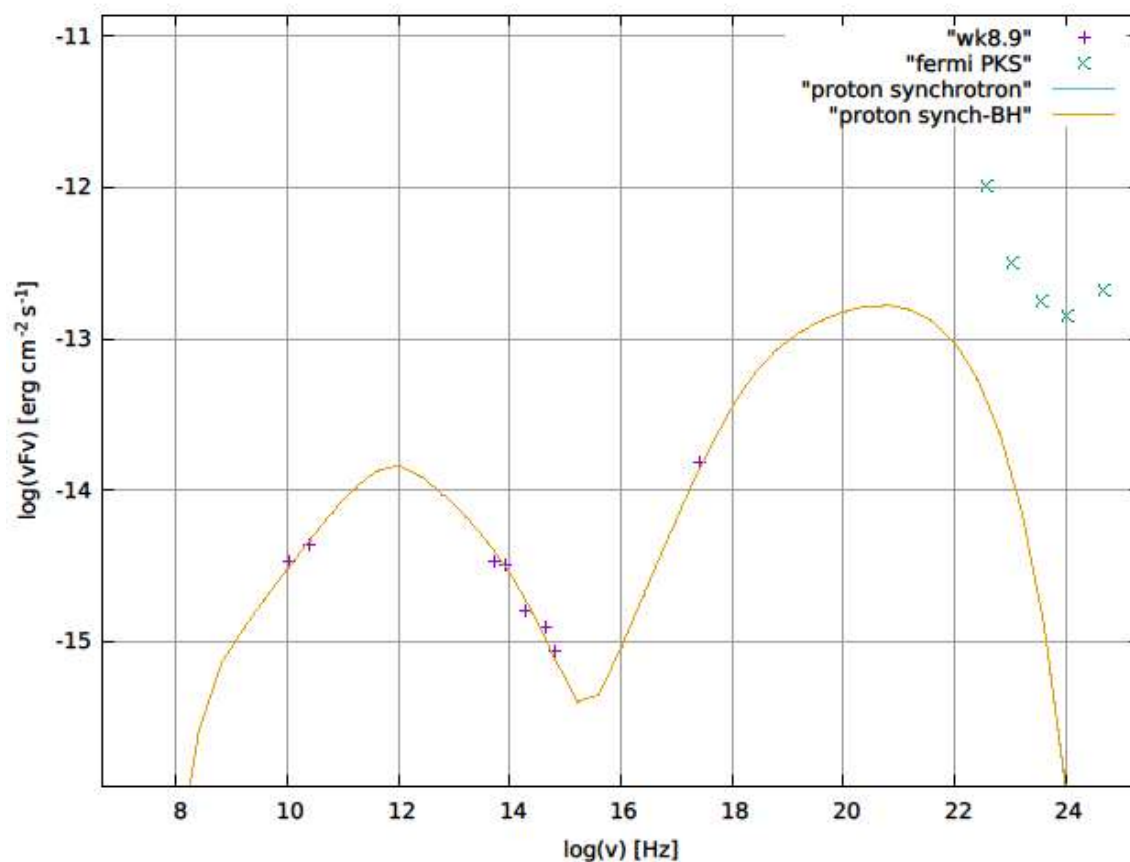
ΠΙΝΑΚΑΣ 7

Ακτίνα πηγής $R \text{ (cm)}$	10 ²¹	
Μαγνητικό Πεδίο $B \text{ (G)}$	0.3	
Παράγοντας Doppler δ	8	
Παράγοντας Lorentz Γ	8	
Κλίση νόμου δύναμης	ηλεκτρόνια	πρωτόνια
	2.4	1.3
$\log \gamma_{min}$	ηλεκτρόνια	πρωτόνια
	2.4	6
$\log \gamma_{max}$	ηλεκτρόνια	πρωτόνια
	3.7	9
$\log(l_e)$	ηλεκτρόνια	πρωτόνια
	-9.6	-11.6

² Της τάξης $B \geq 1 \text{ mG}$



Σχήμα 5.7: Μοντελοποίηση του φάσματος της περιοχής WK8.9 του πίδακα του κβάζαρ PKS 0637 - 752 στα πλαίσια του αδρονικού μοντέλου, ακτινοβολίας σύγχροτρον πρωτονίων, χωρίς τη συνεισφορά των φωτοαδρονικών αλληλεπιδράσεων. Η μοντελοποίηση έγινε για τις τιμές παραμέτρων που αναγράφονται στον πίνακα 7.



Σχήμα 5.8: Μοντελοποίηση του φάσματος της περιοχής WK8.9 του πίδακα του κβάζαρ PKS 0637 – 752 στα πλαίσια του αδρονικού μοντέλου, ακτινοβολίας σύγχροτρον πρωτονίων, έχοντας συμπεριλάβει τη συνεισφορά στο τελικό φάσμα από τα δευτερογενή ηλεκτρόνια που παράγονται μέσω της φωτοαδρονικής αλληλεπίδρασης φωτοπαραγωγής ζεύγους. Όπως φαίνεται στο σχήμα η συνεισφορά της είναι αμελητέα.

Συμπεράσματα

Σύμφωνα με το μαγνητικό πεδίο που χρησιμοποιήσαμε η ενεργειακή του πυκνότητα υπολογίζεται στα $3.6 \cdot 10^{-3} \text{ erg/cm}^3$, ενώ η ενεργειακή πυκνότητα των ηλεκτρονίων και πρωτονίων είναι $5.7 \cdot 10^{-15} \text{ erg/cm}^3$ και $3 \cdot 10^{-10} \text{ erg/cm}^3$ αντίστοιχα. Είναι προφανές ότι καθώς το μοντέλο ξεφεύγει πολύ από τα πλαίσια της ισοκατανομής ενέργειας μεταξύ μαγνητικού πεδίου και ύλης, φαντάζει απίθανο.

Όπως αναφέραμε παραπάνω, τα ενεργητικά πρωτόνια του μοντέλου μας δύναται να αλληλεπιδράσουν με τα φωτόνια του μικροκυματικού υποβάθρου, η ενέργεια των οποίων είναι της τάξης των $7 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$, στην περίπτωση που ικανοποιείται η σχέση κατωφλίου 3.69. Σύμφωνα με αυτήν, ο ελάχιστος παράγοντας Lorentz των πρωτονίων προκειμένου να πραγματοποιηθεί η φωτοπαραγωγή ζεύγους είναι $\gamma_{min,p} \geq 7 \cdot 10^8$ ενώ για τη φωτοπαραγωγή πιονίων είναι $\gamma_{min,p} \geq 10^{11}$. Καθώς ο παράγοντας Lorentz των πρωτονίων που χρησιμοποιήθηκε στο μοντέλο αυτό κυμαίνεται μεταξύ $\gamma_{min} = 10^6 \leq$

$\gamma_p \leq \gamma_{max} = 10^9$, η διαδικασία Bethe - Heitler λαμβάνει χώρα και παράγεται ένας δευτερογενής πληθυσμός ηλεκτρονίων ο οποίος όμως, όπως φαίνεται και στο σχήμα 5.8, δεν συνεισφέρει στο τελικό φάσμα.

Με βάση τις τιμές της συμπαγότητας των ηλεκτρονίων και πρωτονίων που εισαγάγαμε στον κώδικα, η λαμπρότητά τους υπολογίζεται στα $L_e = 10^{41} \text{ erg/s}$ και $L_p = 2 * 10^{42} \text{ erg/s}$ αντίστοιχα. Η συνολική ισχύς του πίδακα υπολογίζεται μέσω της σχέσης,

$$L_{jet} = \pi R^2 \Gamma^2 c (\hat{u}_e + \hat{u}_p + u_B) \cong \pi R^2 \Gamma^2 c u_B \cong 2 * 10^{52} \text{ erg/s}$$

Μια τιμή σαν την παραπάνω είναι απαγορευτική, καθώς η ισχύς ακόμη και των πιο ισχυρών ενεργών γαλαξιών θεωρείται ότι είναι της τάξης των 10^{48} erg/s .

5.7 Σύγκριση των Μοντέλων

Ο σκοπός της παρούσας διπλωματικής εργασίας ήταν η ερμηνεία της παραγωγής των ακτίνων - X και η μοντελοποίηση του φάσματος του πίδακα του ραδιο - ισχυρού κβάζαρ, PKS 0637 - 752. Στην προσπάθειά μας αυτή εξετάσαμε τόσο λεπτονικά όσο και αδρονικά μοντέλα. Πιο συγκεκριμένα στην περίπτωση των λεπτονικών μελετήσαμε το EC/CMB μοντέλο, το μοντέλο σύγχροτρον Self Compton, το μοντέλο δύο πρωτογενών πληθυσμών ηλεκτρονίων καθώς και το μοντέλο σύγχροτρον πρωτονίων.

Όλα τα μοντέλα εμφανίζουν ταυτόχρονα πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα. Σκοπός μας ήταν να τα αναλύσουμε, με στόχο να καταφέρουμε να αποφανθούμε για το ποιος από τους τέσσερεις μηχανισμούς, μοντελοποιεί το φάσμα του πίδακα με τον καλύτερο δυνατό τρόπο, ενώ ταυτόχρονα, οι φυσικές παράμετροι που εισάγονται είναι μεταξύ των επιτρεπτών ορίων. Οι τιμές των παραμέτρων που χρησιμοποιήσαμε σε καθένα από αυτά καθώς και ορισμένα βασικά φυσικά μεγέθη που υπολογίσαμε, αναγράφονται στον παρακάτω συγκεντρωτικό πίνακα.

Βασιζόμενοι στα ανωτέρω αποτελέσματα, το αδρονικό μοντέλο σύγχροτρον πρωτονίων είναι το λιγότερο πιθανό που θα μπορούσε να ερμηνεύσει την παραγωγή των ακτίνων - X, που λαμβάνουμε από τον πίδακα του κβάζαρ PKS 0637 - 752. Ο πιο βασικός λόγος είναι η υπερβολικά μεγάλη ισχύς του πίδακα που προκύπτει ($\sim 10^{52} \text{ erg/s}$). Επιπλέον συγκρίνοντας τις τιμές των ενεργειακών πυκνοτήτων, του μαγνητικού πεδίου και των πρωτονίων, παρατηρούμε ότι τα σχετικιστικά σωματίδια έχουν μια ενεργειακή πυκνότητα αρκετές τάξεις μεγέθους μικρότερη σε σχέση με εκείνη του μαγνητικού πεδίου.

Όσον αφορά στο μοντέλο σύγχροτρον Self Compton, και εκείνο φαντάζει λιγότερο πιθανό λόγω της μεγάλης απόκλισης από την ισοκατανομή ενέργειας μεταξύ μαγνητικού πεδίου και σχετικιστικών σωματιδίων. Επιπροσθέτως οι τιμές των φυσικών παραμέτρων που χρησιμοποιήσαμε προκειμένου να καταφέρουμε να μοντελοποιήσουμε το φάσμα του πίδακα, οδηγούν στο γεγονός ότι η πηγή μας υπερβαίνει τη λαμπρότητα Eddington κατά έναν πολύ μεγάλο παράγοντα ($L_{jet} = 120 L_{Edd}$)

Συγκεντρωτικός Πίνακας Παραμέτρων

Παράμετροι	EC/CMB	SSC	Δύο Πρωτογενείς Πληθυσμοί Ηλεκτρονίων		Σύγχροτρον Πρωτονίων	
			1 ^{ος}	2 ^{ος}	e	p
Ακτίνα πηγής R (cm)	10^{22}	10^{22}	10^{22}		10^{21}	
Μαγνητικό Πεδίο B (G)	$1.3 * 10^{-5}$	$2.8 * 10^{-6}$	$5 * 10^{-5}$		0.3	
Παράγοντας Doppler δ	10	0.5	5		8	
Παράγοντας Lorentz Γ	10	1.3	5		8	
Κλίση νόμου δύναμης	2.7	2.6	1 ^{ος}	2 ^{ος}	e	p
			2	2.7	2.4	1.3
$\log \gamma_{min}$	1.3	3.4	1 ^{ος}	2 ^{ος}	e	p
			1.3	7.4	2.3	6
$\log \gamma_{max}$	5.8	6.5	1 ^{ος}	2 ^{ος}	e	p
			5	8	3.7	9
$\log(l_e)$	-6.6	-3.15	1 ^{ος}	2 ^{ος}	-9.6	
			-9.5	-9.6		
$\log(l_p)$	-	-	-		-11.6	
u_B (erg/cm ³)	$6.7 * 10^{-12}$	$3 * 10^{-13}$	10^{-10}		$3.6 * 10^{-3}$	
u_e (erg/cm ³)	$1.74 * 10^{-10}$	$5 * 10^{-7}$	1 ^{ος}	2 ^{ος}	$5.7 * 10^{-15}$	
			$1.6 * 10^{-11}$	$1.8 * 10^{-14}$		
u_p (erg/cm ³)	-	-	-		$3 * 10^{-10}$	
L_{jet} (erg/s)	$1.69 * 10^{47}$	$8 * 10^{48}$	$3.8 * 10^{46}$		$2 * 10^{52}$	

Τα εναπομείναντα μοντέλα λοιπόν, που θα μπορούσαν να ερμηνεύσουν την παραγωγή των ακτίνων - X σε μια τόσο μεγάλη απόσταση από το κέντρο του κβάζαρ είναι το EC/CMB ή το μοντέλο σύγχροτον δύο πρωτογενών πληθυσμών ηλεκτρονίων. Το τελευταίο μοντέλο παρουσιάζει δύο πολύ βασικά πλεονεκτήματα σε σχέση με τα δύο προηγούμενα μοντέλα. Όπως φαίνεται και από τον συγκεντρωτικό πίνακα, η ισοκατανομή ενέργειας σαφώς επιτυγχάνεται σε μεγαλύτερο βαθμό σε σχέση με τα παραπάνω μοντέλα που αποκλείσαμε. Επίσης η συνολική απαιτούμενη ενέργεια του πίδακα προκύπτει χαμηλότερη σε σχέση με τη λαμπρότητα Eddington της κεντρικής πηγής. Εντούτοις δεν είναι δυνατόν να παραβλέψουμε ένα πολύ βασικό μειονέκτημα. Η ύπαρξη ενός δεύτερου πληθυσμού ηλεκτρονίων, υψηλών ενεργειών, είναι μια αυθαίρετη υπόθεση η οποία δεν δύναται να υποστηριχθεί θεωρητικά. Η ύπαρξή του συνεπάγεται την ύπαρξη ενός πολύ αποδοτικού μηχανισμού επιτάχυνσης, χάρη στον οποίο τα ηλεκτρόνια του δεύτερου πληθυσμού θα αποκτούσαν τις υψηλές ενέργειες που έχουμε υποθέσει ότι έχουν. Παρόλα αυτά είναι δύσκολο να φανταστούμε έναν τόσο αποδοτικό μηχανισμό.

Το τελευταίο μοντέλο που έμεινε να αποφανθούμε αν είναι ικανό να ερμηνεύσει την εκπομπή των ακτίνων - X είναι το EC/CMB. Να υπενθυμίσουμε ότι τα δύο βασικά χαρακτηριστικά του μοντέλου αυτού είναι η μικρή γωνία που σχηματίζει ο πίδακας σε σχέση με την ευθεία παρατήρησης και το γεγονός ότι παραμένει σχετικιστικός και σε μεγάλες αποστάσεις. Βασιζόμενοι σε αυτά τα χαρακτηριστικά προκύπτει ότι η ενεργειακή πυκνότητα των CMB φωτονίων είναι αρκετά σημαντική ώστε, μέσω του αντιστρόφου σκεδασμού Compton, να παραχθούν οι ακτίνες - X που συλλέγουμε. Καθώς τα δύο αυτά βασικά σημεία του μοντέλου πηγάζουν από το γεγονός ότι έχει παρατηρηθεί υπέρφωτη κίνηση κοντά στη βάση του πίδακα, δύσκολα αμφισβητούνται. Επιπροσθέτως, εφ' όσον στις παρατηρήσεις του εν λόγω κβάζαρ, διακρίνεται μόνο ένας πίδακας³, επιβεβαιώνεται η υπόθεση περί μικρής γωνίας παρατήρησης και σχετικιστικού πίδακα. Όσον αφορά στην επίτευξη της ισοκατανομής ενέργειας μεταξύ μαγνητικού πεδίου και σχετικιστικών σωματιδίων, επιτυγχάνεται σε μεγαλύτερο βαθμό σε σχέση με τα δύο πρώτα μοντέλα, αλλά και πάλι υπάρχει μια απόκλιση σχεδόν δύο τάξεων. Στην περίπτωση που δεν απαιτούμε αυστηρά την ισοκατανομή ενέργειας⁴, οι ενεργειακές πυκνότητες του μαγνητικού πεδίου και των ηλεκτρονίων που προκύπτουν, είναι αποδεκτές. Ένα μειονέκτημα που εμφανίζει το μοντέλο EC/CMB είναι ότι η ισχύς του πίδακα που απαιτείται καθιστά την κεντρική πηγή οριακά υπερ - Eddington. Το πρόβλημα αυτό θα μπορούσε ίσως να ξεπεραστεί υποθέτοντας ότι στο κέντρο του κβάζαρ υπάρχει μια μελανή οπή ελαφρώς μεγαλύτερης μάζας σε σχέση με εκείνη της βιβλιογραφίας⁵, της τάξης των $\geq 1.5 * 10^9$ ηλιακών μαζών. Το βασικότερο όμως πρόβλημα με το οποίο έρχεται αντιμέτωπο το μοντέλο αυτό είναι η πρόβλεψη παραγωγής ακτίνων - γ , οι οποίες όταν τέθηκε το Fermi/LAT σε λειτουργία το 2008, δεν κατάφερε να τις ανιχνεύσει.

³ γεγονός που σημαίνει ότι κατά πάσα πιθανότητα ο αντιδιαμετρικός του πίδακας σχηματίζει πολύ μεγάλη γωνία σε σχέση με την ευθεία παρατήρησης και απενισχύεται.

⁴ και σε μια τόσο μεγάλη απόσταση από το κέντρο του κβάζαρ, ίσως είναι λογικό να μην ικανοποιείται τόσο αυστηρά η υπόθεση της ισοκατανομής της ενέργειας.

⁵ Στη βιβλιογραφία η μάζα της μελανής οπής του PKS 0637 - 752 είναι της τάξης των $5 * 10^8$ ηλιακών μαζών.

Κεφάλαιο 6

Συμπεράσματα

Όταν το 1999 τέθηκε σε λειτουργία το Chandra X – Ray Observatory, μας αποκάλυψε μια πληθώρα πίδακων μεγάλης κλίμακας που εκπέμπουν στις ακτίνες – X¹. Στους μη ευθυγραμμισμένους FRI και FRII ραδιογαλαξίες, καθώς και σε ορισμένα BL Lacs, η μοντελοποίηση του πολυκυματικού φάσματος επιτυγχάνεται με το λεπτονικό μοντέλο ακτινοβολίας σύγχροτρον. Εν αντιθέσει με τις παραπάνω πηγές, η ροή των ακτίνων – X που παρατηρείται από τους ισχυρούς και εκτεταμένους πίδακες των FSRQs, είναι αρκετές τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη σε σχέση με εκείνη του οπτικού μέρους του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, γεγονός που οδηγεί στην απόκλιση ενός απλού μοντέλου και ταυτόχρονα στην αναζήτηση άλλων.

Στην παρούσα εργασία έγινε η προσπάθεια μοντελοποίησης του φάσματος του εκτεταμένου πίδακα του ραδιο – ισχυρού κβάζαρ PKS 0637 – 752. Μελετήθηκαν τα λεπτονικά μοντέλα EC/CMB, σύγχροτρον Self Compton και ακτινοβολία σύγχροτρον από δύο ξεχωριστούς πρωτογενείς πληθυσμούς ηλεκτρονίων, καθώς και το αδρονικό μοντέλο σύγχροτρον πρωτονίων.

Η μοντελοποίηση του φάσματος ήταν επιτυχής και με τα τέσσερα μοντέλα. Εντούτοις το αδρονικό μοντέλο σύγχροτρον πρωτονίων και το λεπτονικό μοντέλο σύγχροτρον Self Compton, τα αποκλείουμε καθώς μας οδηγούν σε μεγάλη απόκλιση από την ισοκατανομή ενέργειας μεταξύ μαγνητικού πεδίου και σχετικιστικών σωματιδίων, ενώ παράλληλα καθιστούν την ισχύ του πίδακα πλάσματος υπέρ Eddington, γεγονός που είναι απαγορευτικό από τις αρχές της φυσικής. Το μοντέλο ακτινοβολίας σύγχροτρον από δύο πρωτογενείς πληθυσμούς ηλεκτρονίων, ενώ πλεονεκτεί ως προς το γεγονός ότι καθιστά την ισχύ του πίδακα υπό Eddington, το αποκλείουμε καθώς δεν μπορεί να υποστηριχθεί θεωρητικά η ύπαρξη του δεύτερου, πιο ενεργητικού πληθυσμού ηλεκτρονίων. Όσον αφορά στο EC/CMB μοντέλο, σύμφωνα με τα αποτελέσματα του πέμπτου κεφαλαίου, επιτυγχάνεται καλύτερη ισοκατανομή ενέργειας σε σχέση με τα δύο πρώτα μοντέλα που αποκλείσαμε. Επιπροσθέτως, η ισχύς του πίδακα προκύπτει οριακά υπερ Eddington ($L_{jet} = 2.8 L_{Edd}$) γεγονός όμως που θα μπορούσε να ξεπεραστεί εάν υποθέσουμε ότι η μάζα της μελανής οπής του κβάζαρ είναι κατά έναν παράγοντα 3 μεγαλύτερη από την τιμή που αναφέρεται στην εργασία των Liu et al. 2006. Το μεγαλύτερο πρόβλημα του εν λόγω μοντέλου είναι η μη ανίχνευση των ακτίνων – γ που προβλέπει ότι παράγονται. Σύμφωνα με τους Lucchini et al. 2017, το πρόβλημα αυτό μπορεί να ξεπεραστεί στην περίπτωση που υποθέσουμε ότι τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια του πίδακα υπόκεινται και σε αδιαβατικές απώλειες λόγω εκτόνωσης της πηγής. Καθώς η έκδοση του αριθμητικού κώδικα με την οποία εκπονήθηκε η εργασία δεν υποστηρίζει την εκτόνωση του σφαιρικού θύλακα πλάσματος, για μια πλήρη μελέτη του μοντέλου θα πρέπει να εξεταστεί και η περίπτωση αυτή, με τον τροποποιημένο αριθμητικό κώδικα των Mastichiadis and Kirk.

¹ Ένας πλήρης κατάλογος των πηγών αυτών μπορεί να βρεθεί στη διεύθυνση <https://hea-www.harvard.edu/XJET/>.

Παράρτημα Α'

Φυσικές Σταθερές

Το σύστημα μονάδων που χρησιμοποιήθηκε στην εργασία είναι το cgs. Στον παρακάτω πίνακα αναγράφονται ορισμένες τιμές των φυσικών σταθερών του συστήματος.

ΣΥΜΒΟΛΟ	ΟΝΟΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ ΣΤΑΘΕΡΑΣ	ΤΙΜΗ
c	Ταχύτητα φωτός	$2.997925 * 10^{10} \text{ cm/sec}$
σ_T	Ενεργός διατομή Thomson	$0.665245 * 10^{-24} \text{ cm}^2$
e	Φορτίο ηλεκτρονίου	$4.80325 * 10^{-10} \text{ esu}$
h	Σταθερά Planck	$6.625 * 10^{-27} \text{ erg sec}$
G	Σταθερά παγκόσμιας έλξης	$6.6732 * 10^{-8} \text{ cm}^{-3} \text{ g}^{-1} \text{ sec}^{-2}$
m_e	Μάζα ηλεκτρονίου	$9.10956 * 10^{-28} \text{ g}$
m_p	Μάζα πρωτονίου	$1.672614 * 10^{-24} \text{ g}$
eV	ηλεκτρονιοβόλτ	$1.602192 * 10^{-12} \text{ erg}$
k_B	Σταθερά Boltzmann	$1.38062 * 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$
pc	παρσέκ	$3.0856 * 10^{18} \text{ cm}$
M_\odot	Μάζα της γης	$5.977 * 10^{27} \text{ g}$

Παράρτημα Β'

Κινητικές Εξισώσεις

Ας υποθέσουμε ότι ένας πληθυσμός ηλεκτρονίων υψηλής ενέργειας και δεδομένης κατανομής, εγχέεται σε μια συγκεκριμένη περιοχή, όγκου V . Στην περίπτωση που η περιοχή αυτή είναι γεμάτη με ένα μαγνητικό πεδίο και ένα πεδίο φωτονίων είναι παρών, τα ηλεκτρόνια δύναται να χάσουν μέρος της ενέργειάς τους είτε μέσω της διαδικασίας σύγχροτρον, είτε μέσω του αντιστρόφου σκεδασμού Compton. Τίθεται λοιπόν το πρόβλημα της χρονικής εξέλιξης του αρχικού πληθυσμού σωματιδίων που εισάγαμε στην πηγή μας. Επιπλέον, η αρχική κατανομή μπορεί να επηρεαστεί και μέσω άλλων μηχανισμών απώλειας ενέργειας¹. Επομένως προκειμένου να υπολογίσουμε τη συνάρτηση κατανομής των ηλεκτρονίων, σαν πρώτο βήμα θα πρέπει να γνωρίζουμε επακριβώς όλους αυτούς τους δυνατούς τρόπους με τους οποίους μπορούν να χάσουν μέρος της αρχικής τους ενέργειας. Εξίσου σημαντικό είναι να γνωρίζουμε και όλους τους δυνατούς τρόπους με τους οποίους εισάγονται και επιταχύνονται τα σωματίδια στην πηγή μας.

Συνεπώς, ένας απλός τρόπος να μοντελοποιήσουμε την εκπομπή ακτινοβολίας που παρατηρούμε από μια πηγή είναι, όπως αναφέραμε παραπάνω, να υπολογίσουμε τη συνάρτηση κατανομής των σωματιδίων που περιέχει. Για να το κάνουμε αυτό, ουσιαστικά χρειάζεται να λύσουμε την εξίσωση συνέχειας, η οποία ακολουθεί την εξέλιξη των σωματιδίων στην πηγή και περιέχει όρους που περιγράφουν τους μηχανισμούς απώλειας ενέργειας των σωματιδίων και όρους που περιγράφουν τον τρόπο εισαγωγής τους στην πηγή. Στην γενική της μορφή η εξίσωση συνέχειας γράφεται ως,

$$\frac{\partial n_i(\gamma_i, t)}{\partial t} = Q_i + L_i$$

όπου Q_i είναι ο ρυθμός παραγωγής/έγχυσης των σωματιδίων στην πηγή, L_i ο ρυθμός απώλειας ενέργειας/δραπέτευσης των σωματιδίων και $n_i(\gamma_i, t)$ η αριθμητική τους κατανομή συναρτήσει του παράγοντα Lorentz γ . Ο δείκτης i μπορεί να αναφέρεται σε πρωτόνια (p), ηλεκτρόνια/ποζιτρόνια (e), νετρίνα (ν) και νετρόνια (n).

Η παραπάνω εξίσωση συμπληρώνεται με μια αντίστοιχη κινητική εξίσωση για τα φωτόνια

$$\frac{\partial n_\gamma(\epsilon, t)}{\partial t} + \frac{n_\gamma(\epsilon, t)}{t_{esc}} = Q_\gamma + L_\gamma$$

όπου και πάλι ο όρος Q_γ αναφέρεται στο ρυθμό παραγωγής φωτονίων και ο όρος L_γ αναφέρεται στο ρυθμό καταστροφής/δραπέτευσής τους. Το t_{esc} είναι ο χρόνος δραπέτευσης των φωτονίων από την πηγή ο οποίος ορίζεται ως R/c , με R την ακτίνα της πηγής.

Το ζεύγος των δύο αυτών εξισώσεων μπορεί να γίνει αρκετά περίπλοκο αναλόγως το πρόβλημα που μελετάμε την εκάστοτε φορά. Μια απλή περίπτωση είναι η ακόλουθη.

¹ Εάν για παράδειγμα η αρχική περιοχή διαστέλλεται, τότε τα σωματίδια θα ψύχονται και εξαιτίας αδιαβατικών απωλειών.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = Q_0 \gamma^{-s} - \frac{4}{3} \sigma_T c \left(\frac{U_B}{m_e c^2} \right) \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^2 n_e)$$

Η παραπάνω εξίσωση αφορά σε έναν πληθυσμό ηλεκτρονίων, με μια κατανομή νόμου δύναμης μεταξύ ενεργειών γ_{min} και γ_{max} , που εγχέεται σε μια σφαιρική περιοχή ακτίνας R στην οποία ένα μαγνητικό πεδίο B είναι παρών. Τα ηλεκτρόνια αυτά υπόκεινται σε απώλειες σύγχροτρον οι οποίες περιγράφονται από τον δεύτερο όρο του δεύτερου μέλους της εξίσωσης. Q_0 είναι ο ρυθμός έγχυσης των ηλεκτρονίων στην πηγή. Χρησιμοποιώντας σαν μονάδα μέτρησης του χρόνου το χρόνο διάσχισης της πηγής, $t_{cross} = R/c$ και εισάγοντας την έννοια της μαγνητικής συμπαγότητας,

$$l_b = \sigma_T R \left(\frac{U_B}{m_e c^2} \right)$$

η παραπάνω εξίσωση μπορεί να πάρει τη μορφή,

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \hat{Q}_0 \gamma^{-s} - \frac{4}{3} l_b \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^2 n_e)$$

με $\hat{Q}_0 = Q_0 \frac{R}{c}$.

Στην περίπτωση που τα ηλεκτρόνια είχαν αρκετό χρόνο ώστε να ψυχθούν και με παράγοντα Lorentz μεταξύ των τιμών $\gamma_{br} < \gamma < \gamma_{max}$, η λύση της παραπάνω διαφορικής εξίσωσης δίνεται από τη σχέση,

$$n_e(\gamma, t) = \frac{3\hat{Q}_0}{4l_b(s-1)\gamma^2} [\gamma^{-(s-1)} - \gamma_{max}^{-(s-1)}]$$

Βιβλιογραφία

F. A. Aharonian. Proton-synchrotron radiation of large-scale jets in active galactic nuclei. *Astron. Soc.* 332, 215 – 230 (2002). doi: 10.1046/j.1365 – 8711.2002.05292.x

A.Atoyan and D. Dermer. Synchrotron Versus Compton Interpretations for Extended X - Ray Jets. *Astrophys. J.* 613:151 – 158, Sept. 2004. doi: 10.1086/422499

G. R. Blumenthal and R. J. Gould. Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases. *Reviews of Modern Physics*, 42: 237-271, 1970. doi: 10.1103/RevModPhys.42.237.

P. Breiding, E. T. Meyer, M. Georganopoulos, M. E. Keenan, N. S. DeNigris, and J.Hewitt. Fermi Non-Detections of Four X-ray Jet Sources and Implications for the IC/CMB Mechanism. *Astro – ph. GA. Nov.* 2017. arXiv: 1710.04250v3

C.L.Carilli, R.A. Perley, N.Bartel and B. Sorathia. The jet in Cygnus A. January 1996, ADS, 1996, ASPC/100/287C

A. Celotti and A.C. Fabian. The kinetic Power and Luminosity of parsec – scale radio jets – an argument of heavy jets. *KNUDSEN*, January 1993. doi: 10.1093/mnras/264.1.228

G. Chartas, D. M. Worrall, M. Birkinshaw, M. Cresitello-Dittmar, W. Cui, K. K. Ghosh, D. E. Harris, E. J. Hooper, D. L. Jauncey, D.-W. Kim, J. Lovell, S. Mathur, D. A. Schwartz, S. J. Tingay, S. N. Virani, And B. J. Wilkes. The Chandra X-Ray Observatory Resolves The X-Ray Morphology And Spectra Of a Jet in PKS 0637 – 752. *Astrophys. J.* 542:655 – 666, Oct. 2000. doi: 10.1086/317049

S. Dimitrakoudis, A Mastichiadis, R. J. Protheroe and A. Reimer. The time – dependent one – zone hadronic model, First principles. *A&A* 546, A 120 (2012). doi: 10.1051/0004 – 6361/201219770

M. Georganopoulos and D. Kazanas. Decelerating Flows in TeV Blazars: A Resolution to the BL Lacertae-FR I Uni_cation Problem. , 594:L27 – L30, Sept. 2003. doi: 10.1086/378557.

G. Giovannini. Observational Properties of Jets in Active Galactic Nuclei. *Astroph. Space Sci.* 293 (2004) 1-13 June 2004. doi: 10.1023/B:ASTR.0000044647.04235.d4

K. I. Kellermann, J. J. Condon, A. E. Kimball, R. A. Perley and Z. Ivezić. Radio Loud and Radio Quiet QSOs. *Astro – ph. GA*, August 2016. doi: 10.3847/0004-637X/831/2/168

D. Kazanas, K. Fukumura, E. Behar, I. Contopoulos and C. Shrader. Toward a Unified AGN Structure. *Astro – ph. HE*, June 2012 arXiv: 1206.5022

Masaaki Kusunose and Fumio Takahara. A Photo – Hadronic Model of the Large-Scale Jet of PKS 0637-752. *Astrophys. J.* 835:20 (7pp), Jan 2017. doi: 10.3847/1538 – 4357/835/1/20

- M. Lucchini¹, F. Tavecchio and G. Ghisellini. Revisiting the EC/CMB model for extragalactic large scale jets. *Astro – ph. HE*. Dec. 2016. doi: 10.1093/mnras/stw3316
- A. Mastichiadis and J. G. Kirk. Self-consistent particle acceleration in active galactic nuclei. , 295:613, Mar. 1995.
- A. Mastichiadis, R. J. Protheroe, and J. G. Kirk. I. Effects of Bethe – Heitler pair production. *A&A* 433, 765–776 (2005) doi: 10.1051/0004-6361:20042161
- K. T. Mehta, M. Georganopoulos, E. S. Perlman, C. A. Padgett, and G. Chartas. HST observations of the quasar PKS 0637-752: equipartition electron-proton jet from the most complete spectral coverage to date. *Astrophys. J.* 690:1706 – 1714, 2009. doi: 10.1088/0004 – 637X/690/2/1706
- Eileen T. Meyer, Peter Breiding, Markos Georganopoulos, Ivan Oteo, Martin A. Zwaan, Robert Laing, Leith Godfrey, and R. J. Ivison. New Alma And FERMI/LAT Observations of the Large-Scale Jet of PKS 0637-752 Strengthen the Case Against the IC/CMB Model. *Astro – ph. HE*, Feb. 2017. doi: 10.3847/2041 – 8213/835/2/L35
- Eileen T. Meyer, Markos Georganopoulos, William B. Sparks, Leith Godfrey, James E. J. Lovell, and Eric Perlman. Ruling Out IC/CMB X-rays in PKS 0637-752 and the Implications for TeV Emission from Large-Scale Quasar Jets. *Astrophys. J.* 805:154 (8pp), June 2015. doi: 10.1088/0004 – 637X/805/2/154
- P. Padovani¹ and P. Giommi. A sample-oriented catalogue of BL Lacertae objects. *KNUDSEN; NED*, April 1995. doi: 10.1093/mnras/277.4.1477
- M. Petropoulou and A. Mastichiadis. Bethe – Heitler emission in BL Lacs: filling the gap between X – rays and γ – rays. *MNRAS* 447, 36 – 48 (2015).doi: 10.1093/mnras/stu2364
- G. E. Romero, M. Boettcher, S. Marko, F. Tavecchio. Relativistic Jets in Active Galactic Nuclei and Microquasars. *Astro – ph. HE*, November 2016. arXiv: 1611.09507v1
- G. B. Rybicki and A. P. Lightman. *Radiative Processes in Astrophysics*. June 1986.
- C. Sauty, K. Tsinganos and E. Trussoni. Jet Formation and Collimation in AGN and μ -Quasars. *Lect. Notes Phys.* 589 (2002) 41, August 2001. arXiv:astro – ph/0108509
- R. M. Sambruna, L. Maraschi, F. Tavecchio, C. M. Urry, C. C. Cheung, G. Chartas, R. Scarpa and J. K. Gambill. A survey of extended radio jets in AGN with Chandra and HST: First Results. *Astro – ph.* January 2002. doi: 10.1086/339859
- R. M. Sambruna, D. Donato, C. C. Cheung, F. Tavecchio and L. Maraschi. A kiloparsec – scale X – ray jet in the BL Lac source S5 2007+777. *Astrophys. J.* September 2008. 684:862 – 869
- D. A. Schwartz, H. L. Marshall, J. E. J. Lovell, B. G. Piner, S. J. Tingay, M. Birkinshaw, G. Chartas, M. Elvis, E. D. Feigelson, K. K. Ghosh, D. E. Harris, H. Hirabayashi, E. J. Hooper, D. L. Jauncey, K. M. Lanzetta, S. Mathur, R. A. Preston, W. H. Tucker, S. Virani, B. Wilkes, and D. M. Worrall. Chandra Discovery of a 100 Kiloparsec X-ray Jet in PKS 0637 – 752. *Astrophys. J.* 540:69 – 72, Sept. 2000. doi: 10.1086/312875

D.A. Schwartz, H.L. Marshall, B.P. Miller, D.M. Worrall, M. Birkinshaw, J.E.J. Lovell, D.L. Jauncey, E.S. Perlman, D.W. Murphy, R.A. Preston. Chandra Observations of X-ray jet structure on kpc to Mpc scales. 461 – 465, 2003. doi: 10.1016/S1387 – 6473 (03)00072

F. Tavecchio, L. Maraschi, R. M. Sambruna, C. M. Urry, C. C. Cheung, J. K. Gambill and R. Scarpa. Jets From Subparsec To Kiloparsec Scales: a Physical Connection. *Astrophys. J.* October 2004. 614: 64 – 68

F. Tavecchio¹ and L. Maraschi, R. M. Sambruna, C. M. Urry, C. C. Cheung, J. K. Gambill, R. Scarpa. Jets From Subparsec to Kiloparsec Scales: a Physical Connection. *Astrophys. J.* 614:64 – 68, Oct. 2004. doi: 10.1086/422985

C. M. Urry and P. Padovani. Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei, 107: 803, Sept. 1995. doi: 10.1086/133630.

C. M. Urry. AGN Unification: An Update. *Astro – ph.* December 2003. arXiv: astro – ph/0312545

A. S. Wilson & E. J. M. Colbert. The Difference Between Radio – Loud And Radio-Quiet Active Galaxies. *Astrophys. J.* 438 (1995) 62-71. August 1994. doi: 10.1086/175054

N. Yadav, A. R., S. Chakraborti, C. Stockdale, P. Chandra, R. Smith, R. Roy, S. Bose, V. Dwarkadas, F. Sutaria & D. Pooley. Electron cooling in a young Radio Supernova: SN 2012aw. *Astro – ph. HE.* Jan. 2014. doi: 10.1088/0004 – 637X/782/1/30