

Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών
Τμήμα Φυσικής
Τομέας Αστροφυσικής, Αστρονομίας & Μηχανικής

Εκλάμψεις ακτίνων X και γ από επιτάχυνση και ακτινοβολία φορτίων σε πίδακες ενεργών γαλαξιών

Διδακτορική διατριβή του
Κώστα Μωραΐτη

Αθήνα 2012

Σχολή Θετικών Επιστημών
Τμήμα Φυσικής
Δ.Δ.Φ.Ε. Αστροφυσικής, Αστρονομίας & Μηχανικής

Εκλάμψεις ακτίνων X και γ από επιτάχυνση και ακτινοβολία φορτίων σε πίδακες ενεργών γαλαξιών

Κωνσταντίνος Μωραΐτης
Α.Μ. 2004504

Επταμελής Επιτροπή

Απόστολος Μαστιχιάδης, Αναπληρωτής Καθηγητής (Επιβλέπων)
Κανάρης Τσίγκανος, Καθηγητής (Τριμελής Επιτροπή)
Νεκτάριος Βλαχάκης, Επίκουρος Καθηγητής (Τριμελής Επιτροπή)
Νίκος Κυλάφης, Καθηγητής
Δέσποινα Χατζηδημητρίου, Αναπληρώτρια Καθηγήτρια
Ιωάννης Γεωργαντόπουλος, Διευθυντής Ερευνών
Θεοχάρης Αποστολάτος, Επίκουρος Καθηγητής

Αθήνα 2012

Περιεχόμενα

1	Εισαγωγή	1
1.1	Είδη ενεργών γαλαξιών	2
1.2	Φυσικά χαρακτηριστικά ενεργών γαλαξιών	5
1.3	Μοντέλο ενοποίησης ενεργών γαλαξιών	7
1.4	Παρατηρήσεις blazar	10
1.5	Μοντέλα blazar	13
2	Διαδικασίες ακτινοβολίας	23
2.1	Ακτινοβολία synchrotron	23
2.2	Αντίστροφος σκεδασμός Compton	26
2.3	Ακτινοβολία SSC	33
2.4	Απορρόφηση φωτονίου–φωτονίου	35
3	Επιτάχυνση Fermi	39
3.1	Βασικές παραδοχές	40
3.2	Μικροσκοπική περιγραφή	41
3.3	Μακροσκοπική περιγραφή	45
4	Εκλάμψεις ακτίνων X	49
4.1	Το μοντέλο επιτάχυνσης	50
4.2	Το φάσμα σταθερής κατάστασης	54
4.3	Χρονο-εξαρτώμενη συμπεριφορά	60
4.4	Ασυνεχείς μεταβολές	64
4.4.1	Μεταβολή του χρόνου επιτάχυνσης	65
4.4.2	Μεταβολή του χρόνου απόδρασης	69
4.4.3	Μεταβολή του ρυθμού έγχυσης	70
4.4.4	Μεταβολή του μαγνητικού πεδίου	71
4.4.5	Ταυτόχρονη μεταβολή του χρόνου επιτάχυνσης και του χρόνου απόδρασης	73
4.5	Συνεχείς μεταβολές	74
4.5.1	Μεταβολή του ρυθμού έγχυσης	75
4.5.2	Μεταβολή του χρόνου απόδρασης	80
4.5.3	Μεταβολή του χρόνου επιτάχυνσης	84

4.5.4	Μεταβολή του μαγνητικού πεδίου	87
4.5.5	Ταυτόχρονη μεταβολή του χρόνου επιτάχυνσης και του χρόνου απόδρασης	89
4.5.6	Γενικές παρατηρήσεις	91
4.6	Εφαρμογή στον ενεργό γαλαξία 1ES 1218+304	92
5	Εκλάμψεις ακτίνων X και γ – Περίπτωση EC	99
5.1	Πεδίο φωτονίων	99
5.2	Μαγνητικό πεδίο	103
5.3	Το πολυκυματικό φάσμα	105
5.4	Οι εκλάμψεις	114
6	Εκλάμψεις ακτίνων X και γ – Περίπτωση SSC	123
6.1	Η σημασία του SSC στους ενεργούς γαλαξίες	123
6.2	Χρονο-εξαρτώμενη ακτινοβολία SSC	125
6.3	Εφαρμογή στον ενεργό γαλαξία Mrk 501	128
7	Επίλογος	133
A'	Οι φυσικές σταθερές	137
B'	Μετασχηματισμός Lorentz σε τυχαία διεύθυνση	139
Γ'	Γενική λύση της εξίσωσης συνέχειας	141
Δ'	Δίσκοι προσαύξεσης	143
	Βιβλιογραφία	147

Κατάλογος σχημάτων

1.1	Η ταξινόμηση των ενεργών γαλαξιών	3
1.2	Ο ραδιογαλαξίας Cyg A	4
1.3	Η κοινά αποδεκτή εικόνα ενός ενεργού γαλαξία	8
1.4	Το μοντέλο ενοποίησης των ενεργών γαλαξιών	9
1.5	Ο ουρανός στις υψηλές ενέργειες	10
1.6	Η ακολουθία των blazar	11
1.7	Η καμπύλη φωτός του Mrk 421 στις ακτίνες X	12
1.8	Το διάγραμμα φασματικού δείκτη-ροής του Mrk 421	14
1.9	Η καμπύλη φωτός του Mrk 501 στις ακτίνες γ	15
2.1	Η λαμπρότητα synchrotron ενός ηλεκτρονίου	25
2.2	Το φάσμα synchrotron μιας κατανομής ηλεκτρονίων	26
2.3	Η γεωμετρία του σκεδασμού Compton	27
2.4	Το φάσμα Compton ενός ηλεκτρονίου	30
2.5	Οι ενεργειακές απώλειες του σκεδασμού Compton	32
2.6	Το φάσμα Compton μιας κατανομής ηλεκτρονίων	34
2.7	Το φάσμα synchrotron και SSC	35
2.8	Η ενεργός διατομή της απορρόφησης φωτονίου–φωτονίου	37
4.1	Η γεωμετρία του μοντέλου επιτάχυνσης	51
4.2	Η εξέλιξη της μέγιστης ενέργειας των ηλεκτρονίων	55
4.3	Οι κατανομές και το φάσμα σταθερής κατάστασης	57
4.4	Η εξάρτηση των κατανομών και του φάσματος από t_a	59
4.5	Η εξάρτηση των κατανομών και του φάσματος από t_e	60
4.6	Η εξάρτηση των κατανομών και του φάσματος από B	61
4.7	Η εξάρτηση των κατανομών και του φάσματος από t_b	62
4.8	Το φάσμα και οι εκλάμψεις που παράγονται από τη μεταβολή τύπου σκαλοπάτι του t_a	68
4.9	Το φάσμα και οι εκλάμψεις που παράγονται από τη μεταβολή τύπου σκαλοπάτι του t_e	70
4.10	Το φάσμα και οι εκλάμψεις που παράγονται από τη μεταβολή τύπου σκαλοπάτι του Q_0	71
4.11	Το φάσμα και οι εκλάμψεις που παράγονται από τη μεταβολή τύπου σκαλοπάτι του B	73

4.12 Το φάσμα και οι εκλάμψεις που παράγονται από την ταυτόχρονη μεταβολή τύπου σκαλοπάτι των t_a, t_e	75
4.13 Η μεταβολή Lorentz	76
4.14 Οι εκλάμψεις που παράγονται από τη μεταβολή τύπου Lorentz του Q_0	76
4.15 Τα χαρακτηριστικά μεγέθη μιας έκλαμψης	77
4.16 Τα χαρακτηριστικά των εκλάμψεων του σχήματος 4.14	78
4.17 Η εξέλιξη της διαταραχής της κατανομής των ηλεκτρονίων στις δύο ζώνες, κατά τη μεταβολή του Q_0	79
4.18 Η εξάρτηση των χαρακτηριστικών των εκλάμψεων από το πλάτος w	81
4.19 Οι εκλάμψεις που παράγονται από τη μεταβολή τύπου Lorentz του t_e	82
4.20 Τα χαρακτηριστικά των εκλάμψεων του σχήματος 4.19	83
4.21 Η εξέλιξη της διαταραχής της κατανομής των ηλεκτρονίων στις δύο ζώνες, κατά τη μεταβολή του t_e	84
4.22 Η εξάρτηση των χαρακτηριστικών των εκλάμψεων από το πλάτος w	85
4.23 Η εξάρτηση των χαρακτηριστικών των εκλάμψεων από το πλάτος n	86
4.24 Οι εκλάμψεις που παράγονται από τη μεταβολή τύπου Lorentz του t_a	87
4.25 Τα χαρακτηριστικά των εκλάμψεων του σχήματος 4.24	88
4.26 Οι εκλάμψεις που παράγονται από τη μεταβολή τύπου Lorentz του B	89
4.27 Τα χαρακτηριστικά των εκλάμψεων του σχήματος 4.26	90
4.28 Οι εκλάμψεις που παράγονται από την ταυτόχρονη μεταβολή τύπου Lorentz των t_a, t_e	91
4.29 Τα χαρακτηριστικά των εκλάμψεων του σχήματος 4.28	92
4.30 Οι καμπύλες φωτός του IES 1218+304 στις ακτίνες X	94
4.31 Το φάσμα του IES 1218+304	95
4.32 Το ποσό σκληρής υστέρησης και ο λόγος ασυμμετρίας t_r/t_d	96
5.1 Η θερμοκρασία ενός λεπτού δίσκου	101
5.2 Η κατανομή των φωτονίων ενός δίσκου κατά μήκος του πίδακα	102
5.3 Η ενεργειακή πυκνότητα των φωτονίων του δίσκου προσαύξησης	104
5.4 Η ενεργειακή πυκνότητα των φωτονίων και του μαγνητικού πεδίου κατά μήκος του πίδακα	106
5.5 Η εξέλιξη της συνάρτησης κατανομής των ηλεκτρονίων	110
5.6 Στιγμιότυπα του πολυκυματικού φάσματος	111
5.7 Η εξέλιξη της συνάρτησης κατανομής των ηλεκτρονίων	114
5.8 Στιγμιότυπα του πολυκυματικού φάσματος	115
5.9 Οι εκλάμψεις στις ακτίνες X και στις ακτίνες γ	116
5.10 Εξάρτηση των εκλάμψεων από τη διάρκεια της διαταραχής	118
5.11 Εξάρτηση των εκλάμψεων από το ύψος της διαταραχής	119
5.12 Οι εκλάμψεις στις ακτίνες X και στις ακτίνες γ	120
5.13 Εξάρτηση των εκλάμψεων από το ύψος της διαταραχής	121
5.14 Εξάρτηση των εκλάμψεων από το πλάτος της διαταραχής	121
5.15 Εξάρτηση των εκλάμψεων από το χρόνο έναρξης της διαταραχής	121

6.1	Το φάσμα του Mrk 501	129
6.2	Η χρονική εξέλιξη της έκλαμψης σε υψηλές ενέργειες	131
6.3	Το διάγραμμα σκληρότητας-έντασης της έκλαμψης	132

Ευχαριστίες

Η εργασία αυτή δεν θα μπορούσε να γίνει χωρίς τη βοήθεια των ανθρώπων που αναφέρω παρακάτω. Πρώτον από όλους θα ήθελα να ευχαριστήσω τον υπεύθυνο καθηγητή μου Αναπληρωτή Καθηγητή Απόστολο Μαστιχιάδη για την πολυετή συνεργασία μας και για το ότι με μύησε στα μυστικά της Αστροφυσικής Υψηλών Ενεργειών. Επίσης, σημαντικό ρόλο έπαιζαν και τα άλλα δύο μέλη της συμβουλευτικής επιτροπής μου, Καθηγητής Κανάρης Τσίγκανος και Επίκουρος Καθηγητής Νεκτάριος Βλαχάκης.

Επειδή τίποτα δεν γίνεται χωρίς λεφτά, ευχαριστώ το Ίδρυμα Κρατικών Υποτροφιών για την τριετή οικονομική υποστήριξη κατά τα έτη 2006-2010. Επίσης, τον Ειδικό Λογαριασμό Κονδυλίων Έρευνας του Πανεπιστημίου Αθηνών για την εικοσάμηνη χρηματοδότησή μου κατά τα έτη 2004-2006, λόγω της συμμετοχής μου στο Ερευνητικό Πρόγραμμα ΠΥΘΑΓΟΡΑΣ με τίτλο ‘Έκροές Πλάσματος από Αστροφυσικούς Δίσκους Προσαύξησης’.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους ανθρώπους που συνέβαλλαν ηθικά στην ολοκλήρωση αυτής της εργασίας. Τους φίλους μου για το ενδιαφέρον τους, τα παιδιά από το γραφείο για την καλή παρέα, τους γονείς και τον αδερφό μου για την υποστήριξη καθ’ όλη τη διάρκεια των σπουδών μου και τη Μαρία για όλα αυτά μαζί και πολλά ακόμα.

Περίληψη

Στην εργασία αυτή μελετήθηκε η σχέση της χρονικά μεταβαλλόμενης, πολυκυματικής ακτινοβολίας των ενεργών γαλαξιών με τα χαρακτηριστικά της επιτάχυνσης των σωματιδίων που την παράγουν.

Για την περιγραφή της πολυκυματικής εκπομπής των ενεργών γαλαξιών αναπτύχθηκε ένα λεπτονικό μοντέλο δύο ζωνών. Σύμφωνα με αυτό, ηλεκτρόνια επιταχύνονται από ένα μη σχετικιστικό κρουστικό κύμα που κινείται κατά μήκος ενός πίδακα και στη συνέχεια εισέρχονται σε μια ευρύτερη περιοχή όπου χάνουν ενέργεια λόγω της ακτινοβολίας που εκπέμπουν. Η ενεργειακή κατανομή των ηλεκτρονίων στις δύο περιοχές προκύπτει από τη λύση δύο πεπλεγμένων κινητικών εξισώσεων και μέσω αυτής υπολογίζεται το εκπεμπόμενο φάσμα των φωτονίων. Οι διαδικασίες ακτινοβολίας που λήφθηκαν υπόψη είναι η ακτινοβολία synchrotron και ο αντίστροφος σκεδασμός Compton των φωτονίων του δίσκου προσαύξησης καθώς και των ίδιων των synchrotron φωτονίων.

Η παραγωγή εκλάμψεων και γενικότερα η μεταβλητότητα των ενεργών γαλαξιών αποδόθηκε στη χρονική μεταβολή των παραμέτρων του μοντέλου επιτάχυνσης, δηλαδή του ρυθμού έγχυσης σωματιδίων, των χρόνων επιτάχυνσης και απόδρασης και της έντασης του μαγνητικού πεδίου. Με τον τρόπο αυτό παράχθηκε μια μεγάλη ποικιλία εκλάμψεων, τόσο σε ακτίνες X όσο και στις ακτίνες γ , οι οποίες εξετάστηκαν ως προς το είδος και τα ποιοτικά χαρακτηριστικά τους.

Τα χαρακτηριστικά των εκλάμψεων στα οποία δόθηκε μεγαλύτερη έμφαση είναι το μέγεθος, η διάρκεια και η μορφή τους, καθώς και η εμφάνιση υστερήσεων μεταξύ υψίσυχνων και χαμηλόσυχνων εκλάμψεων. Επίσης, εξετάστηκε και η εξάρτηση αυτών των χαρακτηριστικών από τις παραμέτρους των αρχικών μεταβολών.

Τα αποτελέσματα αυτά συγκρίθηκαν με τις παρατηρούμενες εκλάμψεις δύο ενεργών γαλαξιών. Η μεταβολή του ρυθμού έγχυσης στον IES 1218+304 ήταν αρκετή για να αναπαραχθούν οι χρονικές διαφορές μεταξύ των μεγίστων των εκλάμψεων στα διαφορετικά ενεργειακά διαστήματα των ακτίνων X, καθώς και η μορφή των εκλάμψεων. Στην περίπτωση του ενεργού γαλαξία Mrk 501 χρειάστηκε μια συνδυασμένη μεταβολή όλων των παραμέτρων του μοντέλου για να εξηγηθεί η παρατηρούμενη χρονική διαφορά άφιξης μερικών λεπτών των φωτονίων ακτίνων γ .

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

Ένα από τα πλέον ενδιαφέροντα αστρονομικά φαινόμενα που ανέκλυψε στα μέσα του προηγούμενου αιώνα είναι οι ενεργοί γαλαξίες. Όπως υποδηλώνει και το όνομά τους, πρόκειται για γαλαξίες που παρουσιάζουν έντονη δραστηριότητα η οποία τους διαχωρίζει από τους κανονικούς γαλαξίες. Στους ενεργούς γαλαξίες απελευθερώνονται μεγάλα ποσά ενέργειας από μια πολύ μικρή περιοχή που εντοπίζεται στον πυρήνα τους και γι' αυτό ο όρος που χρησιμοποιείται είναι ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες (ΕΓΠ ή active galactic nuclei AGN). Έτσι, ένας ενεργός γαλαξίας είναι ένα κανονικός γαλαξίας συν τον ΕΓΠ και τα φαινόμενα που σχετίζονται με αυτόν.

Το φαινόμενο των ενεργών γαλαξιών είναι αρκετά σπάνιο στο κοντινό Σύμπαν και μάλιστα φαίνεται ότι στο παρελθόν ήταν πολύ πιο συχνό απ' ό τι σήμερα. Αυτό θα μπορούσε να σημαίνει είτε ότι οι ΕΓΠ είναι μία φάση που περνούν όλοι οι γαλαξίες είτε πιο απλά ότι είναι μια ξεχωριστή κατηγορία αντικειμένων. Οι ενδείξεις συγκλίνουν υπέρ της πρώτης άποψης καθώς σε πολλούς κανονικούς γαλαξίες, μεταξύ αυτών και ο δικός μας, έχει παρατηρηθεί ένα χαμηλό επίπεδο ενεργότητας.

Οι διεργασίες που συμβαίνουν στον πυρήνα ενός ενεργού γαλαξία είναι αρκετά βίαιες, αν αναλογιστεί κανείς ότι σε μια περιοχή όσο το Ηλιακό σύστημα παράγεται ισχύς πολλαπλάσια αυτής του γαλαξία μας. Όπως θα δούμε στη συνέχεια η πηγή του φαινομένου των ενεργών γαλαξιών είναι μια γιγαντιαία μελανή οπή που βρίσκεται στον πυρήνα τους.

Στην παράγραφο 1.1 θα εξετάσουμε τα διάφορα είδη των ενεργών γαλαξιών και τα χαρακτηριστικά που εμφανίζουν. Στην παράγραφο 1.2 θα δούμε τα φυσικά χαρακτηριστικά τους και στην 1.3 τον τρόπο με τον οποίο μπορούν να ενοποιηθούν. Τέλος, θα εστιάσουμε στην κατηγορία των blazar, που θα μας απασχολήσει κατά τη διάρκεια της εργασίας. Αρχικά θα δούμε στην παράγραφο 1.4 τις παρατηρήσεις των blazar, ενώ στην 1.5 θα εξετάσουμε τα διάφορα μοντέλα που εφαρμόζονται σε αυτά τα αντικείμενα.

1.1 Είδη ενεργών γαλαξιών

Οι ενεργοί γαλαξίες περιλαμβάνουν πολλές κατηγορίες αντικειμένων όπως φαίνεται στην αναλυτική ταξινόμησή του σχήματος 1.1. Η μεγάλη αυτή ποικιλία οφείλεται στις διαφορετικές μεθόδους παρατήρησης και στην πληθώρα των χαρακτηριστικών τους, ενώ όπως θα δούμε στη συνέχεια, στην πραγματικότητα λίγα είναι τα πράγματα που τους διαχωρίζουν. Οι ενεργοί γαλαξίες μπορούν να χωριστούν σε τέσσερις μεγάλες κατηγορίες ανάλογα με τη μορφολογία τους και τις παρουσιάζουμε με χρονολογική σειρά ανακάλυψης.

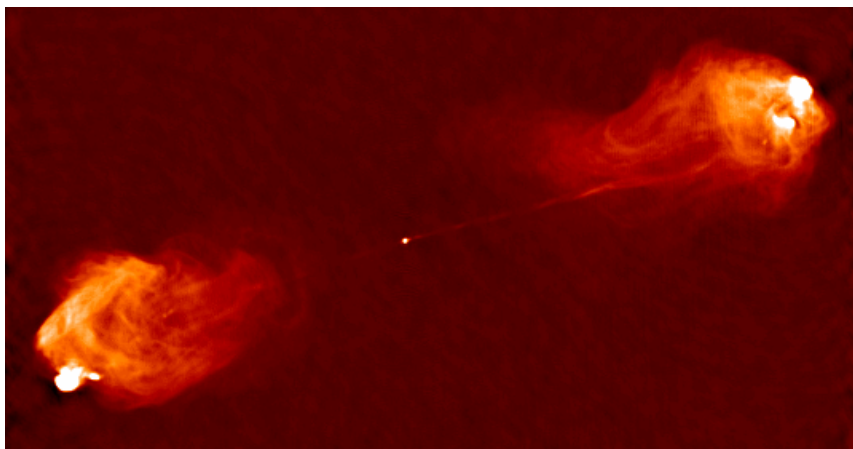
A. Γαλαξίες Seyfert

Η ιστορία των ενεργών γαλαξιών ξεκίνησε όταν ο Seyfert (1943) παρατήρησε μερικούς γαλαξίες με πολύ λαμπρούς πυρήνες που παρουσίαζαν πλατιές γραμμές εκπομπής έντονου ιονισμού. Οι γαλαξίες αυτοί ονομάστηκαν γαλαξίες Seyfert και είναι η πολυπληθέστερη ομάδα ΕΓΠ. Οι γαλαξίες Seyfert είναι σχετικά κοντινοί στη Γη, κατά κανόνα είναι σπειροειδείς, ενώ υποδιαιρούνται σε επιμέρους κατηγορίες ανάλογα με το πλάτος των γραμμών εκπομπής που έχουν. Οι Seyfert 1 στο ένα άκρο παρουσιάζουν και πλατιές και στενές γραμμές εκπομπής, οι Seyfert 2 στο άλλο άκρο έχουν μόνο στενές γραμμές εκπομπής, ενώ υπάρχουν και κάποιες ενδιάμεσες περιπτώσεις. Σε σχέση με τους κανονικούς γαλαξίες, οι Seyfert παρουσιάζουν έντονη εκπομπή στο μακρινό υπέρυθρο (FIR excess) και κάποιιο στο υπεριώδες (UV excess), μερικοί είναι πηγές ακτίνων X, ενώ οι περισσότεροι έχουν ασθενή ραδιο-εκπομπή. Επιπλέον, η ακτινοβολία τους εμφανίζει έντονες μεταβολές (της τάξης των ωρών), γεγονός που υποδηλώνει ότι η ενεργός περιοχή του πυρήνα τους πρέπει να έχει πολύ μικρό μέγεθος.

B. Ραδιογαλαξίες

Η ανάπτυξη της ραδιοαστρονομίας μετά το Β΄ Παγκόσμιο Πόλεμο οδήγησε στην ανακάλυψη μιας νέας κατηγορίας ενεργών γαλαξιών, τους ραδιογαλαξίες. Η πρώτη τέτοια πηγή και η πιο λαμπρή ακόμα και σήμερα είναι ο Κύκνος A (Cyg A), που φαίνεται στο σχήμα 1.2. Στο κέντρο της ραδιο-εικόνας είναι ο ΕΓΠ και εκατέρωθεν αυτού διακρίνονται οι λοβοί, απ' όπου παράγεται η περισσότερη λαμπρότητα. Το μέγεθος των λοβών είναι ~ 15 kpc, ενώ η απόστασή τους από τον πυρήνα είναι ~ 50 kpc. Οι λοβοί συνδέονται με τον πυρήνα μέσω δύο πιδάκων (jets), αλλά στον Cyg A διακρίνεται κυρίως ο δεξιός, ο αριστερός είναι πολύ αχνός.

Οι ραδιογαλαξίες έχουν πολύ λαμπρούς πυρήνες και, όπως και οι γαλαξίες Seyfert, άλλοτε παρουσιάζουν πλατιές γραμμές εκπομπής (broad line radio galaxies, BLRG) και άλλοτε στενές (narrow line radio galaxies, NLRG). Αντίθετα με τους Seyfert όμως, οι ραδιογαλαξίες σχετίζονται με ελλειπτικούς γαλαξίες, ενώ είναι και πιο μακρινοί. Οι ραδιογαλαξίες μπορούν επίσης να διακριθούν σε συμπαγείς (ή FRI σύμφωνα με την ταξινόμηση των Fanaroff & Riley 1974) όταν παρουσιάζουν εντονότερη εκπομπή από τον πυρήνα τους και εκτεταμένους (ή FRII) όταν



Σχήμα 1.2: Ο ραδιογαλαξίας Cyg A (εικόνα από NRAO/AUI/NSF).

εμφανίζουν ραδιο-λοβούς όπως ο Cyg A. Οι FR II είναι πιο λαμπροί και συνήθως έχουν εμφανή μόνο τον ένα πίδακα, ενώ στους FR I φαίνονται και οι δύο πίδακες αλλά είναι πιο εκτεταμένοι.

Γ. Quasar

Η οπτική ταυτοποίηση των ραδιοπηγών του τρίτου καταλόγου του πανεπιστημίου του Cambridge (3C κατάλογος) τη δεκαετία του 60 οδήγησε στην ανακάλυψη μιας κατηγορίας πηγών που έμοιαζαν με άστρα και παρουσίαζαν αρκετές έντονες και πλατιές γραμμές εκπομπής σε άγνωστες θέσεις. Μεσολάβησαν περίπου 3 χρόνια από την ανακάλυψη της πρώτης τέτοιας πηγής μέχρι να διαπιστωθεί ότι οι άγνωστες γραμμές ήταν τελικά γνωστές, αλλά δεν τις είχαν αναγνωρίσει λόγω της μεγάλης τους ερυθρομετάθεσης. Οι πρώτες πηγές στις οποίες αναγνωρίστηκαν οι γραμμές εκπομπής ήταν ο γαλαξίας 3C 273 (Schmidt 1963) με ερυθρομετάθεση $z_r = 0.158$ και ο 3C 48 (Greenstein & Matthews 1963) με $z_r = 0.37$, οπότε αυτές οι πηγές ήταν από τα πιο μακρινά αντικείμενα του Σύμπαντος εκείνη την εποχή. Οι πηγές αυτές ονομάστηκαν ημι-αστρικές ραδιοπηγές (quasi-stellar radio sources) ή πιο σύντομα quasars. Οι μεγάλες αποστάσεις των quasars συνεπάγονται και μεγάλες λαμπρότητες, που σε κάποιες περιπτώσεις είναι χιλιάδες φορές μεγαλύτερες από τη λαμπρότητα του δικού μας γαλαξία.

Σύντομα ανακαλύφθηκαν πολλοί quasars και διαπιστώθηκε ότι η ραδιο-εκπομπή δεν είναι χαρακτηριστικό γνώρισμά τους, καθώς μόνο ένα ποσοστό 10% των quasars είναι ραδιο-ενεργοί. Η πλειοψηφία είναι ραδιο-ήσυχου, ονομάζονται και quasi-stellar objects (QSOs), ενώ μοιάζουν με τους γαλαξίες Seyfert 1 με κύρια διαφορά την πολύ μεγαλύτερη απόστασή τους. Οι ραδιο-ενεργοί quasars μοιάζουν μορφολογικά με τους ραδιογαλαξίες, μιας και αυτοί εμφανίζουν συμπαγείς πυρήνες και πίδακες. Οι quasars εκπέμπουν σε όλο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα μέχρι και τις ακτίνες γ και η ακτινοβολία τους εμφανίζει ταχείες μεταβολές.

Πίνακας 1.1: Τα χαρακτηριστικά των ενεργών γαλαξιών

	κανονικός	Seyfert	Quasar	Ραδιογαλαξίας	Blazar
στενές γραμμές εκπομπής	αμυδρές	✓	✓	✓	–
πλατιές γραμμές εκπομπής	–	τύπου 1	✓	BLRG	πολύ αμυδρές
UV excess	–	κάποιοι	✓	κάποιοι	✓
FIR excess	–	✓	✓	✓	–
εκπομπή σε X	ασθενής	κάποιοι	κάποιοι	κάποιοι	✓
ραδιο-ενεργοί	–	–	10%	✓	✓
πίδακες	–	–	κάποιοι	✓	–
μεταβλητότητα	–	✓	✓	✓	✓

Α. Blazar

Η πιο ακραία περίπτωση ενεργών γαλαξιών είναι οι blazar. Χωρίζονται σε δύο κατηγορίες, τα αντικείμενα τύπου BL Lac και τους ραδιο-ενεργούς quasar με επίπεδο φάσμα (flat spectrum radio quasars, FSRQs). Τα αντικείμενα τύπου BL Lac στο οπτικό μοιάζουν με άστρα αλλά δεν παρουσιάζουν γραμμές εκπομπής και είναι κοντινά αντικείμενα, ενώ οι FSRQs είναι πιο μακρινά αντικείμενα και εμφανίζουν μερικές πλατιές γραμμές εκπομπής. Και οι δυο κατηγορίες σχετίζονται με μεγάλους ελλειπτικούς γαλαξίες. Η χαρακτηριστική ιδιότητα των blazar είναι η έντονη και ταχεία μεταβλητότητα που παρουσιάζουν σε όλες τις συχνότητες, τόσο στη λαμπρότητα όσο και στην πόλωσή τους. Οι πηγές αυτές εκπέμπουν μέχρι και τις υψηλής ενέργειας ακτίνες γ και εκεί είναι που εμφανίζουν τις πιο γρήγορες μεταβολές, όπως ο PKS 2155-304 (Aharonian et al. 2007) και ο Mrk 501 (Albert et al. 2007a) με μεταβολές μερικών λεπτών.

Τα κύρια παρατηρησιακά χαρακτηριστικά των ενεργών γαλαξιών σε σύγκριση με τους κανονικούς γαλαξίες συνοψίζονται στον πίνακα 1.1. Παρατηρούμε ότι οι ενεργοί γαλαξίες, που είναι ένα μικρό υποσύνολο των γαλαξιών, εμφανίζουν μια πληθώρα ιδιοτήτων που τους διαχωρίζει από τους κανονικούς γαλαξίες.

1.2 Φυσικά χαρακτηριστικά ενεργών γαλαξιών

Σε αυτή την παράγραφο εξετάζουμε τα φυσικά χαρακτηριστικά των ενεργών γαλαξιών και των διαφόρων υποσυστημάτων τους για να διαπιστώσουμε τι είδους αντικείμενα είναι. Ξεκινάμε με το μέγεθος του πυρήνα. Ένα από τα χαρακτηριστικά των ΕΓΠ είναι ότι δεν μπορούμε να διακρίνουμε λεπτομέρειες στο εσωτερικό τους ακόμα και αν είναι πολύ κοντινοί. Ο πυρήνας του γαλαξία Seyfert NGC 4395 π.χ. που βρίσκεται σε μία απόσταση 4.3 Mpc δεν μπορεί να διακριθεί ούτε με το τηλεσκόπιο *Hubble* που έχει διακριτική ικανότητα 0.05 arcsec. Αυτό συνεπάγεται ένα πάνω όριο στο μέγεθός του $R < 1$ pc. Ακόμα πιο αυστηρά όρια παίρνουμε από τη

μεταβλητότητα των ΕΓΠ. Αν θεωρήσουμε ως τυπική τιμή των μεταβολών μερικές ώρες, $\Delta t = 10^4$ s, τότε το μέγεθος του πυρήνα θα είναι $R \simeq c\Delta t = 3 \cdot 10^{14}$ cm = 10^{-4} pc. Η τιμή αυτή μας δείχνει ότι οι ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες έχουν μέγεθος μικρότερο του Ηλιακού συστήματος. Το μικρό μέγεθος των ΕΓΠ σε συνδυασμό με τις μεγάλες λαμπρότητες που έχουν (οι λιγότερο λαμπροί Seyfert έχουν τυπικές τιμές λαμπρότητας $L \sim 10^{45}$ erg s⁻¹ ενώ οι quasar 50 φορές μεγαλύτερη) υποδεικνύει ότι κάτι ασυνήθιστο συμβαίνει σε αυτά τα αντικείμενα.

Η κοινά αποδεκτή άποψη για το είδος της πηγής αυτών των ασυνήθιστων ιδιοτήτων είναι ότι στο κέντρο του ενεργού γαλαξία βρίσκεται μια κολοσσιαία μελανή οπή. Μία από τις ενδείξεις υπέρ αυτής της άποψης είναι ότι στην ακτίνα $R = 3 \cdot 10^{14}$ cm αντιστοιχεί μια μελανή οπή μάζας $M = Rc^2/(6G) \simeq 3 \cdot 10^8 M_\odot$, όπως προκύπτει από τη σχέση (Δ'.1) της ακτίνας Schwarzschild. Η μελανή οπή είναι η κεντρική μηχανή, όπως λέγεται, του ενεργού γαλαξία, η πηγή όλων των ξεχωριστών χαρακτηριστικών του.

Η ύλη που περιβάλλει τη μελανή οπή έλκεται ισχυρά από το βαρυτικό της πεδίο με τελικό αποτέλεσμα να προσπίπτει σε αυτή. Κατά την πρόσπτωση δημιουργείται ένας δίσκος προσαύξεσης, όπου η ύλη περιστρέφεται γύρω από τη μελανή οπή μέχρι τελικά να απορροφηθεί από αυτή. Η έκταση αυτών των δίσκων γύρω από τη μελανή οπή είναι 10^{-4} pc < R < 0.1 pc. Από την καθιερωμένη θεωρία των δίσκων προσαύξεσης (Shakura & Sunyaev 1973) προκύπτει ότι η εκπομπή από το εσωτερικό τους είναι ακτινοβολία μέλανος σώματος με θερμοκρασία που αντιστοιχεί στο υπεριώδες, γεγονός που εξηγεί την έντονη εκπομπή των ενεργών γαλαξιών στο υπεριώδες (UV excess).

Η υπεριώδης εκπομπή από τον ΕΓΠ είναι υπεύθυνη και για τον φωτοϊονισμό των νεφών που περιβάλλουν τον πυρήνα. Τα νέφη αυτά δεν είναι άμεσα παρατηρήσιμα αλλά η ύπαρξή τους υποδεικνύεται από την εκπομπή των γραμμών των ΕΓΠ. Η ακτινοβολία του πυρήνα ionίζει τα νέφη με αποτέλεσμα αυτά να εκπέμπουν τις γραμμές που παρατηρούμε. Οι πλατιές γραμμές εκπομπής που έχουν τυπικές ταχύτητες $u = 5 \cdot 10^3$ km s⁻¹ προέρχονται από μια περιοχή κοντά στον πυρήνα, $r < 1$ pc, την περιοχή πλατιών γραμμών (broad line region, BLR), όπου οι ταχύτητες λόγω περιστροφής είναι μεγαλύτερες. Από το θεώρημα virial προκύπτει μια δεύτερη ένδειξη για το μέγεθος της μελανής οπής, $M = u^2 r / G \simeq 6 \cdot 10^8 M_\odot$. Σε μεγαλύτερες αποστάσεις από τον πυρήνα οι περιστροφικές ταχύτητες είναι μικρότερες ($u = 500$ km s⁻¹) και εκεί παράγονται οι στενές γραμμές εκπομπής, στην περιοχή στενών γραμμών (narrow line region, NLR).

Ένα άλλο χαρακτηριστικό των ενεργών γαλαξιών είναι η έντονη εκπομπή στο μακρινό υπέρυθρο (FIR excess). Η εξήγηση της εκπομπής αυτής αποδίδεται σε μια περιοχή σκόνης και αερίου γύρω από τον πυρήνα με σχήμα σφαιρικού δακτυλίου (torus) ή απλά τόρου. Τα σωματίδια σκόνης απορροφούν την ακτινοβολία του πυρήνα και θερμαίνονται σε θερμοκρασίες $T \simeq 2000$ K και στη συνέχεια την επανεκπέμπουν σε μήκη κύματος $\lambda \simeq 1.5$ μm, δηλαδή στο υπέρυθρο. Ο τόρος εκτείνεται μεταξύ των αποστάσεων 0.2 pc < R < 200 pc από τον πυρήνα, δηλαδή βρίσκεται αρκετά εκτός του δίσκου προσαύξεσης.

Οι πίδακες των ενεργών γαλαξιών είναι άμεσα παρατηρήσιμοι στις ραδιοσυ-

χνότητες και σε κάποιες περιπτώσεις στο οπτικό και στις ακτίνες X. Πηγάζουν πολύ κοντά στον ΕΓΠ (~ 1 pc) και εκτείνονται σε μεγάλες αποστάσεις εκτός αυτού (~ 50 kpc) μέχρι τους ραδιο-λοβούς. Το αξιοσημείωτο είναι ότι παρ' όλη τη μεγάλη απόσταση που διανύουν δεν χάνουν την κατευθυντικότητά τους. Η εκπομπή των πιδάκων υποδεικνύει ότι αποτελούνται από σχετικιστικά ηλεκτρόνια (ή/και ποζιτρόνια) τα οποία εκπέμπουν ακτινοβολία synchrotron, ενώ συχνά υποθέτουμε ότι περιέχουν και πρωτόνια. Το γεγονός ότι σε πολλές περιπτώσεις παρατηρούμε μόνο τον ένα από τους δύο πίδακες δείχνει ότι και η ίδια η ροή των σωματιδίων είναι σχετικιστική, με τυπική τιμή του παράγοντα Lorentz $\Gamma = 10$. Αυτό οφείλεται στη σχετικιστική εστίαση (relativistic beaming), την ενίσχυση δηλαδή της λαμπρότητας της ροής που κινείται προς τη Γη και την ταυτόχρονη αποδυνάμωση της ροής που απομακρύνεται.

Το ίδιο συμπέρασμα προκύπτει και από ένα άλλο φαινόμενο που παρουσιάζουν μερικοί συμπαγείς ραδιογαλαξίες και quasar, την υπέρφωτη κίνηση (superluminal motion). Οι πηγές αυτές εμφανίζουν θύλακες πλάσματος που απομακρύνονται από τον πυρήνα με ταχύτητες πολλαπλάσιες αυτής του φωτός. Στην πραγματικότητα το φαινόμενο αυτό είναι μια σχετικιστική οφθαλμαπάτη, μιας και οι θύλακες κινούνται με ταχύτητες παραπλήσιες με αυτή του φωτός αλλά υπό μικρή γωνία ως προς τη Γη, οπότε η φαινόμενη ταχύτητά τους είναι μεγαλύτερη από την πραγματική.

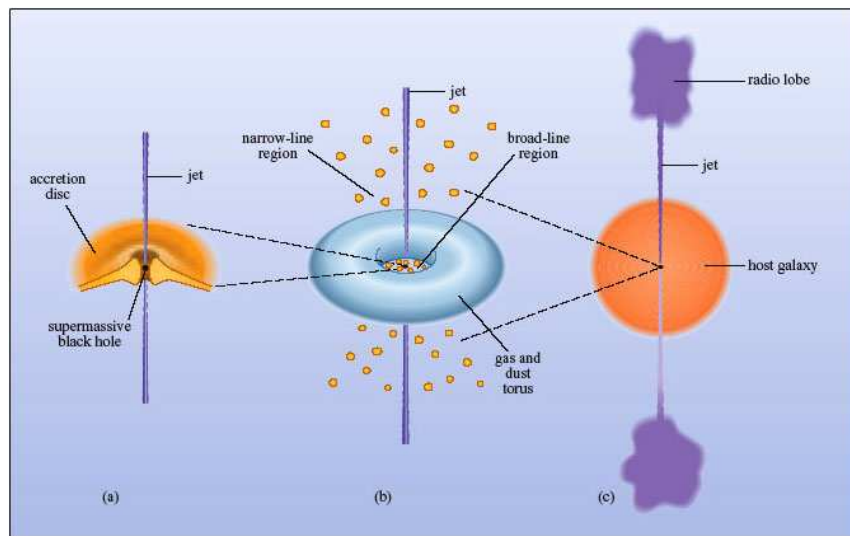
Τα διάφορα συστατικά στοιχεία ενός ενεργού γαλαξία συνοψίζονται στο σχήμα 1.3. Στον πυρήνα του βρίσκεται μια γιγαντιαία μελανή οπή, η οποία περιβάλλεται από ένα δίσκο πρόσπτωσης και σε μεγαλύτερη απόσταση από ένα τόρο αερίου και σκόνης. Νέφη φωτοϊονισμένου αερίου διαγράφουν κυκλικές τροχιές γύρω από τη μελανή οπή, ενώ η δομή που ξεχωρίζει είναι ο σχετικιστικός πίδακας κάθετα στο επίπεδο του δίσκου που καταλήγει στους λοβούς εκτός του γαλαξία.

1.3 Μοντέλο ενοποίησης ενεργών γαλαξιών

Οι αστρονόμοι άρχισαν να διακρίνουν κάποιες ομοιότητες μεταξύ των διαφόρων ειδών ενεργών γαλαξιών ευθύς μετά την ανακάλυψή τους. Η προσπάθεια που γίνεται για να κατανοηθούν οι ενεργοί γαλαξίες με όσο το δυνατόν λιγότερες φυσικές παραμέτρους έχει οδηγήσει στην κοινά αποδεκτή εικόνα του σχήματος 1.3. Σύμφωνα με αυτή, η εκπομπή ενός ενεργού γαλαξία είναι ανισοτροπική, οπότε η γωνία με την οποία τον παρατηρούμε μπορεί να διαμορφώσει την εικόνα που βλέπουμε. Το σχήμα ενοποίησης των ενεργών γαλαξιών (Urry & Padovani 1995) έχει σαν κύρια παράμετρο τη γωνία παρατήρησης και διαχωρίζει τους ραδιο-ήσυχους από τους ραδιο-ενεργούς γαλαξίες.

Ραδιο-ήσυχος γαλαξίας

Σε ένα ραδιο-ήσυχος ενεργό γαλαξία όπου δεν υπάρχει ο πίδακας, ένας παρατηρητής που κοιτάει κοντά στον άξονα περιστροφής του δίσκου θα δει ακτίνες X και υπεριώδεις από το κέντρο του ΕΓΠ, πλατιές και στενές γραμμές εκπομπής από



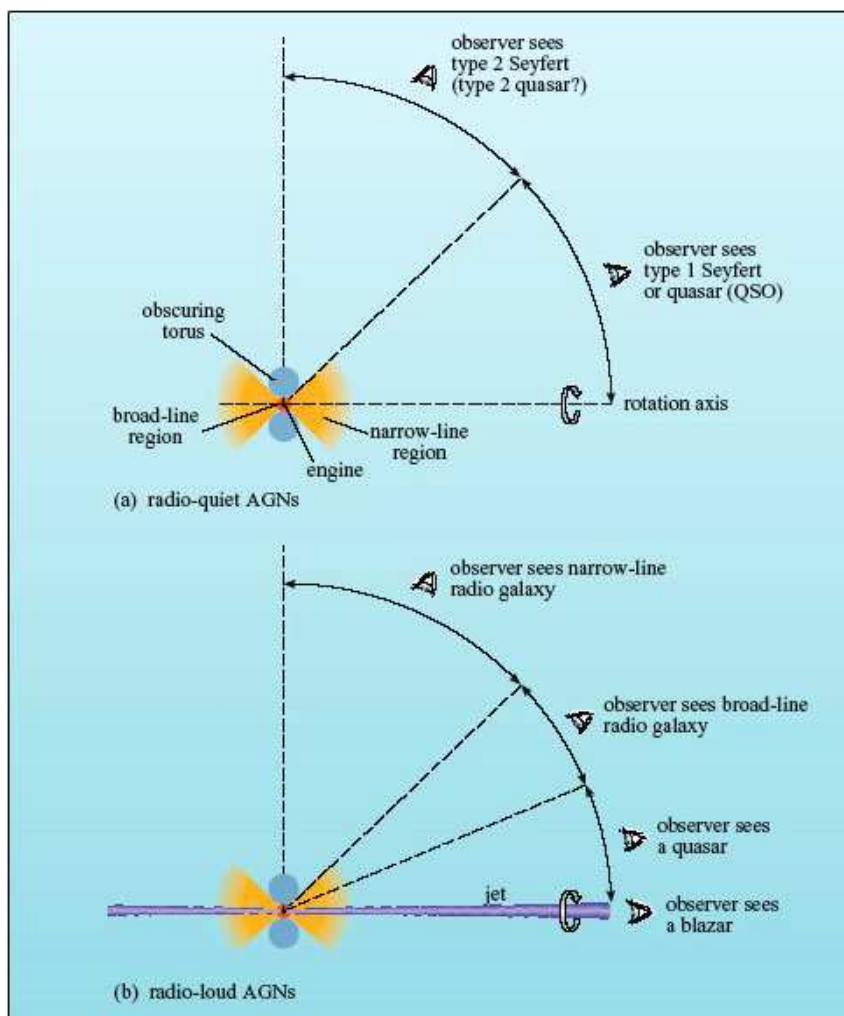
Σχήμα 1.3: Η κοινά αποδεκτή εικόνα ενός ενεργού γαλαξία (εικόνα από Open University, <http://openlearn.open.ac.uk/>).

τα αντίστοιχα νέφη και υπέρυθη ακτινοβολία από τον τόρο. Θα δει δηλαδή όλα τα χαρακτηριστικά ενός Seyfert 1. Αν αντίθετα η οπτική γραμμή του παρατηρητή περνά από το επίπεδο του τόρου, τότε οι ακτίνες X και οι πλατιές γραμμές εκπομπής θα απορροφηθούν από τον τόρο οπότε ο παρατηρητής θα δει ένα Seyfert 2. Με την ίδια λογική μπορούν να εξηγηθούν και οι ενδιάμεσοι τύποι Seyfert, όπου η περιοχή πλατιών γραμμών είναι εν μέρει καλυμμένη. Στο σχήμα αυτό περιλαμβάνονται και οι ραδιο-ήσυχτοι quasar, εφόσον η μόνη διαφορά που έχουν από τους Seyfert είναι ότι είναι πολύ πιο λαμπροί.

Ραδιο-ενεργοί γαλαξίες

Οι ραδιο-ενεργοί γαλαξίες διαφοροποιούνται από τους ραδιο-ήσυχτους μόνο ως προς την ύπαρξη των πίδακων και των λοβών. Ένας παρατηρητής που κοιτάει σχεδόν κάθετα στον πίδακα του ΕΓΠ θα δει τις στενές γραμμές και τους πίδακες με τους λοβούς, όπως σε ένα NLRG. Σε γωνίες πιο κοντά στον άξονα του πίδακα, η περιοχή πλατιών γραμμών γίνεται ορατή και τότε έχουμε ένα BLRG. Οι αναλογίες με το σχήμα ενοποίησης των ραδιο-ήσυχτων γαλαξιών σταματούν σε μικρότερες γωνίες, μιας και τότε η επίδραση του πίδακα αρχίζει να γίνεται αισθητή. Πράγματι, σε μικρότερες γωνίες παρατηρούμε ένα μόνο πίδακα λόγω της σχετικιστικής εστίασης. Όσο μικραίνει κι άλλο η γωνία, η ακτινοβολία από το κέντρο του ΕΓΠ γίνεται ορατή και το αντικείμενο φαίνεται τότε σαν quasar. Στην ακραία περίπτωση που κοιτάμε κατ' ευθείαν στον πίδακα βλέπουμε ένα blazar, οπότε και η ακτινοβολία του πίδακα επισκιάζει οποιαδήποτε άλλη εκπομπή του γαλαξία.

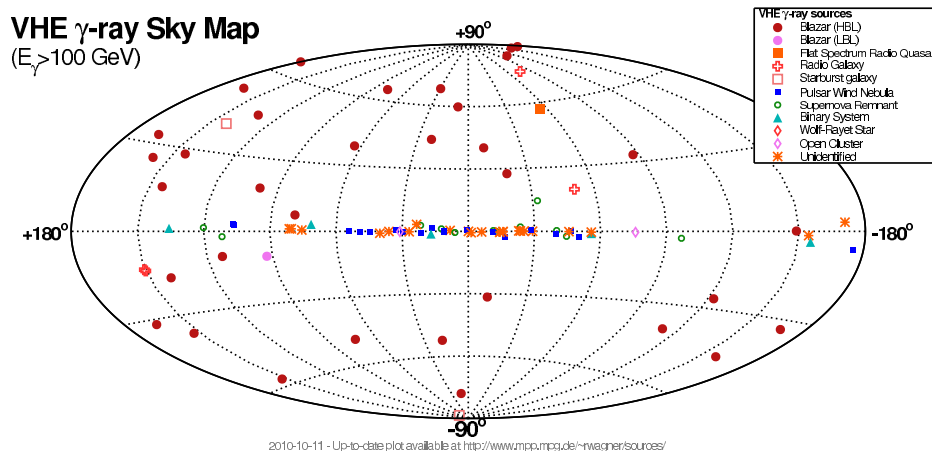
Οι παρατηρήσεις αυτές συνοψίζονται στο σχήμα 1.4. Το ερώτημα που προκύπτει εύλογα είναι γιατί κάποιοι ενεργοί γαλαξίες είναι ραδιο-ενεργοί και άλλοι



Σχήμα 1.4: Το μοντέλο ενοποίησης των ραδιο-ήσυχων (σχήμα *a*) και των ραδιο-ενεργών (σχήμα *b*) γαλαξιών (εικόνα από Open University, <http://openlearn.open.ac.uk/>).

ραδιο-ήσυχου, ή ισοδύναμα γιατί οι πίδακες είναι η κυρίαρχη δομή σε κάποιους ενεργούς γαλαξίες και σε άλλους όχι. Ο παράγοντας που φαίνεται να ευθύνεται για την παραγωγή πιδάκων είναι η περιστροφή της μελανής οπής. Άλλοι παράγοντες που μπορεί να επηρεάζουν την παραγωγή πιδάκων είναι η μάζα της μελανής οπής ή/και ο ρυθμός πρόσπτωσης ύλης στη μελανή οπή. Οι διάφορες περιπτώσεις εξετάζονται στον Meier (2002).

Η εικόνα αυτή περιπλέκεται από την πρόσφατη ανακάλυψη τεσσάρων ραδιο-ενεργών γαλαξιών Seyfert 1 που εκπέμπουν στις ακτίνες γ από το *Fermi* (Abdo et al. 2009a,b). Η εκπομπή στις ακτίνες γ επιβεβαιώνει την υποθεθείσα ύπαρξη πιδάκων στα αντικείμενα αυτά και θέτει σοβαρά ερωτήματα σχετικά με το μοντέλο



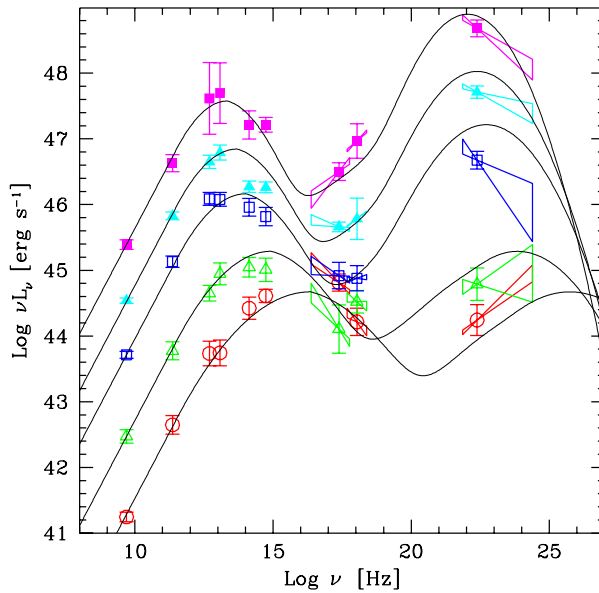
Σχήμα 1.5: Ο ουρανός στις υψηλές ενέργειες.

ενοποίησης των ενεργών γαλαξιών. Επιπλέον, τα αντικείμενα αυτά βρίσκονται συνήθως σε σπειροειδείς γαλαξίες, οπότε φαίνεται ότι η ύπαρξη πιδάκων και η ραδιο-ενεργότητα είναι ανεξάρτητες του γαλαξία στον οποίο εδράζεται ο ΕΓΠ.

1.4 Παρατηρήσεις blazar

Από όλα τα είδη των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων εμείς θα ασχοληθούμε με την κατηγορία των blazar που εντοπίζεται στο κάτω δεξιά κομμάτι του σχήματος 1.1. Όπως είδαμε, τα αντικείμενα αυτά εκπέμπουν σε όλο το μήκος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, γεγονός που οφείλεται στην πολύ μικρή γωνία που σχηματίζει ο πίδακας με την ακτίνα παρατήρησης. Στις υψηλές ενέργειας (ΥΕ) ακτίνες γ μάλιστα, ο ουρανός κυριαρχείται από τους blazar, όπως χαρακτηριστικά φαίνεται στο σχήμα 1.5 (www.mppmu.mpg.de/~rwagner/sources/). Πιο συγκεκριμένα, από τις 46 εξωγαλαξιακές πηγές που έχουν ανακαλυφθεί σε ενέργειες > 100 GeV, οι 37 είναι blazar, οι 5 ραδιογαλαξίες (μεταξύ αυτών και οι γνωστές πηγές M87 και Cen A), οι 2 γαλαξίες με έντονη αστρική δημιουργία (starburst) και 2 απροσδιόριστες. Η κυριαρχία των blazar στις ΥΕ άρχισε να γίνεται αντιληπτή από την εποχή του ανιχνευτή *EGRET* (Hartman et al. 1999) και τα τελευταία χρόνια εδραιώθηκε με το δορυφόρο *Fermi* και τα επίγεια τηλεσκόπια Čerenkov *HESS*, *MAGIC* και *VERITAS*.

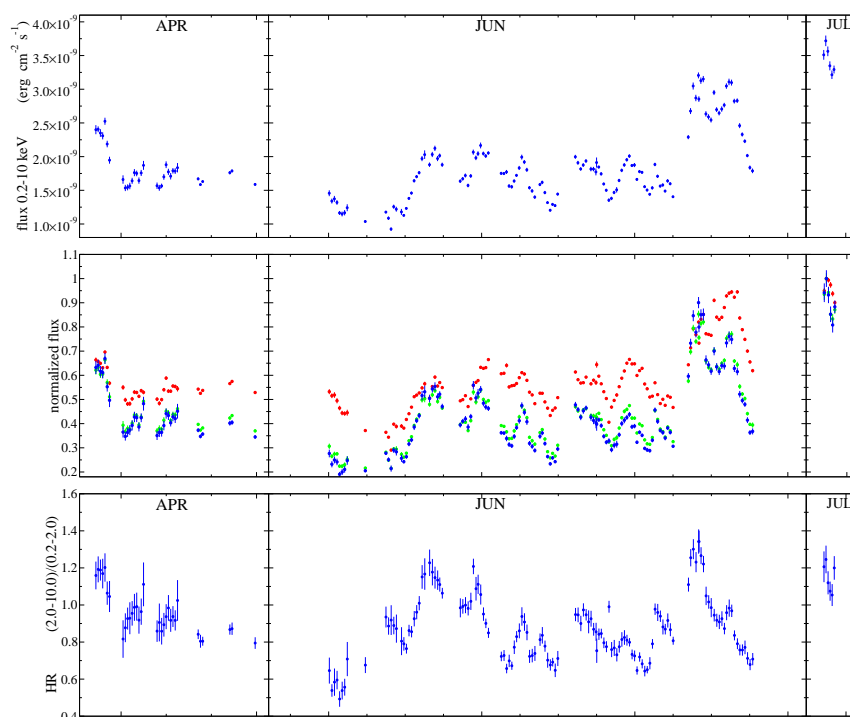
Τα τυπικά πολυκυματικά φάσματα (ΠΦ) των blazar φαίνονται στο σχήμα 1.6. Παρατηρούμε ότι μπορεί να εκτείνονται σε σχεδόν 20 τάξεις μεγέθους, από τις ραδιοσυχνότητες στα GHz μέχρι και τις υψηλές ενέργειας ακτίνες γ στα TeV. Το χαρακτηριστικό που ξεχωρίζει είναι ότι τα ΠΦ αποτελούνται από δύο συνιστώσες, μία σε χαμηλότερες συχνότητες μέχρι τις ακτίνες X και μία σε υψηλότερες συχνότητες στις ακτίνες γ. Το μέγιστο της χαμηλής συχνότητας συνιστώσας των blazar σε ένα διάγραμμα νF_ν (με F_ν τη διαφορική ροή σε συχνότητα ν) εντοπίζεται στην πε-



Σχήμα 1.6: Η ακολουθία των blazar (σχήμα από Donato et al. 2001). Όσο μειώνεται η λαμπρότητα συναντάμε διαδοχικά τις κατηγορίες FSRQ, LBL, IBL και HBL.

ριοχή από το υπέρυθρο μέχρι και τις ακτίνες X. Ανάλογα με την ακριβή θέση του ορίζονται οι υποκατηγορίες FSRQ, LBL (low frequency peaked BL Lac object), IBL (intermediate frequency peaked) και HBL (high frequency peaked). Το μέγιστο στους FSRQ βρίσκεται στο υπέρυθρο, στους LBL στο οπτικό, στους IBL στο υπεριώδες και στους HBL στις ακτίνες X (Abdo et al. 2010a). Ανάλογη πορεία ακολουθεί και η υψηλής συχνότητας συνιστώσα και εκτείνεται από ~ 10 MeV στους FSRQ μέχρι τα TeV στους HBL. Η συνολική (βολομετρική) λαμπρότητα αυτών των κατηγοριών ακολουθεί αντίστροφη πορεία, με τους FSRQ να είναι πολύ πιο λαμπροί από τους HBL. Η ακολουθία αυτή αναγνωρίστηκε αρχικά από τους Fossati et al. (1998) και ονομάστηκε ‘ακολουθία των blazar’. Σύμφωνα με αυτή την κατηγοριοποίηση, η συνολική λαμπρότητα των FSRQ κυριαρχείται από την εκπομπή στις ακτίνες γ , ειδικά κατά τη διάρκεια εκλάμψεων, ενώ το αντίθετο συμβαίνει στους HBL. Όπως όλοι οι κανόνες έτσι και αυτός έχει τις εξαιρέσεις του, με χαρακτηριστικό παράδειγμα το HBL αντικείμενο PKS 2155-304 που παρατηρήθηκε πρόσφατα (Aharonian et al. 2009) σε μία έκλαμψη όπου η εκπομπή ακτίνων γ ήταν πολύ ισχυρή.

Ένα άλλο χαρακτηριστικό των blazar είναι ότι το φάσμα τους είναι μεταβλητό σε όλες τις συχνότητες. Ειδικότερα, η εκπομπή σε υψηλές ενέργειες μπορεί να μεταβάλλεται κατά ένα παράγοντα ~ 10 μεταξύ διαφορετικών παρατηρήσεων (von Montigny et al. 1995, Mukherjee et al. 1997, 1999). Οι χρονικές κλίμακες μέσα στις οποίες η ροή μεταβάλλεται ποικίλουν, και μπορεί να φτάσουν μέχρι και μερικά λεπτά της ώρας (Aharonian et al. 2007, Albert et al. 2007a). Στο πρώτο διάγραμμα



Σχήμα 1.7: *Επάνω σχήμα:* Η καμπύλη φωτός του Mrk 421 στο διάστημα 0.2 – 10.0 keV όπως παρατηρήθηκε από το δορυφόρο *Swift* (Tramacere et al. 2009). *Μεσαίο σχήμα:* Οι καμπύλες φωτός για τις μαλακές (0.2 – 3.0 keV, κόκκινα σημεία), τις ενδιάμεσες (3.0 – 5.0 keV, πράσινα σημεία) και τις σκληρές ακτίνες X (5.0 – 10.0 keV, μπλε σημεία), κανονικοποιημένες στη μέγιστη τιμή τους. *Κάτω σχήμα:* Η εξέλιξη του λόγου σκληρότητας, δηλαδή του λόγου της ροής στο διάστημα 2.0 – 10.0 keV προς τη ροή στο διάστημα 0.2 – 2.0 keV.

του σχήματος 1.7 παρουσιάζεται η καμπύλη φωτός του Mrk 421 για ένα χρονικό διάστημα περίπου δύο μηνών. Παρατηρούμε ότι η ροή του Mrk 421 μεταβάλλεται κατά ένα παράγοντα ~ 3 σε χρονικές κλίμακες της τάξης των μερικών ωρών.

Η επιμέρους ανάλυση της ροής σε μαλακές, ενδιάμεσες και σκληρές ακτίνες X στο δεύτερο διάγραμμα του σχήματος 1.7 καταδεικνύει ότι στα διαφορετικά ενεργειακά διαστήματα η μεταβλητότητα είναι διαφορετική, γεγονός που συνεπάγεται ότι η μεταβλητότητα συνοδεύεται και από φασματικές μεταβολές. Ένας τρόπος έκφρασης αυτών των φασματικών μεταβολών είναι ο λόγος σκληρότητας (hardness ratio, HR), δηλαδή ο λόγος της ροής στις σκληρές ακτίνες X προς τη ροή στις μαλακές ακτίνες X. Στο τρίτο διάγραμμα του σχήματος 1.7 φαίνεται η εξέλιξη του λόγου σκληρότητας του Mrk 421 και παρατηρούμε ότι η εκπομπή σε σκληρές ακτίνες X είναι άλλοτε μεγαλύτερη και άλλοτε μικρότερη από την εκπομπή στις μαλακές ακτίνες X.

Η φασματική μεταβλητότητα μπορεί να εκφραστεί εκτός από το λόγο σκληρό-

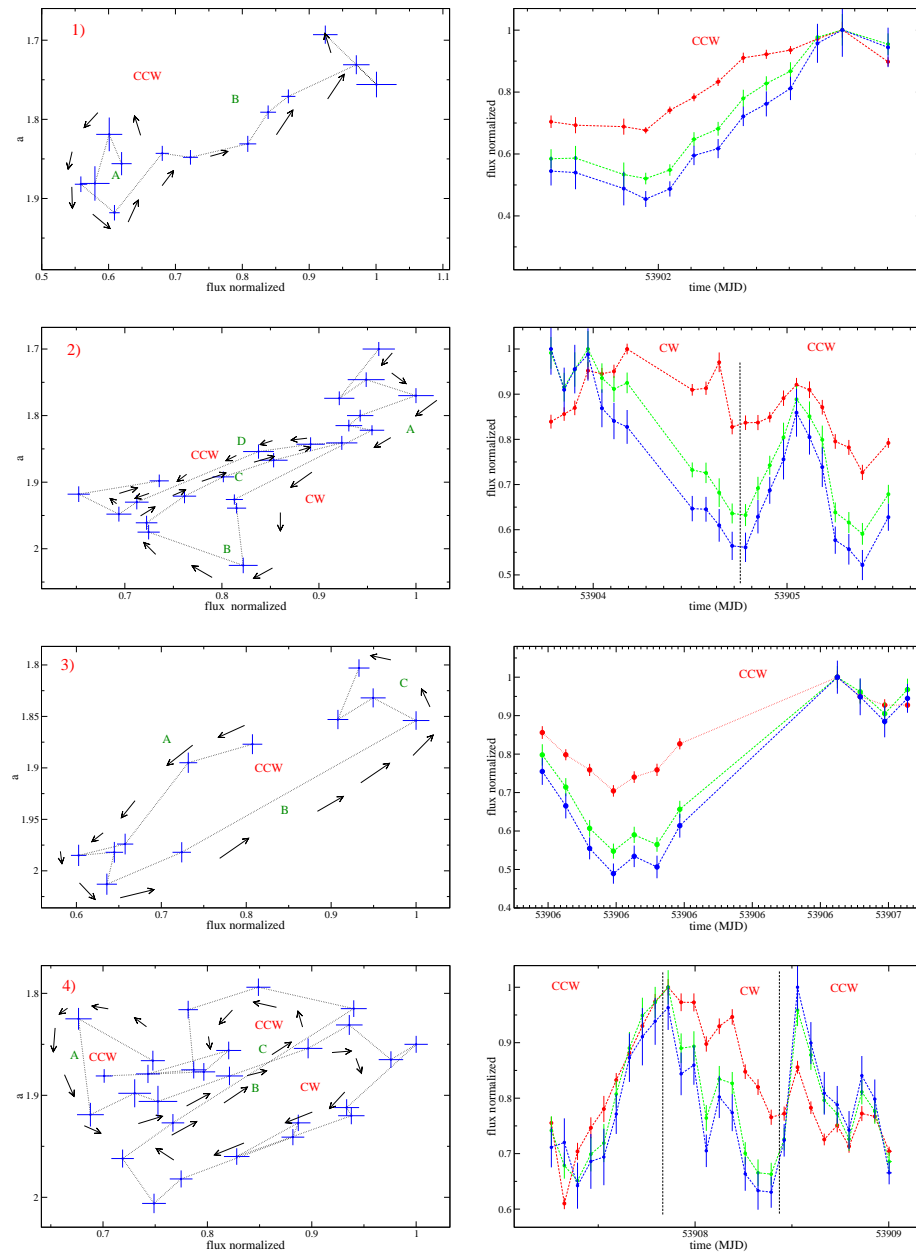
τητας και με το φασματικό δείκτη, α , που ορίζεται από την αναλογία $F_\nu \propto \nu^\alpha$. Στο διάγραμμα φασματικού δείκτη-ροής τότε (ή και λόγου σκληρότητας-ροής), δημιουργούνται χαρακτηριστικές καμπύλες σχήματος βρόχου, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 1.8 για τον Mrk 421. Οι καμπύλες αυτές άλλοτε ακολουθούν δεξιόστροφη (clockwise, CW), άλλοτε αριστερόστροφη (counter-clockwise, CCW) και άλλοτε ανάμεικτη φορά.

Η φασματική μεταβλητότητα των blazar λοιπόν, συνδέεται κάποιες φορές με χαρακτηριστικές καμπύλες σχήματος βρόχου στα διαγράμματα φασματικού δείκτη-ροής (Takahashi et al. 1996, Kataoka et al. 2000, Fossati et al. 2000, Zhang et al. 2002). Ακόμα και για το ίδιο αντικείμενο όμως, τα χαρακτηριστικά αυτά δεν είναι πάντα παρατηρήσιμα. Σε κάποιους blazar δηλαδή, μπορούν να βρεθούν υποψίες χρονικών υστερήσεων μεταξύ διαφορετικών περιοχών συχνοτήτων κατά τη διάρκεια μιας παρατήρησης (Böttcher et al. 2007, Horan et al. 2009), αλλά η αναζήτηση τέτοιων χαρακτηριστικών σε μεγάλες χρονικές περιόδους είναι μέχρι στιγμής ανεπιτυχής, όπως π.χ. στον 3C 279 (Hartman et al. 2001).

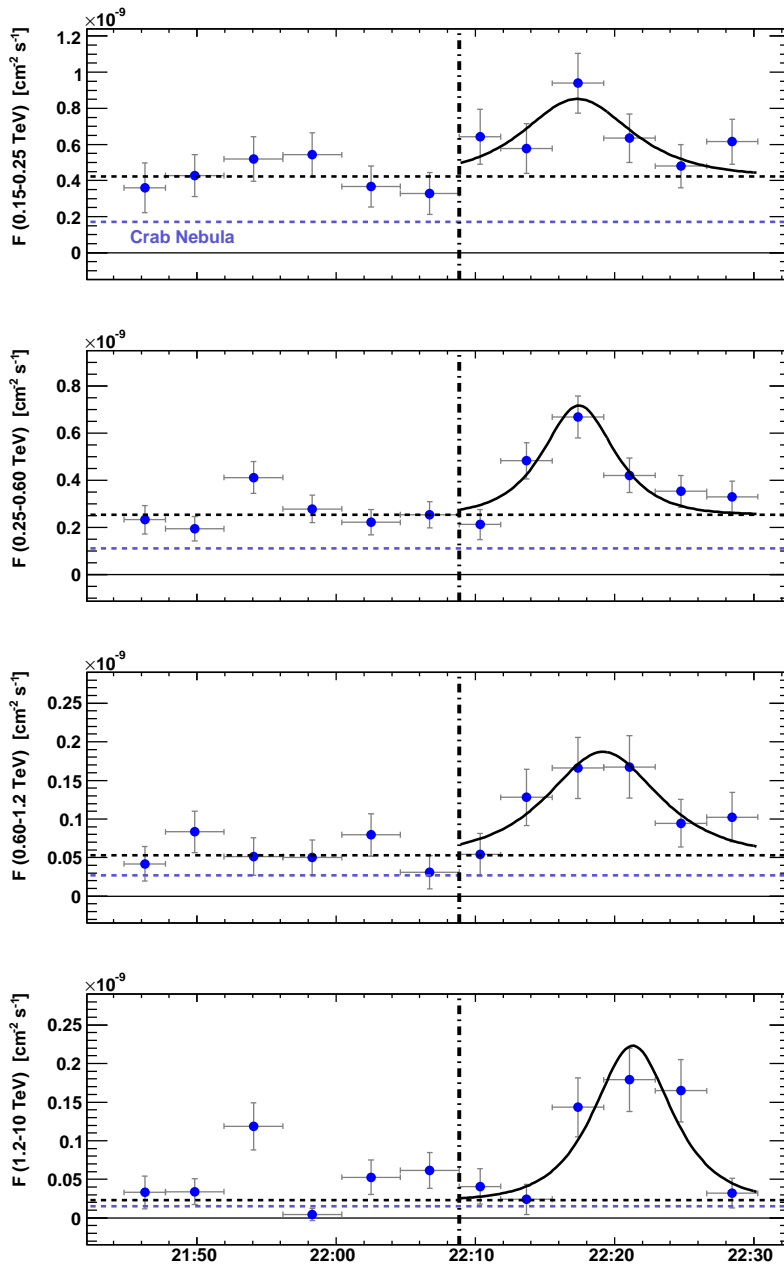
Παρόμοια συμπεριφορά κατά τη διάρκεια εκλάμψεων εμφανίζουν οι blazar και στις ακτίνες γ , με τη διαφορά ότι οι παρατηρήσεις εκεί είναι λιγότερες. Εκτός από τις χαρακτηριστικές καμπύλες στα διαγράμματα φασματικού δείκτη-ροής, πολλές φορές οι blazar εμφανίζουν υστερήσεις μεταξύ διαφορετικών περιοχών συχνοτήτων. Η πρώτη αρκετά αναλυτική παρατήρηση ώστε να αποκαλύψει χρονικές διαφορές μεταξύ διαφορετικών περιοχών συχνοτήτων στις ακτίνες γ έγινε στον Mrk 501 από το επίγειο τηλεσκόπιο *MAGIC* (Albert et al. 2007a). Οι καμπύλες φωτός που κατέγραψε το *MAGIC* σε τέσσερα διαφορετικά διαστήματα σε TeV ενέργειες φαίνονται στο σχήμα 1.9. Είναι εμφανές ότι οι σκληρές ακτίνες γ παρουσιάζονται αργότερα από τις (χαμηλότερης ενέργειας) μαλακές ακτίνες γ , οπότε η έκλαμψη αυτή εμφανίζει ‘σκληρή υστέρηση’ (hard lag). Συνήθως η σκληρή υστέρηση συνοδεύεται από βρόχους δεξιόστροφης φοράς στο διάγραμμα φασματικού δείκτη-ροής, οπότε αναμένουμε ότι αυτό θα συμβαίνει στον Mrk 501.

1.5 Μοντέλα blazar

Τα πολυκυματικά φάσματα των blazar αποτελούνται από δύο διακριτές συνιστώσες, μία σε χαμηλές και μία σε υψηλές συχνότητες. Η χαμηλής συχνότητας συνιστώσα του ΠΦ των blazar αποδίδεται στην ακτινοβολία synchrotron ενός πληθυσμού σχετικιστικών ηλεκτρονίων (ή/και των ποζιτρονίων), αλλά για την ΥΕ συνιστώσα υπάρχουν δύο τελείως διαφορετικές προσεγγίσεις. Στην πρώτη περίπτωση η ΥΕ εκπομπή οφείλεται στον ίδιο πληθυσμό ηλεκτρονίων, οπότε έχουμε τα λεπτονικά μοντέλα. Στην αντίθετη περίπτωση, υπεύθυνα για την ΥΕ εκπομπή είναι πρωτόνια που έχουν επιταχυνθεί σε υψηλές ενέργειες. Αυτά τα πρωτόνια μπορούν να οδηγήσουν στην εκπομπή ακτίνων γ μέσω αντιδράσεων πρωτονίου-πρωτονίου ή/και πρωτονίου-φωτονίου (με οποιαδήποτε διαθέσιμα φωτόνια). Οι αλληλεπιδράσεις αυτές οδηγούν στην παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων, πιονίων, φωτονίων και νετρίνων. Η ΥΕ εκπομπή τότε, κυριαρχείται από τους καταγισμούς



Σχήμα 1.8: *Αριστερά*: Το διάγραμμα φασματικού δείκτη-ροής του Mrk 421 σε διαφορετικές χρονικές περιόδους εμφανίζει άλλοτε δεξιόστροφη και άλλοτε αριστερόστροφη φορά. *Δεξιά*: Οι καμπύλες φωτός για τις μαλακές (0.2 – 3.0 keV, κόκκινα σημεία), τις ενδιάμεσες (3.0 – 5.0 keV, πράσινα σημεία) και τις σκληρές ακτίνες X (5.0 – 10.0 keV, μπλε σημεία). Η ροή σε όλα τα σχήματα είναι κανονικοποιημένη στη μέγιστη τιμή που είχε στο συγκεκριμένο χρονικό διάστημα. Οι παρατηρήσεις είναι από τον δορυφόρο *Swift* (Tramacere et al. 2009).



Σχήμα 1.9: Οι καμπύλες φωτός του Mrk 501 στα ενεργειακά διαστήματα 0.15-0.25 TeV, 0.25-0.6 TeV, 0.6-1.2 TeV, 1.2-10 TeV (από πάνω προς τα κάτω), όπως μετρήθηκαν από το *MAGIC* στις 9 Ιουλίου 2005 (Albert et al. 2007a). Σαν μέτρο σύγκρισης φαίνεται και η εκπομπή του Crab με την οριζόντια μπλε γραμμή. Η κάθετη γραμμή διαχωρίζει τα σημεία της σταθερής εκπομπής από αυτά της μεταβλητής και η οριζόντια μαύρη γραμμή αναπαριστά τη μέση τιμή της ροής κατά τη σταθερή εκπομπή.

που δημιουργούνται με αυτό τον τρόπο, καθώς και από την ακτινοβολία synchrotron πρωτονίων και πιονίων. Η χαμηλής συχνότητας εκπομπή θα οφείλεται και πάλι στα λεπτόνια, οπότε τα μοντέλα αυτά αναφέρονται σαν λεπτο-αδρονικά ή πιο απλά αδρονικά. Στη συνέχεια εξετάζουμε κάθε περίπτωση ξεχωριστά.

Λεπτονικά μοντέλα

Στα λεπτονικά μοντέλα η εκπομπή ΥΕ παράγεται από τον αντίστροφο σκεδασμό Compton φωτονίων χαμηλής ενέργειας από τα ίδια ηλεκτρόνια που παράγουν την εκπομπή synchrotron. Τα φωτόνια-στόχοι μπορεί να είναι τα synchrotron φωτόνια που παράγονται εντός του πίδακα οπότε έχουμε τη διαδικασία του SSC (synchro-self Compton) (Marscher & Gear 1985, Maraschi et al. 1992, Bloom & Marscher 1996), ή μπορεί να είναι φωτόνια που προέρχονται εκτός του πίδακα οπότε έχουμε τη διαδικασία του εξωτερικού σκεδασμού Compton (external Compton, EC). Πιθανές πηγές εξωτερικών φωτονίων είναι ο δίσκος προσαύξησης (Dermer et al. 1992, Dermer & Schlickeiser 1993), η περιοχή πλατιών γραμμών (Sikora et al. 1994, Blandford & Levinson 1995, Ghisellini & Madau 1996, Dermer et al. 1997), η υπέρυθη εκπομπή του τόρου (Błażejowski et al. 2000), ή η εκπομπή synchrotron από άλλες περιοχές του πίδακα (Georganopoulos & Kazanas 2003, Ghisellini & Tavecchio 2008). Μια άλλη περίπτωση είναι να έχουμε εξωτερικό σκεδασμό, αλλά τα φωτόνια να είναι τα ανακλασθέντα από τα νέφη που περιβάλλουν τον ΕΓΠ synchrotron φωτόνια (Böttcher & Dermer 1998).

Η σχετικιστική ενίσχυση Doppler επιτρέπει την κατάλληλη επιλογή των παραμέτρων του μοντέλου, έτσι ώστε η απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου στην πηγή να είναι αμελητέα σε όλη την έκταση του ΥΕ φάσματος, εκτός της περιοχής των πολύ υψηλών ενεργειών όπου παίζει καθοριστικό ρόλο στο σχηματισμό του φάσματος (Aharonian et al. 2008) και μέρος της ακτινοβολούμενης ισχύος επανεκπέμπεται σε χαμηλότερες συχνότητες. Επίσης, η επιβράδυνση των πιδάκων μπορεί να παίζει σημαντικό ρόλο στην παρατηρούμενη εκπομπή των blazar μέσω της αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας περιοχών με διαφορετικές ταχύτητες (Georganopoulos & Kazanas 2003, Ghisellini et al. 2005) και μεταβλητό παράγοντα Doppler (Böttcher & Principe 2009). Μεταβλητός παράγοντας Doppler μπορεί να προκύψει και από μία μικρή μεταβολή της διεύθυνσης του πίδακα χωρίς να αλλάζει η ταχύτητά του, όπως π.χ. σε έναν ελικοειδή πίδακα (Vlahakis & Königl 2004, Villata & Raiteri 1999). Μία τέτοια ελικοειδής δομή θα είχε παρόμοια επίδραση στην πόλωση της ακτινοβολίας synchrotron με αυτή που παρατηρήθηκε πρόσφατα κατά τη διάρκεια μιας έκλαμψης στο οπτικό και στις ακτίνες γ του 3C 279 (Abdo et al. 2010c).

Στην πιο απλή προσέγγιση η κατανομή των ηλεκτρονίων θεωρείται γνωστή, συνήθως ένας απλός ή ένας σπασμένος νόμος δύναμης μεταξύ δύο ακραίων ενεργειών. Τέτοια μοντέλα εξηγούν αρκετά καλά τα ΠΦ των blazar (π.χ. Ghisellini et al. 1998), αλλά στερούνται αυτοσυνέπειας. Μια πιο ρεαλιστική προσέγγιση είναι να πάρει κάποιος τη συνάρτηση κατανομής των ηλεκτρονίων ως τη λύση σταθερής κατάστασης μιας εξίσωσης συνέχειας στην οποία περιλαμβάνονται η επιτάχυνση των σωματιδίων καθώς και όλοι οι μηχανισμοί απώλειας ενέργειας (Ghisellini &

Tavecchio 2009, Acciari et al. 2009b, Weidinger & Spanier 2010).

Για να μπορέσει ένα λεπτονικό μοντέλο να εξηγήσει εκτός από τα ΠΦ και τη μεταβλητότητα των blazar, πρέπει να μπορεί να ακολουθεί τη χρονο-εξαρτώμενη εξέλιξη των ηλεκτρονίων και των φωτονίων αυτοσυνεπώς. Τέτοια μοντέλα στην περίπτωση του SSC είναι π.χ. τα (Mastichiadis & Kirk 1997, Kataoka et al. 2000, Li & Kusunose 2000, Sokolov et al. 2004, Krawczynski et al. 2002), ενώ κάποια μοντέλα που λαμβάνουν υπόψη και εξωτερικά πεδία φωτονίων είναι τα (Sikora et al. 2001, Böttcher & Chiang 2002, Sokolov & Marscher 2005).

Η εφαρμογή των λεπτονικών μοντέλων στους blazar είναι γενικά αρκετά επιτυχής και όσο αφορά τα ΠΦ και τη μεταβλητότητα. Οι χαρακτηριστικοί χρόνοι ψύξης (στο σύστημα του παρατηρητή) των ηλεκτρονίων που εκπέμπουν ακτινοβολία synchrotron σε ένα τυπικό μαγνητικό πεδίο $B \sim 1$ G είναι της τάξης των μερικών ωρών μέχρι και μια ημέρα στις οπτικές συχνότητες και $\lesssim 1$ hr στις ακτίνες X, οπότε είναι συμβατοί με την παρατηρούμενη μεταβλητότητα. Οι πρόσφατες παρατηρήσεις όμως της ταχείας μεταβλητότητας σε ΥΕ ακτίνες γ της τάξης των μερικών λεπτών δοκιμάζουν την αντοχή των απλών μονο-ζωνικών λεπτονικών μοντέλων. Ακόμη και αν υποθέσει κάποιος παράγοντες Lorentz ~ 50 για να εξηγήσει την ταχεία μεταβλητότητα (Konopelko et al. 2003), η αιτιότητα επιβάλλει τότε ότι το μέγεθος της πηγής θα είναι μικρότερο και από την ακτίνα Schwarzschild της κεντρικής μελανής οπής (Begelman et al. 2008). Μία πιθανή λύση που έχει προταθεί (Tavecchio & Ghisellini 2008) είναι ότι η εκπομπή σε ακτίνες γ μπορεί να προέρχεται από μία μικρή περιοχή υπερ-σχετικιστικού πλάσματος εντός ενός πιο αργά κινούμενου πίδακα. Τέτοιοι ταχείς μικρής-κλίμακας πίδακες θα μπορούσαν να παράγονται από την μαγνητική επανασύνδεση (reconnection) σε έναν πίδακα ροής Poynting (Giannios et al. 2009).

Αδρονικά μοντέλα

Εναλλακτικά στα λεπτονικά είναι τα αδρονικά μοντέλα, όπου εκτός από τα ηλεκτρόνια υπάρχει και ένας πληθυσμός σχετικιστικών πρωτονίων (για μια ανασκόπηση δεξ Rachen 2000). Η χαμηλής συχνότητας συνιστώσα του φάσματος τότε μπορεί να αποδοθεί στην ακτινοβολία synchrotron είτε των πρωτογενών ηλεκτρονίων ή/και των δευτερογενών ηλεκτρονίων που παράγονται σε αδρονικές αλληλεπιδράσεις. Η υψηλής συχνότητας συνιστώσα οφείλεται στην ακτινοβολία synchrotron πρωτονίων καθώς και στην εκπομπή ουδέτερων και φορτισμένων μιονίων, τα οποία παράγονται σε αντιδράσεις πρωτονίου-φωτονίου εντός του πίδακα.

Αν ένα σημαντικό μέρος της ενέργειας του πίδακα χρησιμοποιείται για την επιτάχυνση των πρωτονίων έτσι ώστε να ικανοποιείται το κατώφλι για την παραγωγή πιονίων μέσω αντιδράσεων πρωτονίου-φωτονίου, τότε θα αναπτυχθεί ένας καταγισμός ζευγών σωματιδίων (Mannheim & Biermann 1992). Η επιτάχυνση των πρωτονίων σε ενέργειες $E_p^{\max} \gtrsim 10^{19}$ eV απαιτεί μαγνητικά πεδία αρκετά ισχυρά ώστε η ακτίνα Larmor $R_L = 3.3 \cdot 10^{15} B_1^{-1} E_{19}$ cm, με $B = 10 B_1$ G και $E_p = 10^{19} E_{19}$ eV, να είναι μικρότερη από το μέγεθος της πηγής, $R \lesssim 10^{16}$ cm, τιμή που προκύπτει από την παρατηρούμενη χρονική κλίμακα της μεταβλητότητας

τας. Σε μαγνητικά πεδία τέτοιου μεγέθους, πρέπει να ληφθεί υπόψη η ακτινοβολία synchrotron των πρωτογενών πρωτονίων (Aharonian 2000, Mücke & Protheroe 2000), καθώς και των δευτερογενών μιονίων και μεσονίων (Rachen & Mészáros 1998, Mücke & Protheroe 2000, 2001, Mücke et al. 2003) ώστε να προκύψει ένα πλήρες αδρονικό μοντέλο για τους blazar. Οι ηλεκτρομαγνητικοί καταγισμοί μπορούν να ενεργοποιηθούν από φωτόνια που παράγονται κατά τη διάσπαση των ουδέτερων πιονίων (καταγισμοί π^0), ή από ηλεκτρόνια που παράγονται κατά τη διάσπαση των φορτισμένων πιονίων, $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$ (καταγισμοί π^\pm), ή από synchrotron φωτόνια που παράγουν τα πρωτόνια (καταγισμοί synchrotron p), ή τέλος από synchrotron φωτόνια που παράγουν τα μίονια (καταγισμοί synchrotron μ^\pm).

Οι Mücke & Protheroe (2001), Mücke et al. (2003) έδειξαν ότι οι καταγισμοί π^0 και π^\pm που προκύπτουν από σχετικιστικά πρωτόνια παράγουν φάσματα ακτίνων γ χωρίς κάποιο χαρακτηριστικό, σε αντίθεση με τους καταγισμούς synchrotron p και μ^\pm που παράγουν ένα φάσμα με δύο συνιστώσες. Γενικά, η ακτινοβολία synchrotron των πρωτονίων και μιονίων ευθύνεται για το ΥΕ μέρος του ΠΦ των blazar, ενώ το χαμηλότερης ενέργειας κομμάτι οφείλεται κυρίως στην ακτινοβολία synchrotron των πρωτογενών ηλεκτρονίων και σε μικρότερο βαθμό των δευτερογενών.

Η μελέτη της χρονο-εξάρτησης των αδρονικών μοντέλων των blazar δεν είναι δυνατή, κυρίως λόγω των χρονοβόρων Monte-Carlo προσομοιώσεων που απαιτούνται για τους υπολογισμούς των καταγισμών. Επιπλέον, τα μοντέλα αυτά είναι δύσκολο να εξηγήσουν τις ταχείες μεταβολές των blazar, μιας και ο χαρακτηριστικός χρόνος ψύξης ενός πρωτονίου λόγω ακτινοβολίας synchrotron είναι της τάξης μεγέθους μερικών ημερών για τυπικές τιμές του μαγνητικού πεδίου και του παράγοντα Doppler (Aharonian 2000). Παρ' όλα αυτά, χρονικές κλίμακες μικρότερες από αυτήν θα μπορούσαν να οφείλονται σε γεωμετρικά φαινόμενα.

Οι χρονοβόρες Monte-Carlo προσομοιώσεις στα αδρονικά μοντέλα μπορούν να παρακαμφθούν σε μια πιο απλή προσέγγιση. Οι Kelner & Aharonian (2008) υπολόγισαν κάποιες αναλυτικές συναρτήσεις που προσομοιάζουν τα αποτελέσματα των αδρονικών αλληλεπιδράσεων χρησιμοποιώντας ένα κώδικα Monte-Carlo (Mücke et al. 2000). Οι συναρτήσεις αυτές περιγράφουν τα φάσματα των τελικών προϊόντων των διαφόρων διασπάσεων, όπως ηλεκτρονίων, ποζιτρονίων, νετρίνων και φωτονίων. Η χρήση των συναρτήσεων αυτών απαιτεί τη γνώση του πεδίου των φωτονίων-στόχων (δηλαδή των synchrotron φωτονίων) καθώς και της κατανομής των πρωτονίων. Από τη στιγμή που υπολογιστούν τα προϊόντα πρώτης γενιάς, πρέπει να ληφθούν υπόψη και τα φαινόμενα του καταγισμού, καθώς η εκπομπή synchrotron των ηλεκτρονίων αλλά και οι ακτίνες γ από τη διάσπαση των πιονίων παράγονται σε ενέργειες \gg TeV όπου η απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου είναι σημαντική.

Η ακολουθία των blazar

Στο πλαίσιο των λεπτονικών μοντέλων, η ακολουθία $FSRQ \rightarrow LBL \rightarrow IBL \rightarrow HBL$ εξηγείται συχνά με την όλο και μικρότερη συνεισφορά των εξωτερικών πεδίων φωτονίων στην ψύξη των ηλεκτρονίων και στην παραγωγή ΥΕ εκπομπής (Ghisellini et al. 1998). Με αυτή την έννοια, οι HBL εξηγούνται αρκετά καλά από καθαρά SSC μοντέλα, ενώ οι FSRQ συχνά χρειάζονται μια σημαντική EC συνιστώσα. Αυτή η εξήγηση είναι συμβατή και με τις ισχυρές γραμμές εκπομπής στους FSRQ, οι οποίες απουσιάζουν στα αντικείμενα τύπου BL Lac. Συγχρόνως, το πυκνότερο περιβάλλον γύρω από τον πυρήνα στους quasars μπορεί να οδηγήσει σε υψηλότερο ρυθμό προσαύξησης και άρα σε πίδακες με μεγαλύτερη λαμπρότητα, όπως προβλέπει και η ακολουθία των blazar. Αυτό θα μπορούσε να συνδέεται με μία εξελικτική ακολουθία από τους FSRQ στους HBL όπου το υλικό γύρω από τον πυρήνα σταδιακά ελαττώνεται (Böttcher & Dermer 2002).

Σύμφωνα με αυτή την εξήγηση όμως, θα περιμέναμε ότι κυρίως οι HBL (και ίσως οι IBL) θα ήταν ανιχνεύσιμοι σε υψηλής ενέργειας ακτίνες γ , αφού στους LBL και τους FSRQ τα ηλεκτρόνια δεν αναμένεται να έχουν ενέργειες της τάξης των \sim TeV. Αυτό φαίνεται να διαψεύδεται από τις πρόσφατες παρατηρήσεις ακτίνων γ των LBL και IBL αντικειμένων W Comae (Acciari et al. 2008), 3C66A (Acciari et al. 2009a), PKS 1424+240 (Acciari et al. 2010a), BL Lacertae (Albert et al. 2007b), S5 0716+714 (Anderhub et al. 2009) καθώς ακόμη και των FSRQ 3C 279 (Albert et al. 2008) και PKS 1510-089 (Pucella et al. 2008).

Τα ΠΦ των IBL, όπως ανιχνεύτηκαν από το *VERITAS*, μπορούν να εξηγηθούν με αμιγή λεπτονικά μοντέλα, αλλά με ακραίες τιμές των παραμέτρων. Τα IBL αντικείμενα 3C66A και W Comae π.χ., για να εξηγηθούν με το SSC μοντέλο, χρειάζονται μαγνητικά πεδία πολύ μικρότερα από αυτό της ισοκατανομής (equipartition) και αυτό δημιουργεί πρόβλημα στην εστίαση του πίδακα. Η προσθήκη μιας συνιστώσας εξωτερικού σκεδασμού Compton με στόχο ένα υπέρυθρο πεδίο φωτονίων οδηγεί σε πιο φυσικές τιμές των παραμέτρων (Acciari et al. 2009b).

Η περίπτωση του FSRQ 3C 279 παρουσιάζει μεγαλύτερα προβλήματα για τα λεπτονικά μοντέλα (Böttcher et al. 2009). Ο κύριος λόγος είναι ότι η διαφορά των συχνοτήτων στις οποίες εμφανίζονται τα μέγιστα της synchrotron και των ΥΕ ακτίνων γ είναι πολύ μεγάλη. Σε ένα μονο-ζωνικό SSC μοντέλο αυτό συνεπάγεται πολύ υψηλούς παράγοντες Lorentz για τα ηλεκτρόνια και πολύ χαμηλή τιμή του μαγνητικού πεδίου. Στα πλαίσια του EC μοντέλου, η SSC συνιστώσα που συνήθως στους FSRQ κυριαρχεί στις ακτίνες X, είναι στην περίπτωση του 3C 279 πολύ χαμηλή και δεν μπορεί να εξηγήσει την οπτική εκπομπή. Η εκπομπή στο οπτικό θα μπορούσε εναλλακτικά να παράγεται σε μία διαφορετική περιοχή. Μία καθαρή SSC εξήγηση του φάσματος είναι παρ' όλα αυτά δυνατή, αλλά απαιτεί ένα μαγνητικό πεδίο πολύ μικρότερο από αυτό της ισοκατανομής. Πιο φυσικά αποδεκτές παράμετροι μπορούν να επιτευχθούν στα πλαίσια του μοντέλου όπου η ακτινοβολία synchrotron προέρχεται από τα πρωτόνια (Mücke et al. 2003).

Υπολογισμός ερυθρομεταθέσεων

Η κατηγορία των BL Lac αντικειμένων ορίζεται από την απουσία πλατιών γραμμών εκπομπής στα οπτικά φάσματα. Αυτό συνεπάγεται ότι ο υπολογισμός των ερυθρομεταθέσεων και άρα και των αποστάσεών τους είναι πολύ δύσκολος έως αδύνατος. Η φωτομετρική μέθοδος υπολογισμού ερυθρομεταθέσεων που στηρίζεται στην υπόθεση ότι οι γαλαξίες των BL Lac αντικειμένων έχουν σταθερή λαμπρότητα (Sbarufatti et al. 2005) είναι ακόμα αρκετά αβέβαιη, ενώ και η οπτική φασματοσκοπία δίνει συνήθως μόνο κάτω όρια (Finke et al. 2008).

Μια εναλλακτική μέθοδος υπολογισμού των ερυθρομεταθέσεων των blazar εκμεταλλεύεται το γεγονός ότι οι ΥΕ ακτίνες γ απορροφούνται από το εξωγαλαξιακό φως υποβάθρου (extragalactic background light, EBL). Μερικά μοντέλα που μελετούν το EBL είναι τα Kneiske et al. (2004), Dwek & Krennrich (2005), Stecker et al. (2006), Franceschini et al. (2008), Gilmore et al. (2009), Finke et al. (2010). Τα τελευταία χρόνια έχει σημειωθεί μεγάλη πρόοδος στα μοντέλα που έχουμε για το φάσμα του EBL και αρχίζουν να προσεγγίζουν το κατώτερο όριο που προκύπτει από μετρήσεις γαλαξιών (Aharonian et al. 2006, Abdo et al. 2010b).

Η γνώση του φάσματος και της έντασης του EBL θέτει περιορισμούς στα μοντέλα των blazar, καθώς αναμένουμε ότι το μη-απορροφημένο φάσμα τους δεν θα γίνεται σκληρότερο σε μεγαλύτερες ενέργειες. Έτσι, μπορούμε να υπολογίσουμε ένα πάνω όριο της ερυθρομετάθεσης, επεκτείνοντας τον παρατηρούμενο από τον ανιχνευτή *Fermi* νόμο δύναμης του φάσματος στην περιοχή των ΥΕ ακτίνων γ και αποδίδοντας την όποια απόκλιση στην απορρόφηση του EBL (Georganopoulos et al. 2010, Acciari et al. 2010a). Μία πιο ρεαλιστική προσέγγιση (Prandini et al. 2010) λαμβάνει υπόψη και την αναμενόμενη μείωση του φάσματος στις ΥΕ ακτίνες γ , από ένα δείγμα blazar με γνωστές ερυθρομεταθέσεις που έχουν παρατηρηθεί και από το *Fermi* και από επίγεια τηλεσκόπια ακτίνων γ .

Αν το παρατηρούμενο ΠΦ ενός blazar με άγνωστη ερυθρομετάθεση αποτελείται από αρκετά σημεία, τότε το φαινόμενο της απορρόφησης του EBL μπορεί να χρησιμοποιηθεί ακόμα πιο αποτελεσματικά, περιορίζοντας τα μοντέλα του ΠΦ από το οπτικό μέχρι τις GeV ενέργειες και μεταβάλλοντας την ερυθρομετάθεση ώστε να εξηγηθεί καλύτερα το φάσμα στις ακτίνες γ . Η μέθοδος αυτή εφαρμόστηκε αναλυτικά στις πρόσφατες ανακαλύψεις με το *VERITAS* των αντικειμένων PKS 1424+240 (Acciari et al. 2010a) και 3C66A (Acciari et al. 2009a).

Σύνθετα λεπτονικά μοντέλα

Τα πολύπλοκα χαρακτηριστικά που εμφανίζουν συχνά οι blazar οδήγησαν στην ανάγκη θεώρησης μοντέλων πιο σύνθετων από αυτά που θεωρούν την απλή σφαιρική, μονο-ζωνική γεωμετρία. Η βασική ιδέα των πολυ-ζωνικών μοντέλων, όπως αυτά των Tavecchio & Ghisellini (2008) και Georganopoulos & Kazanas (2003), είναι ότι η διαφορετική σχετικιστική κίνηση μεταξύ διαφορετικών περιοχών της πηγής θα οδηγήσει στην ενίσχυση Doppler της εκπομπής της μιας περιοχής στο σύστημα ηρεμίας της άλλης. Έτσι, δεν χρειάζονται πλέον οι υψηλοί παράγοντες Lorentz

που χρησιμοποιήθηκαν στα μονο-ζωνικά μοντέλα για τα αντικείμενα Mrk 501 και PKS 2155-304, και τότε η εξήγηση των ΠΦ αυτών των πηγών γίνεται με πιο φυσικά αποδεκτές τιμές των παραμέτρων.

Παρ' όλα αυτά, τέτοιου είδους μοντέλα δεν υπολογίζουν την χρονική εξέλιξη των κατανομών ηλεκτρονίων και φωτονίων, οπότε δεν μπορούν να κάνουν προβλέψεις σχετικά με τη μεταβλητότητα και τις χρονικές διαφορές μεταξύ διαφορετικών περιοχών συχνοτήτων. Με αυτά τα ζητήματα ασχολούνται τα μοντέλα που περιλαμβάνουν ένα κρουστικό κύμα εντός του πίδακα (shock-in-jet models) ή ακόμη τη σύγκρουση δύο σχετικιστικά κινούμενων περιοχών εντός του πίδακα (internal-shock models, μοντέλα εσωτερικών κυμάτων κρούσης, EKK).

Η αρχική ιδέα αυτών των EKK μοντέλων αναπτύχθηκε με σκοπό να εξηγήσει τα ραδιο-φάσματα των εξωγαλαξιακών πιδάκων (Marscher & Gear 1985), ενώ η εφαρμογή τους στα φάσματα ΥΕ των blazar προτάθηκε από τους Spada et al. (2001). Η αναλυτική περιγραφή της δυναμικής των ηλεκτρονίων και της διάδοσης της ακτινοβολίας σε ένα κρουστικό κύμα εντός του πίδακα ενός blazar μπορεί να βρεθεί στους Sokolon et al. (2004), Sokolon & Marscher (2005), Graff et al. (2008). Το EKK μοντέλο των Mimica et al. (2004) υποθέτει ότι η κεντρική μηχανή εκτοξεύει διαρκώς συγκεντρώσεις σχετικιστικού πλάσματος σε διάφορες ταχύτητες, οι οποίες στη συνέχεια συγκρούονται μεταξύ τους. Τέτοια μοντέλα εξηγούν αρκετά καλά τα ΠΦ των blazar καθώς και τις χρονικές διαφορές μεταξύ των διαφόρων συχνοτήτων.

Η ρεαλιστική αντιμετώπιση της διάδοσης της ακτινοβολίας σε ένα EKK μοντέλο απαιτεί τον χρονο-εξαρτώμενο υπολογισμό των καθυστερημένων πεδίων ακτινοβολίας από όλη την έκταση της συμπίεσμνης περιοχής του πίδακα. Το σύστημα λοιπόν είναι υψηλά μη-γραμμικό και άρα μπορεί να λυθεί μόνο με αριθμητικές μεθόδους, όπως στους Sokolon et al. (2004), Mimica et al. (2004), Graff et al. (2008). Ο υπολογισμός των χρονικά εξαρτώμενων φασμάτων όμως είναι αρκετά χρονοβόρος, και έτσι αυτά τα μοντέλα έχουν διερευνήσει μια μικρή περιοχή του χώρου παραμέτρων. Ένα μοντέλο που βελτιώνει αυτό το θέμα είναι αυτό των Böttcher & Dermer (2010), όπου η χωρική και η χρονική εξάρτηση της κατανομής των ηλεκτρονίων υπολογίζεται αναλυτικά, ενώ λαμβάνονται υπόψη και τα φαινόμενα διάδοσης του φωτός υπολογίζοντας αριθμητικά τις εκπομπές synchrotron και SSC.

Κεφάλαιο 2

Διαδικασίες ακτινοβολίας

Στο κεφάλαιο αυτό θα δούμε τις βασικές σχέσεις που περιγράφουν τις διαδικασίες ακτινοβολίας που σχετίζονται με τους ενεργούς γαλαξίες και θα μας απασχολήσουν στη διάρκεια της εργασίας. Πιο συγκεκριμένα, θα μελετήσουμε την ακτινοβολία synchrotron ηλεκτρονίων που ευθύνεται για την εκπομπή χαμηλής ενέργειας στους ΕΓΠ, τον αντίστροφο σκεδασμό Compton γενικά και το SSC ειδικά, υπεύθυνο για την εκπομπή σε υψηλές ενέργειες, καθώς και την απορρόφηση φωτονίου–φωτονίου που αλλοιώνει το φάσμα ΥΕ ακτίνων γ ενός ενεργού γαλαξία.

2.1 Ακτινοβολία synchrotron

Η ακτινοβολία synchrotron εκπέμπεται από σχετικιστικά φορτισμένα σωματίδια που βρίσκονται σε μαγνητικό πεδίο. Τα σωματίδια διαγράφουν ελικοειδείς τροχιές γύρω από τις δυναμικές γραμμές του πεδίου οπότε επιταχύνονται και έτσι ακτινοβολούν. Επειδή επιπλέον είναι σχετικιστικά, η εκπεμπόμενη ακτινοβολία εστιάζεται ισχυρά προς την κατεύθυνση κίνησής τους και το αποτέλεσμα είναι η ακτινοβολία synchrotron. Επειδή θα μας απασχολήσει η ακτινοβολία synchrotron μόνο των ηλεκτρονίων, οι όροι ‘σωματίδια’ και ‘ηλεκτρόνια’ θα θεωρούνται στο εξής ταυτόσημοι.

Οι ενεργειακές απώλειες ενός σχετικιστικού ηλεκτρονίου με παράγοντα Lorentz $\gamma = E/m_e c^2 \gg 1$ που σχηματίζει σταθερή γωνία θ με το μαγνητικό πεδίο B είναι

$$-\frac{dE}{dt}(\theta) = 2\sigma_T c U_B \sin^2 \theta \gamma^2, \quad (2.1)$$

όπου σ_T η ενεργός διατομή Thomson, c η ταχύτητα του φωτός (οι τιμές των φυσικών σταθερών δίνονται στο Παράρτημα Α) και

$$U_B = \frac{B^2}{8\pi} \quad (2.2)$$

η ενεργειακή πυκνότητα του μαγνητικού πεδίου.

Η εκπεμπόμενη διαφορική λαμπρότητα ανά μονάδα συχνότητας ενός ηλεκτρονίου δίνεται από τη σχέση (π.χ. Blumenthal & Gould 1970)

$$L_{\gamma}^{\text{syn}}(\nu, \theta) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \theta}{m_e c^2} g_s \left(\frac{\nu}{\gamma^2 \nu_0 \sin \theta} \right), \quad (2.3)$$

όπου e , m_e το φορτίο και η μάζα του ηλεκτρονίου,

$$g_s(x) = x \int_x^{\infty} dy K_{5/3}(y) \quad (2.4)$$

και $K_{5/3}(x)$ η τροποποιημένη συνάρτηση Bessel τάξης 5/3. Η χαρακτηριστική συχνότητα

$$\nu_0 = \frac{3}{4\pi} \frac{eB}{m_e c} \quad (2.5)$$

είναι ένα πολλαπλάσιο της συχνότητας κυκλότρου, $\nu_0 = 1.5 \nu_B$. Η συνάρτηση $g_s(x)$ σε μικρές συχνότητες έχει την εξάρτηση $g_s(x \ll 1) \propto x^{1/3}$, ενώ σε μεγάλες συχνότητες μειώνεται εκθετικά $g_s(x \gg 1) \propto x^{1/2} e^{-x}$, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1. Το μέγιστό της εμφανίζεται για $x = 0.29$, ή ισοδύναμα στη συχνότητα $\nu_{\text{max}}(\theta) = 0.29 \gamma^2 \nu_0 \sin \theta$.

Στην περίπτωση που τα ηλεκτρόνια είναι ισοτροπικά κατανομημένα γύρω από το μαγνητικό πεδίο, οι σχέσεις (2.1), (2.3) πρέπει να σταθμιστούν ως προς τη γωνία θ . Η (2.1) γίνεται αμέσως

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{1}{4\pi} \oint d\Omega \left(-\frac{dE}{dt}(\theta) \right) = \frac{4}{3} \sigma_T c U_B \gamma^2. \quad (2.6)$$

Η στάθμιση της (2.3) ως προς τις γωνίες είναι λίγο πιο περίπλοκη, αλλά αποδεικνύεται ότι (Crusius & Schlickeiser 1986)

$$L_{\gamma}^{\text{syn}}(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3 B}{m_e c^2} F_s \left(\frac{\nu}{\gamma^2 \nu_0} \right), \quad (2.7)$$

όπου τώρα

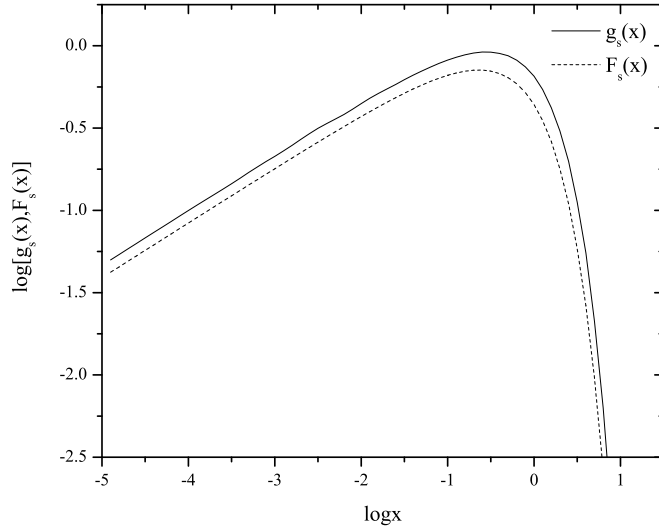
$$F_s(x) = \frac{x^2}{2} \left(K_{4/3} \left(\frac{x}{2} \right) K_{1/3} \left(\frac{x}{2} \right) - \frac{3}{10} x \left(K_{4/3}^2 \left(\frac{x}{2} \right) - K_{1/3}^2 \left(\frac{x}{2} \right) \right) \right). \quad (2.8)$$

Η $F_s(x)$ έχει παρόμοια μορφή με την $g_s(x)$ όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1 και εμφανίζει μέγιστο για $x = 0.23$, οπότε η μέγιστη λαμπρότητα εκπέμπεται στη συχνότητα $\nu_{\text{max}} = 0.23 \gamma^2 \nu_0$.

Το φάσμα synchrotron μιας κατανομής ηλεκτρονίων

Όταν έχουμε μια κατανομή ηλεκτρονίων, $N(\gamma)$, το συνολικό φάσμα θα δίνεται από την ολοκλήρωση του φάσματος που εκπέμπει κάθε ηλεκτρόνιο ως προς τις ενέργειες των ηλεκτρονίων, δηλαδή

$$L(\nu) = \int_1^{\infty} d\gamma N(\gamma) L_{\gamma}^{\text{syn}}(\nu). \quad (2.9)$$



Σχήμα 2.1: Η λαμπρότητα synchrotron ενός ηλεκτρονίου.

Πιο συγκεκριμένα, θα θεωρήσουμε μια κατανομή ηλεκτρονίων που έχει τη μορφή νόμου δύναμης με εκθέτη s μεταξύ δύο ακραίων ενεργειών $\gamma_{\min} < \gamma < \gamma_{\max}$, δηλαδή

$$N(\gamma) = k_e \gamma^{-s} S(\gamma; \gamma_{\min}, \gamma_{\max}) \quad (2.10)$$

όπου S η συνάρτηση βήματος

$$S(x; a, b) = \begin{cases} 1, & \text{αν } a < x < b \\ 0, & \text{αλλιώς} \end{cases} . \quad (2.11)$$

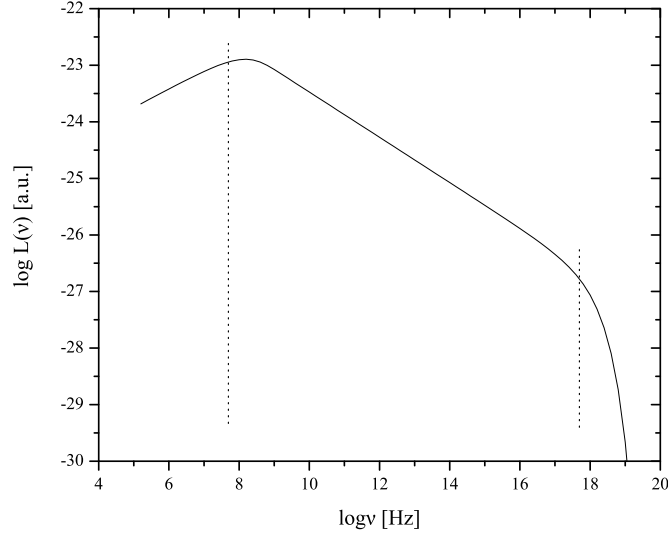
Το φάσμα που προκύπτει παρουσιάζεται στο σχήμα 2.2. Διακρίνουμε τις ακόλουθες φασματικές περιοχές

$$L(\nu) = \begin{cases} \nu^{1/3}, & \text{αν } \nu \lesssim \gamma_{\min}^2 \nu_0 \\ \nu^{-p}, & \text{αν } \gamma_{\min}^2 \nu_0 \lesssim \nu \lesssim \gamma_{\max}^2 \nu_0 \\ \nu^{1/2} e^{-\nu/\nu_{\max}}, & \text{αν } \nu \gtrsim \gamma_{\max}^2 \nu_0 \end{cases} . \quad (2.12)$$

Το παραγόμενο φάσμα σε μικρές συχνότητες έχει τη μορφή του φάσματος μονοενεργητικών ηλεκτρονίων, σε ενδιάμεσες συχνότητες έχει τη μορφή νόμου δύναμης με εκθέτη που εξαρτάται από τον εκθέτη των ηλεκτρονίων

$$p = \frac{s-1}{2} \quad (2.13)$$

και σε μεγάλες συχνότητες μειώνεται εκθετικά.



Σχήμα 2.2: Το φάσμα synchrotron μιας κατανομής ηλεκτρονίων που έχει τη μορφή νόμου δύναμης με εκθέτη $s = 1.8$ μεταξύ των ενεργειών $\gamma_{\min} = 10$ και $\gamma_{\max} = 10^6$ σε μαγνητικό πεδίο έντασης $B = 0.5$ G. Οι κατακόρυφες γραμμές αντιστοιχούν στις συχνότητες $0.23\gamma_{\min}^2\nu_0$ και $0.23\gamma_{\max}^2\nu_0$ όπου εκπέμπεται η μέγιστη λαμπρότητα του αριστερού και του δεξιού άκρου της κατανομής αντίστοιχα.

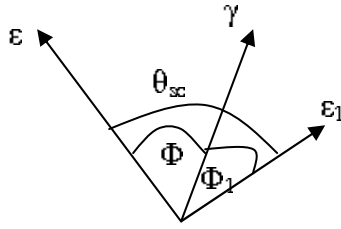
2.2 Αντίστροφος σκεδασμός Compton

Ο αντίστροφος σκεδασμός Compton είναι η διαδικασία κατά την οποία ένα κινούμενο ηλεκτρόνιο σκεδάζει ένα φωτόνιο με αποτέλεσμα να του μεταφέρει ένα μέρος της ενέργειάς του. Ο όρος ‘αντίστροφος’ χρησιμοποιείται σε αντιδιαστολή με τον ‘ευθύ’ σκεδασμό Compton όπου ένα φωτόνιο σκεδάζεται από ένα ακίνητο ηλεκτρόνιο και χάνει ενέργεια.

Η γεωμετρία της σκέδασης φαίνεται στο σχήμα 2.3. Στο σύστημα του εργαστηρίου θεωρούμε ένα φωτόνιο με ενέργεια ε και διεύθυνση \hat{n} που ορίζεται από τις σφαιρικές συντεταγμένες (ϑ, ϕ) ενώ ορίζουμε και $\mu = \cos \vartheta$. Ένα ηλεκτρόνιο που κινείται στη διεύθυνση \hat{n}_e (ϑ_e, ϕ_e) με ταχύτητα βc και παράγοντα Lorentz $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ σκεδάζει το φωτόνιο σε ενέργεια ε_1 και διεύθυνση \hat{n}_1 (ϑ_1, ϕ_1) (όλες οι ποσότητες με δείκτη 1 αναφέρονται σε φωτόνια μετά τη σκέδαση). Η διατήρηση της τετραορμής δίνει τη σχέση των ενεργειών του φωτονίου πριν και μετά τη σκέδαση

$$\varepsilon_1 = \varepsilon \frac{1 - \beta \cos \Phi}{1 - \beta \cos \Phi_1 + \varepsilon/\gamma(1 - \mu_{sc})}, \quad (2.14)$$

όπου $\varepsilon = \varepsilon/m_e c^2$, $\Phi = \arccos(\hat{n} \cdot \hat{n}_e)$ η γωνία που σχηματίζει η αρχική διεύθυνση του φωτονίου με αυτή του ηλεκτρονίου, Φ_1 η γωνία μεταξύ τελικής διεύθυνσης



Σχήμα 2.3: Η γεωμετρία του σκεδασμού Compton.

φωτονίου και ηλεκτρονίου και

$$\mu_{sc} = \cos \vartheta_{sc} = \hat{n} \cdot \hat{n}_1 = \mu\mu_1 + \sqrt{1 - \mu^2}\sqrt{1 - \mu_1^2} \cos(\phi - \phi_1) \quad (2.15)$$

το συνημίτονο της γωνίας σκέδασης, δηλαδή της γωνίας μεταξύ των διευθύνσεων του φωτονίου πριν και μετά τη σκέδαση.

Η μέγιστη ενέργεια που κερδίζει το φωτόνιο αντιστοιχεί σε μετωπική σύγκρουση φωτονίου-ηλεκτρονίου, $\Phi = \pi$, και γωνία μετά τη σκέδαση ίση με του ηλεκτρονίου, $\Phi_1 = 0$, οπότε η γωνία σκέδασης είναι $\vartheta_{sc} = \pi$. Τότε

$$\varepsilon_1^{\max} = \frac{4\gamma^2\varepsilon}{1 + 4\gamma\varepsilon}. \quad (2.16)$$

Η ποσότητα $\Gamma_e = 4\gamma\varepsilon$ που εμφανίζεται στον παρονομαστή της (2.16) καθορίζει το είδος της σκέδασης. Όταν $\Gamma_e \ll 1$ η σκέδαση γίνεται στο κλασσικό όριο Thomson, δηλαδή είναι ελαστική και τότε η μέγιστη ενέργεια είναι $\varepsilon_1^{\max} = 4\gamma^2\varepsilon$. Στο κβαντικό όριο Klein-Nishina, δηλαδή όταν $\Gamma_e \gg 1$, το φωτόνιο κερδίζει ένα μεγάλο μέρος της ενέργειας του ηλεκτρονίου, $\varepsilon_1^{\max} = \gamma m_e c^2$. Η ελάχιστη ενέργεια προκύπτει όταν δεν γίνεται σκέδαση, δηλαδή όταν $\Phi = \Phi_1$ και $\vartheta_{sc} = 0$, οπότε $\varepsilon_1^{\min} = \varepsilon$. Συνολικά, τα όρια της ενέργειας του φωτονίου μετά τη σκέδαση είναι

$$\varepsilon \leq \varepsilon_1 \leq \frac{4\gamma^2\varepsilon}{1 + 4\gamma\varepsilon} = \begin{cases} 4\gamma^2\varepsilon, & \Gamma_e \ll 1 \\ \gamma m_e c^2, & \Gamma_e \gg 1 \end{cases}. \quad (2.17)$$

Φάσμα ενός ηλεκτρονίου

Για τον υπολογισμό του φάσματος που παράγει ένα ηλεκτρόνιο όταν βρίσκεται σε περιοχή όπου υπάρχει μια κατανομή φωτονίων, χρειαζόμαστε τη διαφορική ενεργό διατομή του σκεδασμού Compton όπως αυτή δίνεται στο σύστημα του ηλεκτρονίου (Klein & Nishina 1929)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'_1 d\varepsilon'_1} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'}\right)^2 F_c\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon'_1}, \mu'_{sc}\right) \delta\left(\varepsilon'_1 - \frac{\varepsilon'}{1 + \varepsilon'(1 - \mu'_{sc})}\right), \quad (2.18)$$

όπου r_e η κλασσική ακτίνα του ηλεκτρονίου, $\mu'_{sc} = \hat{n}' \cdot \hat{n}'_1$ και

$$F_c(x, y) = 1 + y^2 + \frac{(x-1)^2}{x} = F_c\left(\frac{1}{x}, y\right) = F_c(x, -y). \quad (2.19)$$

Οι τονούμενες ποσότητες αναφέρονται στο σύστημα του ηλεκτρονίου και η σχέση τους με τις αντίστοιχες ποσότητες στο σύστημα του εργαστηρίου δίνεται στο Παράρτημα Β. Το όρισμα της συνάρτησης δ είναι η σχέση (2.14) εκφρασμένη στο σύστημα του ηλεκτρονίου και περιγράφει τον ευθύ σκεδασμό Compton.

Ο διαφορικός ρυθμός παραγωγής φωτονίων στο σύστημα του ηλεκτρονίου δίνεται από τη βασική σχέση

$$\frac{dN_{\gamma, \Omega_e}}{dt' d\varepsilon'_1 d\Omega'_1} = c \int dn' \frac{d\sigma}{d\Omega'_1 d\varepsilon'_1}, \quad (2.20)$$

όπου dn' ένα στοιχειώδες τμήμα της κατανομής των φωτονίων-στόχων. Χρησιμοποιώντας το Lorentz αναλλοίωτο μέγεθος dn/ε έχουμε

$$dn' = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} dn = \gamma(1 - \beta \cos \Phi) n(\varepsilon, \Omega) d\varepsilon d\Omega \quad (2.21)$$

και έτσι ο διαφορικός ρυθμός παραγωγής φωτονίων στο σύστημα του εργαστηρίου μπορεί να γραφτεί

$$\frac{dN_{\gamma, \Omega_e}}{dt d\varepsilon_1 d\Omega_1} = c \int dn(1 - \beta \cos \Phi) \frac{d\sigma}{d\Omega'_1 d\varepsilon'_1} \frac{d\varepsilon'_1}{d\varepsilon_1} \frac{d\Omega'_1}{d\Omega_1}, \quad (2.22)$$

όπου χρησιμοποιήσαμε τη σχέση διαστολής χρόνου $dt = \gamma dt'$.

Η σχέση (2.22) δίνει τη γωνιακή κατανομή του εκπεμπόμενου φάσματος. Εμείς ενδιαφερόμαστε όμως για το ολοκληρωμένο ως προς τις γωνίες φάσμα, το οποίο δίνεται από την

$$\frac{dN_{\gamma, \Omega_e}}{dt d\varepsilon_1} = \oint d\Omega_1 \frac{dN_{\gamma}}{dt d\varepsilon_1 d\Omega_1} = c \int dn (1 - \beta \cos \Phi) \oint d\Omega'_1 \frac{d\sigma}{d\Omega'_1 d\varepsilon'_1} \frac{d\varepsilon'_1}{d\varepsilon_1}. \quad (2.23)$$

Υπολογίζουμε το εσωτερικό ολοκλήρωμα

$$I = \oint d\Omega'_1 \frac{d\sigma}{d\Omega'_1 d\varepsilon'_1} \frac{d\varepsilon'_1}{d\varepsilon_1} = \frac{r_e^2}{2} \oint d\Omega'_1 \left(\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'} \right)^2 F_c \left(\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'}, \mu'_{sc} \right) \delta \left(\varepsilon_1 - \frac{\gamma \varepsilon'_1 L'_1}{1 + \varepsilon'(1 - \mu'_{sc})} \right) \quad (2.24)$$

όπου $L'_1 = 1 + \beta \cos \Phi'_1$. Ορίζουμε τις ποσότητες $L = 1 - \beta \cos \Phi$ και

$$q = \frac{\varepsilon_1/4\gamma^2\varepsilon}{1 - \varepsilon_1/\gamma m_e c^2} = \frac{\varepsilon_1/\gamma m_e c^2}{1 - \varepsilon_1/\gamma m_e c^2} \frac{1}{\Gamma_e} \quad (2.25)$$

και αναδιατάσσουμε τους όρους μέσα στη συνάρτηση δ και το ολοκλήρωμα γράφεται

$$I = \frac{r_e^2}{2\gamma^2\varepsilon L} \oint d\Omega'_1 \frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'} F_c \left(\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'}, \mu'_{sc} \right) \delta \left(L'_1 - \frac{4q/L}{1 + \Gamma_e q} (1 + \varepsilon'(1 - \mu'_{sc})) \right). \quad (2.26)$$

Στο σημείο αυτό κάνουμε την παραδοχή ότι τα ηλεκτρόνια είναι αρκετά σχετικιστικά, $\gamma \gg 1$, ώστε όλα τα φωτόνια να προσπίπτουν από την αντίθετη κατεύθυνση στο σύστημα του ηλεκτρονίου, δηλαδή $\Phi' = \pi$ οπότε θα είναι και $\cos \Phi'_1 = -\mu'_{sc}$. Τότε

$$I = \frac{r_e^2 (1 + \Gamma_e q)}{2\gamma^2 \varepsilon L} \oint d\Omega'_1 \frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'} F_c \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon'_1}, \mu'_{sc} \right) \delta \left(\mu'_{sc} - \frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{4q}{L} \right) \right). \quad (2.27)$$

Κάνοντας δύο διαδοχικές στροφές ώστε $d\Omega'_1 = 2\pi d\mu'_{sc}$, το ολοκλήρωμα υπολογίζεται αμέσως και είναι

$$I = \frac{\pi r_e^2}{\gamma^2 \varepsilon L} F_c \left(1 + \Gamma_e q, 1 - \frac{4q}{L} \right) S \left(\frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{4q}{L} \right); -1, 1 \right). \quad (2.28)$$

Εκφράζουμε τη συνάρτηση βήματος ως προς L και αντικαθιστούμε στην (2.23) και έχουμε τελικά

$$\frac{dN_{\gamma, \Omega_e}}{dt d\varepsilon_1} = \frac{\pi r_e^2 c}{\gamma^2} \int_0^\infty d\varepsilon \oint d\Omega \frac{n(\varepsilon, \Omega)}{\varepsilon} F_c \left(1 + \Gamma_e q, 1 - \frac{4q}{L} \right) S(L; 2q, 8\gamma^2 q). \quad (2.29)$$

Η (2.29) είναι η γενική σχέση από την οποία υπολογίζεται το φάσμα αντίστροφου σκεδασμού Compton μιας ανισοτροπικής κατανομής φωτονίων, δηλαδή μιας κατανομής που εξαρτάται από τη στερεά γωνία.

Στην περίπτωση που τα ηλεκτρόνια είναι ισοτροπικά κατανομημένα, το φάσμα που θα πάρουμε θα πρέπει να σταθμιστεί ως προς τις γωνίες των ηλεκτρονίων, δηλαδή το φάσμα που μας ενδιαφέρει είναι το

$$\frac{dN_\gamma}{dt d\varepsilon_1} = \oint \frac{d\Omega_e}{4\pi} \frac{dN_{\gamma, \Omega_e}}{dt d\varepsilon_1}. \quad (2.30)$$

Υπολογίζουμε το ολοκλήρωμα

$$H = \oint \frac{d\Omega_e}{4\pi} F_c \left(1 + \Gamma_e q, 1 - \frac{4q}{L} \right) S(L; 2q, 8\gamma^2 q) \quad (2.31)$$

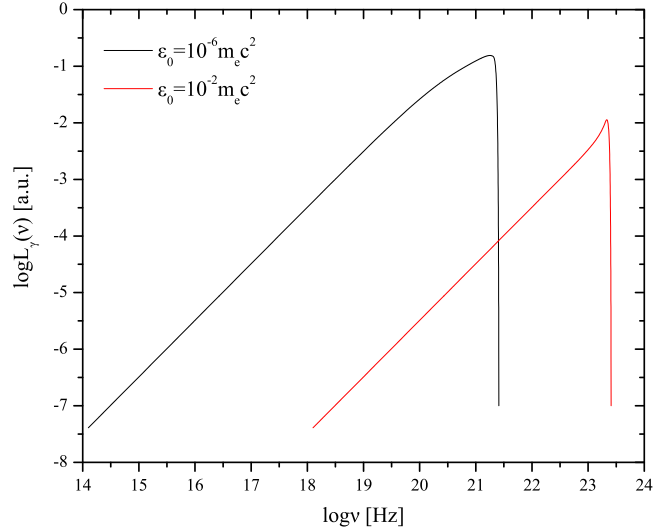
στο στραμμένο σύστημα όπου $d\Omega_e = 2\pi d(\cos \Phi)$ και μετατρέπουμε την ολοκλήρωση ως προς L και έχουμε

$$H = \frac{1}{2\beta} \int_{1-\beta}^{1+\beta} dL F_c \left(1 + \Gamma_e q, 1 - \frac{4q}{L} \right) S(L; 2q, 8\gamma^2 q) \quad (2.32)$$

$$= \frac{1}{2} \int_{2q}^2 dL F_c \left(1 + \Gamma_e q, 1 - \frac{4q}{L} \right). \quad (2.33)$$

Στο τελευταίο βήμα χρησιμοποιήσαμε τον κινηματικό περιορισμό (2.17) στη μορφή $1/4\gamma^2 < q < 1$ και θέσαμε $\beta \simeq 1$. Το ολοκλήρωμα υπολογίζεται εύκολα και έχουμε τελικά

$$\frac{dN_\gamma}{dt d\varepsilon_1} = \frac{2\pi r_e^2 c}{\gamma^2} \int_0^\infty d\varepsilon \frac{n(\varepsilon)}{\varepsilon} f_c(q, \Gamma_e) S \left(q; \frac{1}{4\gamma^2}, 1 \right), \quad (2.34)$$



Σχήμα 2.4: Το φάσμα Compton ενός ηλεκτρονίου με ενέργεια $\gamma = 2500$ που βρίσκεται σε περιοχή όπου υπάρχει μια μονοενεργητική κατανομή φωτονίων με ενέργεια τέτοια ώστε $\Gamma_e = 10^{-2}$ και $\Gamma_e = 10^2$.

όπου

$$f_c(q, \Gamma_e) = 2q \ln q + q + 1 - 2q^2 + \frac{1}{2} \frac{(\Gamma_e q)^2}{1 + \Gamma_e q} (1 - q) \quad (2.35)$$

και $n(\varepsilon) = \int d\Omega n(\varepsilon, \Omega)$. Το αποτέλεσμα αυτό ταυτίζεται με το αποτέλεσμα που θα παίρναμε στην περίπτωση που τα φωτόνια ήταν ισοτροπικά (Blumenthal & Gould 1970) και αυτό οφείλεται στη στάθμιση του φάσματος ως προς τις γωνίες των ηλεκτρονίων.

Τέλος, εκφράζουμε το φάσμα ως προς συχνότητα αντί για ενέργεια και υπολογίζουμε την εκπεμπόμενη λαμπρότητα ανά μονάδα συχνότητας μέσω της σχέσης

$$L_\gamma^{\text{ics}}(\nu_1) = h^2 \nu_1 \left. \frac{dN_\gamma}{dt d\varepsilon_1} \right|_{\varepsilon_1 = h\nu_1}. \quad (2.36)$$

Η μορφή του φάσματος Compton για μία μονοενεργητική κατανομή φωτονίων $n(\varepsilon) = n_0 \delta(\varepsilon - \varepsilon_0)$ φαίνεται στο σχήμα 2.4. Παρατηρούμε ότι σε μικρές συχνότητες το φάσμα έχει τη μορφή $L_\gamma(\nu) \propto \nu$ και κόβεται απότομα στη συχνότητα που αντιστοιχεί στη μέγιστη ενέργεια του σκεδασμού Compton (σχέση 2.17). Επιπλέον, η μορφή του φάσματος σε συχνότητες κοντά στη μέγιστη εξαρτάται από το όριο στο οποίο συμβαίνει ο σκεδασμός, δηλαδή από την ποσότητα Γ_e , όπως φαίνεται στο σχήμα 2.4.

Ενεργειακές απώλειες ηλεκτρονίων

Γνωρίζοντας το φάσμα του ενός ηλεκτρονίου μπορούμε να υπολογίσουμε τις ενεργειακές απώλειες των ηλεκτρονίων από τη σχέση

$$-\frac{dE}{dt} = \int_0^\infty d\varepsilon_1 (\varepsilon_1 - \varepsilon) \frac{dN_\gamma}{dt d\varepsilon_1}. \quad (2.37)$$

Αντικαθιστώντας την (2.34) έχουμε διαδοχικά

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dt} &= \frac{2\pi r_e^2 c}{\gamma^2} \int_0^\infty d\varepsilon \frac{n(\varepsilon)}{\varepsilon} \int_\varepsilon^{\frac{4\gamma^2\varepsilon}{1+\Gamma_e}} d\varepsilon_1 (\varepsilon_1 - \varepsilon) f_c(q, \Gamma_e) \\ &= 3\sigma_{TC} \int_0^\infty d\varepsilon n(\varepsilon) \int_{\frac{1}{4\gamma^2}}^1 dq \left(4\gamma^2\varepsilon \frac{q}{1+\Gamma_e q} - \varepsilon \right) \frac{f_c(q, \Gamma_e)}{(1+\Gamma_e q)^2} \\ &= \frac{4}{3} \sigma_{TC} \gamma^2 \int_0^\infty d\varepsilon U(\varepsilon) g_c(\Gamma_e, \gamma) \end{aligned} \quad (2.38)$$

όπου $U(\varepsilon) = \varepsilon n(\varepsilon)$ η διαφορική ενεργειακή πυκνότητα των φωτονίων και

$$g_c(\Gamma_e, \gamma) = 9 \int_{\frac{1}{4\gamma^2}}^1 dq \frac{q f_c(q, \Gamma_e)}{(1+\Gamma_e q)^3} \left(1 - \frac{1+\Gamma_e q}{4\gamma^2 q} \right). \quad (2.39)$$

Στις περισσότερες περιπτώσεις μπορούμε να υποθέσουμε ότι η ενέργεια του φωτονίου μετά την σκέδαση είναι πολύ μεγαλύτερη από την ενέργεια που είχε πριν, $\varepsilon_1 \gg \varepsilon$, οπότε

$$g_c(\Gamma_e, \gamma) = 9 \int_{\frac{1}{4\gamma^2}}^1 dq \frac{q f_c(q, \Gamma_e)}{(1+\Gamma_e q)^3}. \quad (2.40)$$

Επιπλέον, η υπόθεση ότι τα ηλεκτρόνια είναι σχετικιστικά, $\gamma \gg 1$, μας επιτρέπει να θεωρήσουμε το κάτω όριο της ολοκλήρωσης ίσο με το μηδέν, οπότε το ολοκλήρωμα μπορεί να υπολογιστεί αναλυτικά και είναι

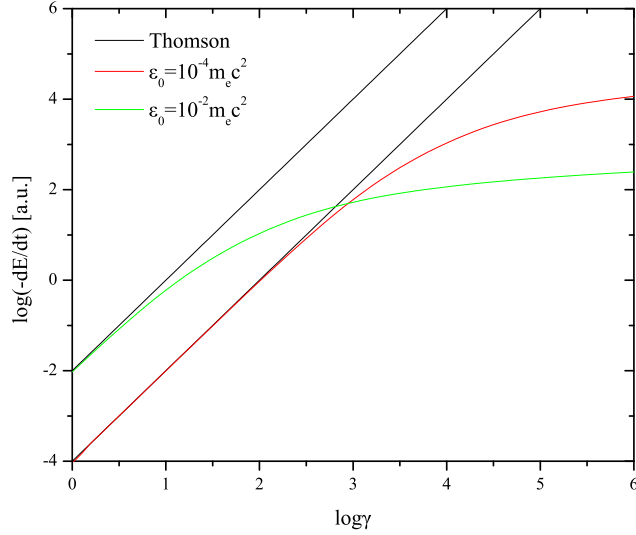
$$g_c(\Gamma_e) = \frac{9}{\Gamma_e^3} \left[\left(\frac{\Gamma_e}{2} + 6 + \frac{6}{\Gamma_e} \right) \ln(1+\Gamma_e) - \frac{\frac{11}{12}\Gamma_e^3 + 8\Gamma_e^2 + 13\Gamma_e + 6}{(1+\Gamma_e)^2} + 2\text{Li}_2(-\Gamma_e) \right], \quad (2.41)$$

όπου $\text{Li}_2(x)$ η συνάρτηση του διλογάριθμου που ορίζεται από τη σχέση

$$\text{Li}_2(x) = - \int_0^x dt \frac{\ln(1-t)}{t}, \quad x < 1. \quad (2.42)$$

Στο όριο Thomson, $\Gamma_e \ll 1$, είναι

$$\lim_{\Gamma_e \rightarrow 0} g_c(\Gamma_e) = 1, \quad (2.43)$$



Σχήμα 2.5: Οι ενεργειακές απώλειες του αντίστροφου σκεδασμού Compton συναρτήσει της ενέργειας του ηλεκτρονίου για δύο μονοενεργητικές κατανομές φωτονίων διαφορετικής ενέργειας.

οπότε οι ενεργειακές απώλειες καταλήγουν στη γνωστή σχέση

$$-\frac{dE}{dt} \Gamma_e \leq 1 \frac{4}{3} \sigma_{\text{TC}} U_{\text{ph}} \gamma^2, \quad (2.44)$$

όπου είναι ανάλογες του τετραγώνου της ενέργειας του ηλεκτρονίου και της ενεργειακής πυκνότητας των φωτονίων

$$U_{\text{ph}} = \int_0^{\infty} d\varepsilon U(\varepsilon). \quad (2.45)$$

Στο όριο Klein-Nishina είναι $\Gamma_e \gg 1$ και το ανάπτυγμα της (2.41) είναι

$$g_c(\Gamma_e) = \frac{9}{2\Gamma_e^2} \left(\ln \Gamma_e - \frac{11}{6} \right) + \mathcal{O} \left(\frac{1}{\Gamma_e^3} \right). \quad (2.46)$$

Οι ενεργειακές απώλειες γράφονται τότε

$$-\frac{dE}{dt} \Gamma_e \gg 1 \pi e^4 c \int_0^{\infty} d\varepsilon \frac{n(\varepsilon)}{\varepsilon} \left[\ln \left(\frac{4\gamma\varepsilon}{m_e c^2} \right) - \frac{11}{6} \right] \quad (2.47)$$

και παρατηρούμε ότι η εξάρτησή τους από την ενέργεια του ηλεκτρονίου είναι πολύ ασθενής και πιο συγκεκριμένα είναι λογαριθμική. Τα αποτελέσματα αυτά φαίνονται καλύτερα στο σχήμα 2.5, όπου παρατηρούμε ότι όσο μεγαλώνει η ενέργεια του ηλεκτρονίου, τόσο οι απώλειες αποκλίνουν από το όριο Thomson.

Το φάσμα αντίστροφου σκεδασμού Compton μιας κατανομής ηλεκτρονίων

Όταν έχουμε μια κατανομή ηλεκτρονίων, $N(\gamma)$, το συνολικό φάσμα θα δίνεται όπως και στην περίπτωση της ακτινοβολίας synchrotron από τη σχέση

$$L(\nu) = \int_1^\infty d\gamma N(\gamma) L_\gamma^{\text{ics}}(\nu). \quad (2.48)$$

Για την κατανομή (2.10), δηλαδή για ένα νόμο δύναμης με εκθέτη s μεταξύ των ακραίων ενεργειών $\gamma_{\min} < \gamma < \gamma_{\max}$, το φάσμα που προκύπτει από τον αντίστροφο σκεδασμό Compton μιας μονοενεργητικής κατανομής φωτονίων φαίνεται στο σχήμα 2.6. Όταν ο σκεδασμός συμβαίνει κατά κύριο λόγο στο όριο Thomson το φάσμα έχει τη μορφή που φαίνεται στο αριστερό σχήμα 2.6. Σε μικρές συχνότητες έχει τη μορφή του φάσματος του ενός ηλεκτρονίου, $L(\nu) \propto \nu$, σε ενδιάμεσες συχνότητες έχει τη μορφή νόμου δύναμης $L(\nu) \propto \nu^{-p}$ με τον εκθέτη $p = (s-1)/2$ όπως και στην περίπτωση της ακτινοβολίας synchrotron, ενώ κόβεται στη συχνότητα

$$\nu_{\max} = \frac{4\gamma_{\max}^2 \varepsilon_0 / h}{1 + 4\gamma_{\max} \varepsilon_0} \quad (2.49)$$

όπου ε_0 η ενέργεια των φωτονίων-στόχων. Στο δεξί σχήμα 2.6 όπου η ενέργεια των φωτονίων είναι μεγαλύτερη, ένα μέρος του σκεδασμού συμβαίνει στο όριο Klein-Nishina και τότε το φάσμα έχει τη μορφή νόμου δύναμης με εκθέτη ίσο με τον εκθέτη των ηλεκτρονίων, $L(\nu) \propto \nu^{-s}$. Η μετάβαση στο όριο Klein-Nishina συμβαίνει στη συχνότητα

$$\nu_{\text{KN}} \simeq \frac{(m_e c^2)^2}{4h\varepsilon_0} \quad (2.50)$$

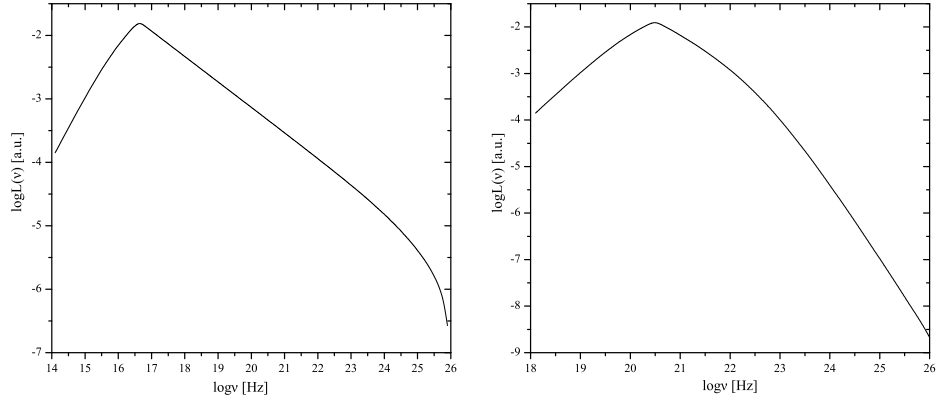
όπως προκύπτει από τη λύση της $\Gamma_e = 1$.

2.3 Ακτινοβολία SSC

Η διαδικασία του αντίστροφου σκεδασμού Compton των synchrotron φωτονίων ή πιο απλά SSC προκύπτει όταν ηλεκτρόνια σκεδάζουν κατά Compton τα ίδια τα synchrotron φωτόνια που παράγουν, σε μεγαλύτερες ενέργειες. Για να είναι αυτή η διαδικασία σημαντική, πρέπει τα ηλεκτρόνια να βρίσκονται σε περιοχή μικρής έκτασης ή ισοδύναμα η πυκνοτήτά τους να είναι σχετικά υψηλή. Στην παράγραφο αυτή θα θεωρήσουμε την απλή περίπτωση όπου μια κατανομή ηλεκτρονίων βρίσκεται σε μια σφαιρική περιοχή ακτίνας R όπου υπάρχει μαγνητικό πεδίο έντασης B και θα αγνοήσουμε οποιαδήποτε χρονική εξέλιξη. Το χρονο-εξαρτώμενο φαινόμενο SSC απαιτεί διαφορετική αντιμετώπιση και θα το μελετήσουμε στο κεφάλαιο 6.

Ο συντελεστής εκπομπής της ακτινοβολίας synchrotron για μια κατανομή ηλεκτρονίων $N(\gamma)$ είναι

$$j_{\text{syn}}(\nu) = \frac{1}{4\pi V} \int_1^\infty d\gamma N(\gamma) L_\gamma^{\text{syn}}(\nu) \quad (2.51)$$



Σχήμα 2.6: Το φάσμα Compton μιας κατανομής ηλεκτρονίων που έχει τη μορφή νόμου δύναμης με εκθέτη $s = 1.8$ μεταξύ των ενεργειών $\gamma_{\min} = 10$ και $\gamma_{\max} = 10^6$ σε δύο μονοενεργητικές κατανομές φωτονίων ενέργειας $\varepsilon_0 = 10^{-6} m_e c^2$ (αριστερό σχήμα) και $\varepsilon_0 = 10^{-2} m_e c^2$ (δεξί σχήμα).

όπου V ο όγκος της περιοχής και $L_{\gamma}^{\text{syn}}(\nu)$ η λαμπρότητα ενός ηλεκτρονίου που δίνεται από την εξίσωση (2.7). Η ένταση της ακτινοβολίας synchrotron όπως προκύπτει από τη λύση της εξίσωσης διάδοσης της ακτινοβολίας για σφαιρική γεωμετρία (π.χ. Katarzyński et al. 2001) είναι

$$I_{\text{syn}}(\nu) = \frac{j_{\text{syn}}(\nu)}{k_{\text{syn}}(\nu)} \left(1 - \frac{2}{\tau^2} (1 - e^{-\tau}(\tau + 1)) \right) \quad (2.52)$$

όπου $\tau = 2k_{\text{syn}}(\nu)R$ το οπτικό βάθος και k_{syn} ο συντελεστής απορρόφησης που δίνεται από την

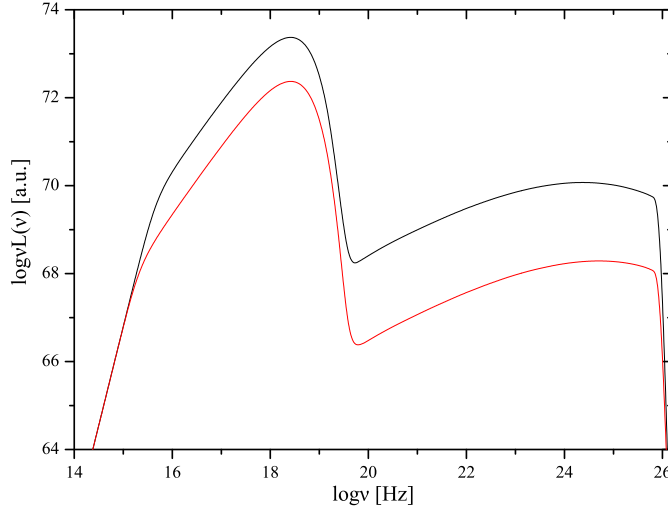
$$k_{\text{syn}}(\nu) = \frac{1}{8\pi m_e \nu^2 V} \int_1^{\infty} d\gamma L_{\gamma}^{\text{syn}}(\nu) \left(-\gamma^2 \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^{-2} N(\gamma)) \right). \quad (2.53)$$

Η απορρόφηση των synchrotron φωτονίων γίνεται από τα ίδια τα φωτόνια, οπότε μιλάμε για αυτο-απορρόφηση και είναι μεγαλύτερη όσο μικρότερη είναι η ακτίνα της περιοχής που βρίσκονται τα ηλεκτρόνια. Από την ένταση της ακτινοβολίας μπορούμε να υπολογίσουμε την εκπεμπόμενη λαμπρότητα από τη σχέση $L_{\text{syn}}(\nu) = 4\pi R^2 \cdot \pi \cdot I_{\text{syn}}(\nu)$. Στην περίπτωση μηδενικής αυτο-απορρόφησης η σχέση αυτή καταλήγει στο αποτέλεσμα (2.9).

Τα φωτόνια synchrotron αποτελούν τα φωτόνια-στόχους για τον αντίστροφο σκεδασμό Compton. Η διαφορική αριθμητική πυκνότητά τους είναι

$$n_{\text{syn}}(\varepsilon) = \frac{3}{4} \frac{4\pi}{hc\varepsilon} \frac{j_{\text{syn}}(\nu)}{k_{\text{syn}}(\nu)} \left(1 - e^{-\tau/2} \right). \quad (2.54)$$

Όπως επισήμανε ο Gould (1979), τα synchrotron φωτόνια δεν είναι ισοτροπικά κατανομημένα εντός της σφαίρας αλλά ο αριθμός τους μειώνεται προς το εξωτερικό της. Στην (2.54) υποθέσαμε ότι τα φωτόνια είναι ισοτροπικά, αλλά πολλαπλασιάσαμε με τον παράγοντα $3/4$ ώστε κατά μέσο όρο να λάβουμε υπόψη τη



Σχήμα 2.7: Το φάσμα synchrotron και SSC δύο κατανομών ηλεκτρονίων νόμου δύναμης με εκθέτη $s = 1.8$ μεταξύ των ενεργειών $\gamma_{\min} = 10$ και $\gamma_{\max} = 10^6$ που βρίσκονται σε σφαιρική περιοχή ακτίνας $R = 10^{14}$ cm με μαγνητικό πεδίο έντασης $B = 0.5$ G και διαφέρουν στην κανονικοποίηση κατά μία τάξη μεγέθους.

μείωσή τους. Αντικαθιστώντας την (2.54) στην (2.36) υπολογίζουμε τη λαμπρότητα Compton ενός ηλεκτρονίου, $L_{\gamma}^{\text{ics}}(\nu)$, και έτσι η συνολική λαμπρότητα SSC θα δίνεται από τη σχέση

$$L_{\text{SSC}}(\nu) = \int_1^{\infty} d\gamma N(\gamma) L_{\gamma}^{\text{ics}}(\nu). \quad (2.55)$$

Το πολυκυματικό φάσμα των ακτινοβολιών synchrotron και SSC για δυο κατανομές ηλεκτρονίων νόμου δύναμης που διαφέρουν μόνο στην κανονικοποίηση k_e φαίνεται στο σχήμα 2.7. Παρατηρούμε ότι το synchrotron κομμάτι του φάσματος αλλάζει ανάλογα με την κανονικοποίηση, $L_{\text{syn}} \propto k_e$, ενώ το SSC κομμάτι ανάλογα με το τετράγωνό της, $L_{\text{SSC}} \propto k_e^2$. Αυτό είναι ένα χαρακτηριστικό γνώρισμα της ακτινοβολίας SSC και οφείλεται στο ότι η λαμπρότητα SSC είναι ανάλογη της κατανομής των ηλεκτρονίων (σχέση 2.55) αλλά και της κατανομής των synchrotron φωτονίων (σχέση 2.54), η οποία με τη σειρά της είναι ανάλογη της κατανομής των ηλεκτρονίων. Στο σχήμα 2.7 είναι επίσης εμφανές και το μέρος του φάσματος που έχει απορροφηθεί, σε συχνότητες $\nu \lesssim 10^{15}$ Hz.

2.4 Απορρόφηση φωτονίου–φωτονίου

Η απορρόφηση φωτονίου–φωτονίου είναι η διαδικασία κατά την οποία ένα φωτόνιο υψηλής ενέργειας αλληλεπιδρά με ένα φωτόνιο χαμηλότερης ενέργειας με αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου. Η ύπαρξη του

φωτονίου χαμηλής ενέργειας είναι απαραίτητη κινηματικά, ώστε να διατηρείται η τετραορμική του συστήματος. Η διαδικασία αυτή είναι σημαντική για τα TeV φωτόνια των blazar και μπορεί να οδηγήσει στην απορρόφησή τους από το αστρικό φως που συναντούν μέχρι να φτάσουν στη Γη. Σχηματικά, η αλληλεπίδραση γράφεται

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-. \quad (2.56)$$

Για να πραγματοποιηθεί η διαδικασία αυτή πρέπει η ενέργεια των φωτονίων στο σύστημα κέντρου μάζας να είναι τουλάχιστον ίση με τη μάζα ηρεμίας των παραγόμενων σωματιδίων (Gould & Schröder 1967), δηλαδή

$$\varepsilon\varepsilon_0(1 - \cos \theta) \geq 2(m_e c^2)^2, \quad (2.57)$$

όπου $\varepsilon, \varepsilon_0$ οι ενέργειες των φωτονίων (και έστω $\varepsilon > \varepsilon_0$) και θ η μεταξύ τους γωνία. Ορίζοντας την ποσότητα $s = \varepsilon\varepsilon_0(1 - \cos \theta)/(m_e c^2)^2$, η (2.57) γίνεται $s \geq 2$. Για μετωπική σύγκρουση, $\theta = \pi$, η (2.57) γράφεται

$$\varepsilon \geq 0.25 \left(\frac{\text{eV}}{\varepsilon_0} \right) \text{TeV}. \quad (2.58)$$

Από τη σχέση αυτή βλέπουμε ότι ένα φωτόνιο του μικροκυματικού υποβάθρου με ενέργεια $\varepsilon_0 = 2.4 \cdot 10^{-4}$ eV μπορεί να απορροφηθεί από ένα φωτόνιο ακτίνων γ ενέργειας $\varepsilon = 1$ PeV, ένα οπτικό φωτόνιο ενέργειας $\varepsilon_0 = 2$ eV από ένα φωτόνιο με $\varepsilon = 100$ GeV και ένα φωτόνιο ακτίνων X με $\varepsilon_0 = 1$ keV από ένα φωτόνιο με $\varepsilon = 250$ MeV.

Η απορρόφηση των φωτονίων όμως δεν καθορίζεται μόνο από την ικανοποίηση της συνθήκης κατωφλίου, αλλά και από το οπτικό βάθος της διαδικασίας. Για τον υπολογισμό του χρειάζεται η ενεργός διατομή της διαδικασίας, η οποία δίνεται από τη σχέση

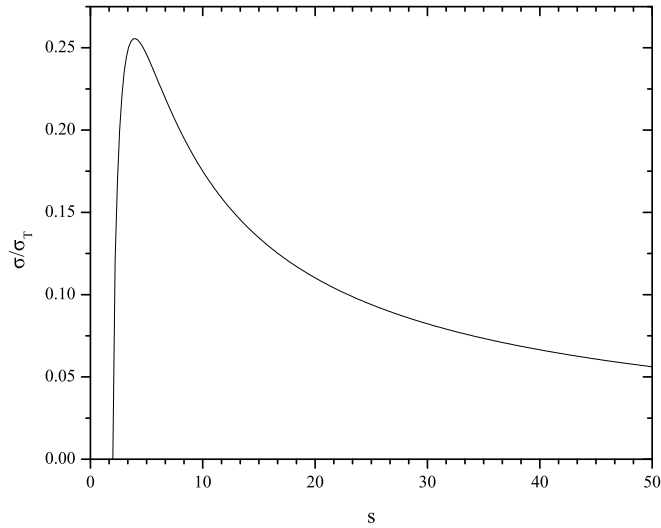
$$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{3}{16} \sigma_T (1 - \beta^2) \left[(3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) - 2\beta(2 - \beta^2) \right] \quad (2.59)$$

όπου $\beta = (1 - 2/s)^{1/2}$. Η ενεργός διατομή φαίνεται στο σχήμα 2.8 και παρατηρούμε ότι αυξάνεται γρήγορα μέχρι την τιμή $\sigma \simeq \sigma_T/4$ σε $s \simeq 4$ και μετά φθίνει σαν s^{-1} . Το οπτικό βάθος της απορρόφησης φωτονίου-φωτονίου για μια ισοτροπική κατανομή φωτονίων $n(\varepsilon_0)$ που βρίσκεται σε σφαιρική περιοχή ακτίνας R δίνεται από τη σχέση

$$\tau_{\gamma\gamma}(\varepsilon) = \frac{R}{c} \int_0^\infty d\varepsilon_0 n(\varepsilon_0) R_{\gamma\gamma}(\varepsilon\varepsilon_0), \quad (2.60)$$

όπου $R_{\gamma\gamma}$ η μέση τιμή ως προς τις γωνίες του ρυθμού αντιδράσεων των φωτονίων

$$R_{\gamma\gamma}(\varepsilon\varepsilon_0) = c \oint \frac{d\Omega}{4\pi} \sigma_{\gamma\gamma}(\beta)(1 - \cos \theta). \quad (2.61)$$



Σχήμα 2.8: Η ενεργός διατομή της απορρόφησης φωτονίου–φωτονίου.

Η ποσότητα αυτή μπορεί να υπολογιστεί αναλυτικά, αλλά η έκφραση που προκύπτει δεν είναι εύχρηστη. Μία χρήσιμη προσέγγιση του ρυθμού αντιδράσεων δίνεται στους Coppi & Blandford (1990)

$$R_{\gamma\gamma}(x) = 0.652\sigma_T c \frac{x^2 - 1}{x^3} \ln x \vartheta(x - 1). \quad (2.62)$$

Έτσι, το οπτικό βάθος για μια μονοενεργητική κατανομή φωτονίων έχει προσεγγιστικά τη μορφή της ενεργού διατομής, δηλαδή μηδενίζεται σε ενέργειες μικρότερες από το κατώφλι, σχέση (2.57), και σε μεγάλες ενέργειες μειώνεται σαν ε^{-1} .

Κεφάλαιο 3

Επιτάχυνση Fermi

Οι παρατηρήσεις της κοσμικής ακτινοβολίας αρχικά και των μη θερμικών φασμάτων από διάφορα αστροφυσικά αντικείμενα στη συνέχεια, οδήγησε στο πρόβλημα της επιτάχυνσης των σωματιδίων, του πώς δηλαδή μπορούν να επιταχυνθούν σωματίδια σε σχετικιστικές ενέργειες. Η απάντηση σε αυτό το πρόβλημα είναι ότι μόνο ηλεκτρομαγνητικής φύσης δυνάμεις μπορούν να το κάνουν αυτό και μόνο φορτισμένα σωματίδια μπορούν να επιταχυνθούν. Ο πιο απλός τρόπος επιτάχυνσης είναι η ύπαρξη μεγάλης κλίμακας ηλεκτρικού πεδίου, αλλά αυτός ο μηχανισμός έχει περιορισμένη εφαρμογή (κυρίως στους pulsars). Ο πιο διαδεδομένος μηχανισμός είναι η επιτάχυνση Fermi που εξετάζουμε εδώ.

Η αρχική ιδέα του Fermi (1949) ήταν ότι αν ένα φορτισμένο σωματίδιο βρεθεί σε μια περιοχή όπου μαγνητισμένα νέφη κινούνται προς μια κατεύθυνση, τότε στατιστικά μετά από πολλές συγκρούσεις θα κερδίσει ενέργεια. Με τον όρο μαγνητισμένο νέφος εννοούμε μία ανομοιογένεια του μαγνητικού πεδίου που σκεδάζει το σωματίδιο ελαστικά (για το λόγο αυτό συχνά χρησιμοποιείται και ο όρος μαγνητικός καθρέφτης). Το ότι κερδίζει τελικά ενέργεια το σωματίδιο οφείλεται στο ότι στατιστικά οι μετωπικές συγκρούσεις είναι πιο πιθανές από τις ακόλουθες. Ο μηχανισμός αυτός αν και οδηγεί σε επιτάχυνση δεν είναι ιδιαίτερα αποδοτικός, δηλαδή ο χρόνος που απαιτείται για να επιταχυνθεί σημαντικά ένα σωματίδιο είναι αρκετά μεγάλος.

Μία πιο αποδοτική εκδοχή του μηχανισμού Fermi προτάθηκε τριάντα χρόνια μετά από τους Axford et al. (1977), Krymskii (1977), Bell (1978), Blandford & Ostriker (1978). Τα σωματίδια βρίσκονται σε μια περιοχή γύρω από ένα κρουστικό κύμα (π.χ. σε έναν υπερκαινοφανή), όπου η ταχύτητα του αερίου είναι ασυνεχής. Το ρόλο των νεφών τον παίζουν τώρα τα κύματα Alfvén, τοπικές διαταραχές δηλαδή στο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο που διαδίδονται ως κύματα. Τα σωματίδια σκεδάζονται ελαστικά από τα κύματα Alfvén με αποτέλεσμα να εγκλωβίζονται γύρω από το κρουστικό κύμα και να αναγκάζονται να περνούν από τη μία πλευρά του στην άλλη πολλές φορές. Επειδή η ταχύτητα του αερίου είναι διαφορετική στις δυο πλευρές του κρουστικού κύματος, η ενέργεια του σωματιδίου μεταβάλλεται κατά τη διέλευση από το κρουστικό κύμα και στατιστικά μετά από πολλές διελύσεις θα

κερδίζει ενέργεια.

Στο κεφάλαιο αυτό θα μελετήσουμε κυρίως το δεύτερο μηχανισμό επιτάχυνσης, αν και θα αναφέρουμε τις βασικές αρχές του αρχικού μηχανισμού Fermi. Αρχικά θα εξετάσουμε τις βασικές παραδοχές της θεωρίας επιτάχυνσης και στη συνέχεια θα εξάγουμε τα αποτελέσματά της, τόσο με μικροσκοπικές όσο και με μακροσκοπικές μεθόδους.

3.1 Βασικές παραδοχές

Το βασικό συστατικό του μηχανισμού επιτάχυνσης που θα εξετάσουμε είναι το κρουστικό κύμα. Τα κρουστικά κύματα που θα θεωρήσουμε, είναι σταθερά, επίπεδα και μη σχετικιστικά, η ταχύτητά τους δηλαδή είναι πολύ μικρότερη της ταχύτητας του φωτός. Ένα κρουστικό κύμα είναι μία λεπτή διαχωριστική επιφάνεια που όταν διαδίδεται σε ένα ρευστό αλλάζει την κατάστασή του. Το κρουστικό κύμα συμπιέζει και θερμαίνει το αέριο που βρίσκεται εμπρός του και μεταφέρει μέρος της ενέργειάς του στο αέριο πίσω του. Σε ένα υδροδυναμικό κρουστικό κύμα, η μεταφορά ενέργειας γίνεται μέσω συγκρούσεων των μορίων του αερίου και το πάχος του κρουστικού κύματος είναι της τάξης της μέσης ελεύθερης διαδρομής. Σε αστροφυσικά πλάσματα όμως, οι συγκρούσεις είναι σπάνιες και η ενέργεια μεταφέρεται μέσω του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Το πάχος του κρουστικού κύματος είναι τότε της τάξης της γυροακτίνας των θερμικών ιόντων του αερίου.

Εκτός από τα θερμικά σωματίδια, υποθέτουμε και την ύπαρξη ενός πιο ενεργητικού πληθυσμού σωματιδίων. Ένα ενεργητικό φορτισμένο σωματίδιο θα είναι εκείνο το οποίο έχει αρκετή ενέργεια ώστε να μην αλληλεπιδρά με τις ηλεκτρομαγνητικές διαταραχές που θερμαίνουν τα χαμηλότερης ενέργειας σωματίδια. Τα ενεργητικά σωματίδια λοιπόν, θα έχουν μεγάλη γυροακτίνα σε σχέση με το πάχος του κρουστικού κύματος, οπότε θα βλέπουν το κρουστικό κύμα απλώς σαν μια ασυνέχεια στην πυκνότητα, την ταχύτητα και το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο.

Ένα φορτισμένο σωματίδιο μπορεί να επιταχυνθεί σημαντικά σε ένα κρουστικό κύμα, αν έχει τη δυνατότητα να περνά από τη μία πλευρά του στην άλλη. Επειδή η ταχύτητα του αερίου είναι διαφορετική στις δυο πλευρές του κρουστικού κύματος, η ταχύτητα του σωματιδίου θα μεταβάλλεται κατά τη διέλευση από το κρουστικό κύμα και στατιστικά μετά από πολλές διελεύσεις θα κερδίζει ενέργεια.

Για να έχει όμως το σωματίδιο τη δυνατότητα να περνά από τη μία πλευρά του κρουστικού κύματος στην άλλη, πρέπει κάθε φορά που το διασχίζει να μπορεί να επιστρέφει σε αυτό. Αυτό επιτυγχάνεται όταν το σωματίδιο υφίσταται σκεδάσεις. Επειδή το αέριο είναι αρκετά αραιό οι σκεδάσεις δεν μπορούν να οφείλονται σε σωματίδια του αερίου, αλλά θα έχουν ηλεκτρομαγνητική φύση. Πιο συγκεκριμένα, τα σωματίδια θα σκεδάζονται από διαταραχές του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου που διαδίδονται υπό τη μορφή κυμάτων.

Επειδή η γυροακτίνα ενός ενεργητικού σωματίου είναι πολύ μεγαλύτερη από οποιαδήποτε χαρακτηριστική διάσταση του αερίου, η αλληλεπίδραση γίνεται με κύματα Alfvén μήκους κύματος συγκρίσιμου με τη γυροακτίνα του σωματίου. Οι

διαταραχές του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου μπορούν να παρομοιαστούν με ένα σύνολο συμπαγών νεφών πλάσματος. Η αλληλεπίδραση σωματίου-κύματος τότε ισодυναμεί με τη σκέδαση του σωματίου από το νέφος του αερίου. Το συμπαγές αυτό νέφος δεν επηρεάζεται από το σκεδαζόμενο σωματίο, οπότε, στο σύστημα ηρεμίας του νέφους, το σωματίο αλλάζει διεύθυνση αλλά όχι και ενέργεια. Επειδή η ταχύτητα Alfvén σε τυπικές αστροφυσικές συνθήκες είναι αρκετά μικρότερη από την ταχύτητα ενός κρουστικού κύματος, μπορούμε να την αγνοήσουμε και να υποθέσουμε ότι οι διαταραχές του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου κινούνται με την ταχύτητα του αερίου, οπότε η σκέδαση θα είναι ελαστική και στο σύστημα ηρεμίας του αερίου.

Έτσι, ένα ενεργητικό σωματίο θα βλέπει ένα πλέγμα από συμπαγή νέφη αερίου, τα οποία το σκεδαζουν ελαστικά. Το αποτέλεσμα θα είναι η διάχυση του σωματίου, οπότε η κίνησή του θα αποκτήσει ένα τυχαίο χαρακτήρα. Η αλληλεπίδραση του σωματιδίου με τα κύματα Alfvén λοιπόν, θα έχει ως τελικό αποτέλεσμα την διάχυσή του.

Θεωρούμε ότι τα φορτισμένα σωματίδια δεν αλληλεπιδρούν με το κρουστικό κύμα αλλά ούτε και μεταξύ τους. Σε αντίθετη περίπτωση, η πίεσή τους θα ήταν σημαντική και η περιγραφή της επιτάχυνσης θα απαιτούσε μη γραμμική ανάλυση. Ακόμη, η ταχύτητά τους θεωρείται αρκετά μεγαλύτερη από αυτή του κρουστικού κύματος, ώστε να μπορούν να το προλαβαίνουν.

Ένα σημείο το οποίο απαιτεί διευκρίνιση είναι πώς τα ενεργητικά σωματίδια διαχωρίζονται από τα θερμικά σωματίδια του αερίου και αποκτούν την απαιτούμενη αρχική τους ενέργεια. Το πρόβλημα αυτό είναι γνωστό σαν το πρόβλημα της έγχυσης των σωματιδίων (injection problem). Οι Kirk & Dendy (2001) αναλύουν διάφορους μηχανισμούς που έχουν προταθεί για την εξήγηση του προβλήματος. Εμείς θα θεωρήσουμε ότι τα σωματίδια επιταχύνονται στις απαιτούμενες ενέργειες ώστε να θεωρούνται ενεργητικά, χωρίς να μας απασχολήσει ο τρόπος με τον οποίο επιτυγχάνεται αυτό.

3.2 Μικροσκοπική περιγραφή

Ακολουθώντας την αρχική ιδέα του Fermi, ας θεωρήσουμε ένα (φορτισμένο) σωματίδιο με ενέργεια E_1 το οποίο κινείται υπό γωνία θ_1 ως προς το μαγνητισμένο νέφος. Στο σύστημα του νέφους η ενέργεια του σωματιδίου θα είναι

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1), \quad (3.1)$$

όπου V η ταχύτητα του νέφους, $\beta = V/c \ll 1$ και $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ο αντίστοιχος παράγοντας Lorentz. Το σωματίδιο σκεδαζεται ελαστικά εντός του νέφους και εξέρχεται από αυτό με ενέργεια E_2 και υπό γωνία θ_2 . Η ενέργεια αυτή σε σχέση με την τιμή της στο σύστημα του νέφους, E'_2 , είναι

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2). \quad (3.2)$$

Το γεγονός ότι η σκέδαση είναι ελαστική συνεπάγεται ότι $E'_1 = E'_2$. Έτσι, η ποσοστιαία μεταβολή της ενέργειας του σωματιδίου θα είναι

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} - 1. \quad (3.3)$$

Η σχέση αυτή μπορεί να οδηγήσει είτε σε κέρδος ή σε απώλεια ενέργειας ανάλογα με τις γωνίες θ_1, θ'_2 , οπότε δεν μπορούμε να μιλάμε για επιτάχυνση. Αν όμως το σωματίο συναντά πολλά τέτοια νέφη, τότε θα πρέπει να πάρουμε τη μέση τιμή της (3.3) ως προς όλες τις συναντήσεις. Εντός κάθε νέφους το σωματίο σκεδάζεται πολλές φορές ώστε η τελική του διεύθυνση να είναι τυχαία, οπότε $\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0$. Η μέση τιμή του $\cos \theta_1$ εξαρτάται από το ρυθμό με τον οποίο το σωματίο συναντά τα νέφη, ο οποίος με τη σειρά του εξαρτάται από τη σχετική ταχύτητα νέφους-σωματιδίου, οπότε προκύπτει τελικά $\langle \cos \theta_1 \rangle = -\beta/3$. Έτσι, η μέση ποσοστιαία μεταβολή της ενέργειας του σωματιδίου είναι

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{1 + \beta^2/3}{1 - \beta^2} - 1 \stackrel{\beta \ll 1}{\simeq} \frac{4}{3}\beta^2. \quad (3.4)$$

Παρατηρούμε ότι το σωματίο στατιστικά κερδίζει ενέργεια μετά από κάθε συνάντηση με ένα νέφος και το πόση είναι αυτή η ενέργεια εξαρτάται από την ποσότητα $(V/c)^2$. Για το λόγο αυτό, η επιτάχυνση με αυτό τον τρόπο ονομάζεται επιτάχυνση Fermi δεύτερου είδους.

Η αρχική ιδέα του Fermi όταν εφαρμοστεί σε ένα κρουστικό κύμα οδηγεί σε πιο αποτελεσματική επιτάχυνση (πρώτης τάξης ως προς V/c). Στο σύστημα ηρεμίας του κρουστικού κύματος, το πλάσμα εμπρός από το κρουστικό κύμα κινείται με ταχύτητα U_1 προς αυτό, ενώ το πλάσμα πίσω από το κρουστικό κύμα απομακρύνεται με ταχύτητα U_2 . Η σκέδαση των σωματιδίων από τα κύματα Alfvén τα εγκλωβίζει σε μια περιοχή γύρω από το κρουστικό κύμα και τα αναγκάζει να περνούν από τη μία πλευρά του στην άλλη πολλές φορές. Υπολογίζοντας τις μέσες τιμές των γωνιών για αυτή τη γεωμετρία προκύπτει $\langle \cos \theta'_2 \rangle = 2/3$ και $\langle \cos \theta_1 \rangle = -2/3$, οπότε η εξίσωση (3.3) γίνεται

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{1 + 4\beta/3 + 4\beta^2/9}{1 - \beta^2} - 1 \stackrel{\beta \ll 1}{\simeq} \frac{4}{3}\beta \quad (3.5)$$

όπου τώρα ως ταχύτητα ορίζουμε τη διαφορά των ταχυτήτων του ρευστού εμπρός και πίσω από το κρουστικό κύμα, $V = U_1 - U_2$. Παρατηρούμε ότι κάθε σωματίδιο κερδίζει στατιστικά σε κάθε κύκλο ενέργεια ανάλογη της ενέργειας που είχε πριν και για το λόγο αυτό η επιτάχυνση αυτή ονομάζεται επιτάχυνση Fermi πρώτου είδους.

Οι χαρακτηριστικοί χρόνοι επιτάχυνσης και απόδρασης

Οι συνεχείς σκεδάσεις των σωματιδίων από τα κύματα Alfvén, έχουν σαν αποτέλεσμα τη διάχυση των σωματιδίων. Αν K_2 είναι ο συντελεστής διάχυσης πίσω

από το κρουστικό κύμα, τότε σε χρόνο t το σωματίο διαχέεται σε τυπική απόσταση $\sqrt{K_2 t}$. Συγχρόνως όμως, διανύει απόσταση $U_2 t$ λόγω της κίνησης του αερίου. Όταν ισχύει $\sqrt{K_2 t} \gg U_2 t$, το σωματίο έχει διανύσει λόγω της διάχυσης πολύ μεγάλη απόσταση, οπότε έχει μεγάλη πιθανότητα να γυρίσει στο κρουστικό κύμα. Στην αντίθετη περίπτωση, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι έχει διαφύγει πίσω από το κρουστικό κύμα. Στο όριο $\sqrt{K_2 t} = U_2 t$ ορίζεται η απόσταση K_2/U_2 πίσω από το κρουστικό κύμα, που αποτελεί ένα σύνορο μεταξύ των δέσμιων στο κρουστικό κύμα σωματιδίων και αυτών που έχουν δραπετεύσει. Ομοίως ορίζεται και η απόσταση K_1/U_1 εμπρός από το κρουστικό κύμα και έτσι μπορούμε να πούμε ότι η περιοχή στην οποία λαμβάνει χώρα η επιτάχυνση των σωματιδίων έχει μέγεθος

$$L_{AZ} = \frac{K_1}{U_1} + \frac{K_2}{U_2}. \quad (3.6)$$

Παρατηρούμε δηλαδή ότι ο συντελεστής διάχυσης καθορίζει το μέγεθος της περιοχής επιτάχυνσης και η όποια εξάρτησή του από την ενέργεια θα μεταφέρεται στο μήκος L_{AZ} .

Αν n είναι η αριθμητική πυκνότητα των σωματιδίων, τότε nK_2/U_2 θα είναι ο αριθμός τους ανά μονάδα επιφάνειας στην περιοχή που ορίζεται μεταξύ του κρουστικού κύματος και του ορίου K_2/U_2 . Επίσης, σύμφωνα με την κλασική κινητική θεωρία, η ροή σωματιδίων από μοναδιαία επιφάνεια είναι $nu/4$, όπου u η ταχύτητά τους. Έτσι, ο μέσος χρόνος παραμονής των σωματιδίων πίσω από το κρουστικό κύμα προτού γυρίσουν εμπρός από αυτό, θα είναι ο λόγος των δύο ποσοτήτων

$$t_2 = \frac{nK_2/U_2}{nu/4} = \frac{4 K_2}{u U_2}. \quad (3.7)$$

Με παρόμοιο σκεπτικό προκύπτει και ο μέσος χρόνος παραμονής εμπρός από το κρουστικό κύμα

$$t_1 = \frac{4 K_1}{u U_1}. \quad (3.8)$$

Έτσι, ο χρόνος για να ολοκληρώσει ένα κύκλο το σωματίο είναι

$$t_{\text{cyc}} = \frac{4}{u} \left(\frac{K_1}{U_1} + \frac{K_2}{U_2} \right). \quad (3.9)$$

Ο χρόνος επιτάχυνσης ορίζεται από τη σχέση

$$t_{\text{acc}} = \frac{E}{dE/dt} \simeq \frac{E}{\Delta E/t_{\text{cyc}}} = \frac{t_{\text{cyc}}}{\Delta E/E} \quad (3.10)$$

οπότε από τις σχέσεις (3.5) και (3.9) θα γράφεται

$$t_{\text{acc}} = \frac{3}{U_1 - U_2} \left(\frac{K_1}{U_1} + \frac{K_2}{U_2} \right) \quad (3.11)$$

ή

$$t_{\text{acc}} = \frac{3L_{AZ}}{U_1 - U_2}. \quad (3.12)$$

Η σχέση αυτή μπορεί να γραφτεί ως προς το μέγεθος της περιοχής επιτάχυνσης

$$L_{AZ} = \frac{r-1}{3r} u_{sh} t_{acc}, \quad (3.13)$$

όπου $r = U_1/U_2 = u_{sh}/U_2$ ο παράγοντας συμπίεσης του κρουστικού κύματος. Παρατηρούμε ότι ο χρόνος επιτάχυνσης είναι ένα μέτρο του μεγέθους της περιοχής επιτάχυνσης.

Από τα $nu/4$ σωματίδια που περνάνε πίσω από το κρουστικό κύμα, τα nU_2 διαφεύγουν και τα υπόλοιπα διαχέονται πίσω στο κρουστικό κύμα για να επιστρέψουν τελικά εμπρός από αυτό. Έτσι, η πιθανότητα διαφυγής είναι

$$P_{esc} = \frac{nU_2}{nu/4} = 4 \frac{U_2}{u} \ll 1, \quad (3.14)$$

δηλαδή τα περισσότερα σωματίδια παραμένουν εντός της περιοχής επιτάχυνσης. Ο χαρακτηριστικός χρόνος απόδρασης ενός σωματιδίου ορίζεται ως ο λόγος του χρόνου για να συμπληρώσει ένα κύκλο, προς την πιθανότητα απόδρασης, δηλαδή

$$t_{esc} = \frac{t_{cyc}}{P_{esc}} = \frac{L_{AZ}}{U_2}. \quad (3.15)$$

Η κατανομή των σωματιδίων

Είδαμε ότι τα σωματίδια κερδίζουν σε κάθε κύκλο ποσό ενέργειας ανάλογο της ενέργειας που είχαν αρχικά, $\Delta E = \xi E$ με $\xi \ll 1$. Αν η αρχική τους ενέργεια είναι E_0 , τότε μετά από k σκεδάσεις θα έχουν ενέργεια $E_k = E_0(1 + \xi)^k$. Αφού P_{esc} είναι η πιθανότητα διαφυγής από την περιοχή επιτάχυνσης, η πιθανότητα παραμονής θα είναι $(1 - P_{esc})$. Έτσι αν αρχικά υπήρχαν N_0 σωματίδια, μετά από k σκεδάσεις θα υπάρχουν $N_k = N_0(1 - P_{esc})^k$ σωματίδια διαθέσιμα για να επιταχυνθούν. Απαλείφοντας το k από τις δύο σχέσεις προκύπτει

$$N_k = N(E > E_k) = N_0 \left(\frac{E_k}{E_0} \right)^{-q} \quad (3.16)$$

όπου ο εκθέτης q είναι

$$q = - \frac{\ln(1 - P_{esc})}{\ln(1 + \xi)} \simeq \frac{P_{esc}}{\xi} \quad (3.17)$$

επειδή και οι δύο ποσότητες P_{esc} και ξ είναι πολύ μικρές. Έτσι, η διαφορική κατανομή των σωματιδίων θα είναι

$$N(E) \propto E^{-1-q} \quad (3.18)$$

με εκθέτη που όταν αντικαταστήσουμε τις (3.5), (3.14) γράφεται

$$s = 1 + q = 1 + \frac{3U_2}{U_1 - U_2} = 1 + \frac{t_{acc}}{t_{esc}}. \quad (3.19)$$

Παρατηρούμε δηλαδή ότι η επιτάχυνση Fermi πρώτου είδους οδηγεί σε κατανομές νόμων δύναμης με εκθέτη που καθορίζεται μόνο από το λόγο των χρόνων επιτάχυνσης και απόδρασης.

3.3 Μακροσκοπική περιγραφή

Η μακροσκοπική μελέτη της επιτάχυνσης ενός πληθυσμού φορτισμένων σωματιδίων από διαταραχές του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου περιγράφεται από την κινητική θεωρία. Η βασική ποσότητα του προβλήματος είναι η πυκνότητα των σωματιδίων στο φασικό χώρο

$$f(\vec{x}, \vec{p}, t) = \frac{d\mathcal{N}}{d^3x d^3p}. \quad (3.20)$$

Στην περίπτωση που οι συγκρούσεις μεταξύ των σωματιδίων είναι αμελητέες, η $f(\vec{x}, \vec{p}, t)$ ικανοποιεί τη σχετικιστική εξίσωση Vlasov με τον όρο της επιτάχυνσης να καθορίζεται από τη δύναμη Lorentz που οφείλεται στο μέσο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο του πλάσματος, δηλαδή

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla f + q \left(\vec{E} + \frac{\vec{u} \times \vec{B}}{c} \right) \cdot \nabla_{\vec{p}} f = 0, \quad (3.21)$$

όπου q , m το φορτίο και η μάζα των σωματιδίων και \vec{u} η ταχύτητά τους. Τα πεδία \vec{E} και \vec{B} υπολογίζονται από τις εξισώσεις Maxwell

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi q \int d^3p f(\vec{x}, \vec{p}, t) \quad (3.22)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.23)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.24)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi q}{c} \int d^3p \vec{u} f(\vec{x}, \vec{p}, t) \quad (3.25)$$

και τότε η περιγραφή του συστήματος είναι ακριβής. Παρ' όλα αυτά, το πρόβλημα είναι αρκετά πολύπλοκο, οπότε συχνά υιοθετούμε μια πιο απλή προσέγγιση. Στην 'προσέγγιση δοκιμαστικού σωματιού' (test particle approach), υποθέτουμε μία μορφή για το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο και λύνουμε την κινητική εξίσωση για να καθορίσουμε την κατανομή των σωματιδίων σε αυτό, αγνοώντας την οποιαδήποτε επίδραση μπορεί να έχουν τα ίδια τα σωματάρια στο πεδίο.

Η μορφή του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου που συνήθως θεωρείται στην επιτάχυνση φορτισμένων σωματιδίων είναι ένα ομογενές μαγνητικό πεδίο \vec{B}_0 (έστω κατά την $+z$ διεύθυνση), ενώ το ηλεκτρικό πεδίο αγνοείται λόγω της μεγάλης αγωγιμότητας του πλάσματος, $\vec{E}_0 = 0$. Στη συνέχεια εισάγονται μικρού πλάτους διαταραχές του πεδίου $\delta\vec{E}$, $\delta\vec{B}$ (κύματα Alfvén) καθώς και η αντίστοιχη διαταραχή της συνάρτησης κατανομής $f(\vec{x}, \vec{p}, t) = \bar{f}(\vec{x}, \vec{p}, t) + \delta f(\vec{x}, \vec{p}, t)$. Η ανάπτυξη Fourier των διαταραχών και η ημι-γραμμική ανάλυση της (3.21) οδηγεί τότε σε μια εξίσωση τύπου Fokker-Planck (Hall & Sturrock 1967, Lerche 1968, Schlickeiser 1989a)

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \bar{f} = \frac{\partial}{\partial \mu} \left(D_{\mu\mu} \frac{\partial \bar{f}}{\partial \mu} + D_{\mu p} \frac{\partial \bar{f}}{\partial p} \right) + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left(p^2 \left(D_{\mu p} \frac{\partial \bar{f}}{\partial \mu} + D_{pp} \frac{\partial \bar{f}}{\partial p} \right) \right),$$

ως προς το μέτρο της ορμής των σωματιδίων p και τη γωνία που αυτή σχηματίζει με το μαγνητικό πεδίο μ . Οι συντελεστές $D_{\mu p}$, $D_{\mu\mu}$, D_{pp} εξαρτώνται από την ένταση και την πόλωση των κυμάτων Alfvén.

Ο υπολογισμός των συντελεστών Fokker-Planck για την περίπτωση που το πλάσμα κινείται με ταχύτητα U κατά μήκος του μαγνητικού πεδίου και τα κύματα Alfvén διαδίδονται με την ίδια ένταση ομόρροπα και αντίρροπα σε αυτό, οδηγεί στη λεγόμενη εξίσωση διάδοσης των κοσμικών ακτίνων ('cosmic ray transport equation', Skilling 1975, Schlickeiser 1989b)

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial F}{\partial z} \right) - U \frac{\partial F}{\partial z} + \frac{1}{3} \frac{\partial U}{\partial z} p \frac{\partial F}{\partial p} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left(p^2 D \frac{\partial F}{\partial p} \right), \quad (3.26)$$

όπου πλέον $F(z, p, t) = \int_{-1}^1 d\mu \bar{f}(z, p, \mu, t)$ και υποθέσαμε ότι η μόνη χωρική εξάρτηση της \bar{f} είναι από την συντεταγμένη z . Οι ποσότητες $K(p, z)$ και $D(p, z)$ είναι οι συντελεστές διάχυσης στο φυσικό χώρο και στο χώρο των ορμών αντίστοιχα, και προκύπτουν από την ολοκλήρωση των συντελεστών Fokker-Planck ως προς τη γωνία, οπότε εξαρτώνται από τα χαρακτηριστικά των κυμάτων Alfvén.

Στο δεύτερο μέλος της (3.26) συναντάμε διαδοχικά τους όρους διάχυσης στο χώρο, μεταφοράς στο χώρο, αδιαβατικής επιτάχυνσης (ή επιβράδυνσης ανάλογα με το πρόσημο του $-\partial U/\partial z$) και διάχυσης στο χώρο των ορμών. Ο τελευταίος όρος εκφράζει την επιτάχυνση Fermi δεύτερου είδους και για αυτό θα τον αγνοήσουμε στο εξής. Αναδιατάσσοντας τους υπόλοιπους όρους της (3.26) και εισάγοντας την ολοκληρωμένη συνάρτηση κατανομής $n(z, p, t) = 2\pi p^2 F(z, p, t)$, έχουμε τότε

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial n}{\partial z} - U n \right) + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{3} \frac{\partial U}{\partial z} n \right). \quad (3.27)$$

Η εξίσωση αυτή περιγράφει την επιτάχυνση των σωματιδίων και προχωράμε στη μελέτη της λύσης της σε σταθερή κατάσταση.

Η λύση σε σταθερή κατάσταση

Θεωρούμε ένα παράλληλο κρουστικό κύμα όπου η ταχύτητα του αερίου μεταβάλλεται ασυνεχώς από $U_1 = u_{sh}$ εμπρός από το κρουστικό κύμα σε $U_2 = U_1/r$ πίσω από αυτό, οπότε δίνεται από τη συνάρτηση

$$U(z) = \begin{cases} U_1, & z < 0 \\ U_2, & z > 0 \end{cases}. \quad (3.28)$$

Από τη μορφή της ταχύτητας προκύπτει $\frac{\partial U}{\partial z} = -(U_1 - U_2)\delta(z)$, οπότε ο τελευταίος όρος της (3.27) δεν λαμβάνεται υπόψη παρά μόνο επάνω στο κρουστικό κύμα. Έτσι, σε σταθερή κατάσταση η συνάρτηση κατανομής θα ικανοποιεί την

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial n}{\partial z} - U n \right) = 0 \quad (3.29)$$

με ταχύτητα και συντελεστή διάχυσης U_1, K_1 εμπρός από το κρουστικό κύμα και U_2, K_2 πίσω από αυτό. Η (3.29) έχει τη γενική λύση

$$n(z, p) = \begin{cases} C_1(p) + A_1(p) \exp\left(-\int_z^0 dz' \frac{U_1}{K_1}\right), & z < 0 \\ C_2(p) + A_2(p) \exp\left(\int_0^z dz' \frac{U_2}{K_2}\right), & z > 0 \end{cases} \quad (3.30)$$

όπου $A_{1,2}$ και $C_{1,2}$ αυθαίρετες συναρτήσεις. Επειδή ο συντελεστής διάχυσης είναι θετική ποσότητα και η συνάρτηση κατανομής δεν πρέπει να απειρίζεται, πίσω από το κρουστικό κύμα θα είναι $A_2 = 0$. Αν θέσουμε και τη συνοριακή συνθήκη ότι εμπρός από το κρουστικό κύμα η συνάρτηση κατανομής έχει την ασυμπτωτική μορφή $n(z \rightarrow -\infty, p) \rightarrow n_1(p)$, τότε

$$n(z, p) = \begin{cases} n_1(p) + A_1(p) \exp\left(-\int_z^0 dz' \frac{U_1}{K_1}\right), & z < 0 \\ n_2(p) = C_2(p), & z > 0 \end{cases} \quad (3.31)$$

Παρατηρούμε ότι πίσω από το κρουστικό κύμα, η συνάρτηση κατανομής δεν εξαρτάται από τη χωρική συντεταγμένη. Η λύση έχει προσδιοριστεί σε όλο το χώρο εκτός από το κρουστικό κύμα, $z = 0$. Για να υπολογίσουμε τον τρόπο μετάβασης της συνάρτησης κατανομής από τη μία μεριά του κρουστικού κύματος στην άλλη ολοκληρώνουμε την (3.27) σε μια μικρή περιοχή γύρω από το κρουστικό κύμα και προκύπτει ότι για να είναι η n συνεχής, $n(z = 0^-, p) = n(z = 0^+, p)$, πρέπει η παράγωγός της να είναι ασυνεχής, με ασυνέχεια που δίνεται από τη σχέση

$$\left[K \frac{\partial n}{\partial z} - Un + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{3} Upn \right) \right]_{z=0^-}^{z=0^+} = 0 \quad (3.32)$$

Όταν συνδυαστούν οι δύο αυτές συνθήκες οδηγούν στην εξίσωση

$$\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{3} (U_1 - U_2) pn_2 \right) + U_2 n_2 = U_1 n_1. \quad (3.33)$$

Η λύση της προκύπτει εύκολα

$$n_2(p) = (s + 2)p^{-s} \int_0^p dp' n_1(p') p'^{s-1} \quad (3.34)$$

όπου

$$s = \frac{U_1 + 2U_2}{U_1 - U_2} = \frac{r + 2}{r - 1}. \quad (3.35)$$

Αν εμπρός από το κρουστικό κύμα υπάρχουν μονοενεργητικά σωματίδια με ορμή p_0 , δηλαδή είναι $n_1(p) = n_0 \delta(p - p_0)$, τότε

$$n_2(p) = \frac{(s + 2)n_0}{p_0} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-s} \vartheta(p - p_0). \quad (3.36)$$

Πίσω από το κρουστικό κύμα λοιπόν, τα σωματίδια έχουν κατανομή νόμου δύναμης με εκθέτη s που εξαρτάται μόνο από το λόγο συμπίεσης του κρουστικού κύματος. Ο νόμος δύναμης εκτείνεται από την αρχική ορμή των σωματιδίων, p_0 , μέχρι το άπειρο. Παρατηρούμε ότι το αποτέλεσμα αυτό ταυτίζεται με ό,τι βρήκαμε στην προηγούμενη παράγραφο εξετάζοντας το πρόβλημα μικροσκοπικά.

Χρονο-εξαρτώμενη λύση

Στην περίπτωση που μας ενδιαφέρει η χρονική εξάρτηση της συνάρτησης κατανομής θα πρέπει να λύσουμε την πλήρη εξίσωση (3.27). Αυτό γενικά είναι εφικτό (π.χ. Drury 1991), αλλά εμείς θα ακολουθήσουμε μια πιο απλή προσέγγιση. Σε αυτή τη μέθοδο, η απόδραση των σωματιδίων από το κρουστικό κύμα περιγράφεται από ένα ‘καταστροφικό’ όρο στην κινητική εξίσωση

$$\frac{\partial n(p, t)}{\partial t} = \underbrace{-\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{t_{\text{acc}}} n(p, t) \right)}_{\text{επιτάχυνση}} - \underbrace{\frac{n(p, t)}{t_{\text{esc}}}}_{\text{απόδραση}} + \underbrace{Q(p, t)}_{\text{έγχυση}}, \quad (3.37)$$

η επιτάχυνση περιγράφεται από ένα παρόμοιο όρο με την (3.27), ενώ η είσοδος στο σύστημα χαμηλής ενέργειας σωματιδίων εκφράζεται με έναν όρο έγχυσης. Προφανώς, η εικόνα αυτή είναι μια απλοποίηση της πραγματικής κατάστασης αφού οι χωρικές μεταβολές της συνάρτησης κατανομής λαμβάνονται μόνο προσεγγιστικά. Πιο συγκεκριμένα, η θεώρηση αυτή ισοδυναμεί με το να πάρουμε τη μέση τιμή ως προς τις χωρικές μεταβολές του προβλήματος, μιας και στην πραγματικότητα η επιτάχυνση συμβαίνει μόνο στο κρουστικό κύμα και η απόδραση μόνο μακριά από αυτό.

Οι χαρακτηριστικοί χρόνοι επιτάχυνσης και απόδρασης δίνονται από τις (3.12), (3.15) και τότε η (3.37) αποτελεί μια καλή προσέγγιση της (3.27). Πράγματι, η λύση της (3.37) σε σταθερή κατάσταση όταν η μορφή της έγχυσης είναι $Q(p) = Q_0 \delta(p - p_0)$ είναι

$$n(p) = \frac{Q_0 t_{\text{acc}}}{p_0} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-s} \vartheta(p - p_0), \quad (3.38)$$

δηλαδή εκτός από παράγοντες κανονικοποίησης ταυτίζεται με την (3.36). Επιπλέον, ο εκθέτης της παραγόμενης κατανομής γράφεται σε αυτή την περίπτωση

$$s = 1 + \frac{t_{\text{acc}}}{t_{\text{esc}}}. \quad (3.39)$$

Τελικά λοιπόν, η χρονο-εξαρτώμενη επιτάχυνση φορτισμένων σωματιδίων σε ένα κρουστικό κύμα περιγράφεται από την απλοποιημένη κινητική εξίσωση (3.37). Αν επιπλέον τα σωματίδια χάνουν ενέργεια μέσω κάποιας διαδικασίας, τότε η (3.37) τροποποιείται στη μορφή

$$\frac{\partial n(p, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial p} \left[\left(\frac{p}{t_{\text{acc}}} + \dot{p}_{\text{loss}} \right) n(p, t) \right] + \frac{n(p, t)}{t_{\text{esc}}} = Q(p, t), \quad (3.40)$$

όπου \dot{p}_{loss} ο ρυθμός απώλειας ορμής τους. Η εξίσωση αυτή είναι η βασική εξίσωση που θα χρησιμοποιήσουμε κατά τη μελέτη της επιτάχυνσης.

Κεφάλαιο 4

Εκλάμψεις ακτίνων X

Στο κεφάλαιο αυτό θα μελετήσουμε ένα μοντέλο παραγωγής εκλάμψεων ακτίνων X για τους blazars. Σε αυτή την περιοχή του φάσματος η εκπομπή των blazars οφείλεται στην ακτινοβολία synchrotron σχετικιστικών ηλεκτρονίων. Η παρατηρούμενη μεταβλητότητα μπορεί να αποδοθεί τότε σε μεταβολές στην κατανομή των ηλεκτρονίων ή/και στο μαγνητικό πεδίο.

Οι αναλυτικές παρατηρήσεις στις ακτίνες X των blazars αναδεικνύουν πλούσια και συχνά πολύπλοκα χαρακτηριστικά κατά τη διάρκεια των εκλάμψεών τους, όπως είδαμε στην Εισαγωγή. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζουν οι χρονικές διαφορές μεταξύ των μαλακών και των σκληρών ακτίνων X. Οι πρώτες παρατηρήσεις που είχαν την απαιτούμενη ευαισθησία ώστε να αποκαλύψουν αυτές τις χρονικές διαφορές ήταν για τον Mrk 421 (Takahashi et al. 1996). Στο αντικείμενο αυτό οι σκληρές ακτίνες X προηγούνταν των μαλακών, οπότε παρουσίαζε ‘μαλακή υστέρηση’ (soft lag). Τέτοιες χρονικές διαφορές αποδίδονται στην ψύξη των ηλεκτρονίων, δηλαδή στο ότι τα χαμηλής ενέργειας ηλεκτρόνια ψύχονται με βραδύτερο ρυθμό από αυτά με υψηλότερη ενέργεια και έτσι οι μαλακές ακτίνες X εμφανίζονται μετά από τις σκληρές.

Παρ’ όλα αυτά, το ίδιο αντικείμενο παρουσίασε αργότερα και μαλακή και σκληρή υστέρηση (Takahashi et al. 2000). Η μεικτή αυτή συμπεριφορά δεν μπορεί να εξηγηθεί με την ψύξη των ηλεκτρονίων, αλλά χρειάζεται πλέον η θεώρηση της επιτάχυνσης των ηλεκτρονίων. Καθώς νέα σωματίδια επιταχύνονται σε υψηλές ενέργειες, ακτινοβολούν πρώτα στις μαλακές ακτίνες X και μετά στις σκληρές, οπότε εμφανίζουν ‘σκληρή υστέρηση’ (hard lag). Αυτή η συμπεριφορά είναι τυπική στους blazars, όπου άλλοτε εμφανίζουν εκλάμψεις με μαλακή υστέρηση και άλλοτε με σκληρή.

Η συμπεριφορά αυτή γενικά χρειάζεται χρονο-εξαρτώμενα μοντέλα για να εξηγηθεί (Mastichiadis & Kirk 1997, Li & Kusunose 2000, Böttcher & Chiang 2002), ενώ η σκληρή υστέρηση συγκεκριμένα απαιτεί μοντέλα που εξετάζουν και την επιτάχυνση των σωματιδίων (Kirk et al. 1998, Kusunose et al. 2000). Ιδιαίτερα οι Kirk et al. (1998) έδειξαν ότι μία έκλαμψη μπορεί να παρουσιάσει και μαλακή και σκληρή υστέρηση, ανάλογα με το αν ο χρόνος ψύξης των ηλεκτρονίων είναι μι-

κρότερος ή συγκρίσιμος με το χρόνο επιτάχυνσης αντίστοιχα.

Το μοντέλο αυτό ακολουθούμε και εμείς εδώ. Αρχικά θα δούμε τον τρόπο με το οποίο επιταχύνονται και ακτινοβολούν τα ηλεκτρόνια σύμφωνα με το μοντέλο. Στη συνέχεια θα εξετάσουμε το είδος των εκλάμψεων που παράγονται όταν μεταβάλλουμε τις παραμέτρους του μοντέλου. Θα εξετάσουμε και συνεχείς και ασυνεχείς μεταβολές των παραμέτρων, εστιάζοντας περισσότερο στις πρώτες ως πιο ρεαλιστικές. Τέλος, θα εφαρμόσουμε το μοντέλο στον ενεργό γαλαξία 1ES 1218+304 για να διαπιστώσουμε τις δυνατότητές του.

4.1 Το μοντέλο επιτάχυνσης

Το μοντέλο που υιοθετούμε για την επιτάχυνση των σωματιδίων είναι το διζωνικό λεπτονικό μοντέλο των Kirk et al. (1998, στο εξής KRM). Σύμφωνα με αυτό το μοντέλο σωματίδια επιταχύνονται γύρω από ένα μη σχετικιστικό κρουστικό κύμα με το μηχανισμό Fermi πρώτης τάξης και δραπέτευουν σε μια ευρύτερη περιοχή όπου ακτινοβολούν. Η περιοχή γύρω από το κρουστικό κύμα ονομάζεται περιοχή επιτάχυνσης (acceleration zone, AZ), ενώ η δραπέτευση γίνεται στην περιοχή ακτινοβολίας (radiation zone, RZ). Οι δύο ζώνες αποτελούν την πηγή της ακτινοβολίας του ενεργού γαλαξία, η οποία κινείται σχετικιστικά από την κεντρική του περιοχή προς τα έξω.

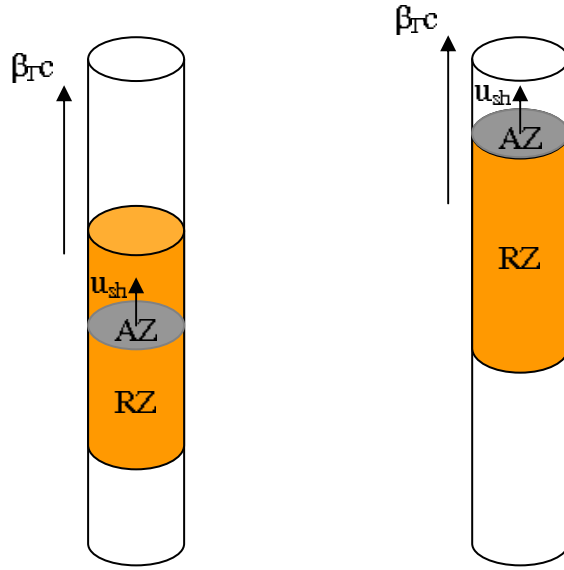
Η γεωμετρία του μοντέλου των KRM φαίνεται στο σχήμα 4.1. Η πηγή (blob) ορίζεται ως η κυλινδρική περιοχή μήκους L και διατομής ίσης με αυτής του πίδακα που κινείται σχετικιστικά με παράγοντα Lorentz Γ και ταχύτητα $\beta_{\Gamma}c = (1 - \Gamma^{-2})^{1/2}c$ κατά μήκος του πίδακα. Εντός της πηγής ένα μη σχετικιστικό κρουστικό κύμα αρχίζει να κινείται (και να επιταχύνει σωματίδια) με ταχύτητα u_{sh} τη χρονική στιγμή $t = 0$ στη βάση της πηγής $x = 0$. Στο σύστημα ηρεμίας της πηγής λοιπόν, η θέση του κρουστικού κύματος δίνεται από τη σχέση $x_{sh}(t) = u_{sh}t$. Από το μήκος της πηγής ορίζεται και ο χρόνος που χρειάζεται το κρουστικό κύμα για να διανύσει την πηγή, από τη σχέση $t_b = L/u_{sh}$. Η θεώρηση της πηγής ως πεπερασμένης έχει την έννοια ότι το μαγνητικό πεδίο εκτός της πηγής είναι πολύ χαμηλότερο αυτού εντός της πηγής, οπότε η παρουσία σωματιδίων εκεί δεν συνεπάγεται και την ακτινοβολία τους.

Περιοχή επιτάχυνσης

Τα σωματίδια που βρίσκονται κοντά στο κρουστικό κύμα επιταχύνονται μέσω του μηχανισμού Fermi πρώτης τάξης. Ο ρυθμός με τον οποίο κερδίζουν ενέργεια είναι ανάλογος της ενέργειάς τους (κεφάλαιο 3), οπότε

$$\left. \frac{d\gamma}{dt} \right|_{gain} = \frac{\gamma}{t_a}, \quad (4.1)$$

όπου t_a ο χαρακτηριστικός χρόνος επιτάχυνσης. Τα σωματίδια χάνουν ενέργεια εκπέμποντας ακτινοβολία synchrotron στο σταθερό μαγνητικό πεδίο B_0 , ενώ δεν



Σχήμα 4.1: Η γεωμετρία του μοντέλου επιτάχυνσης. Σε χρόνους $t < t_b$ το κρουστικό κύμα δεν έχει διανύσει όλο το μήκος της πηγής (αριστερά), ενώ το αντίθετο συμβαίνει για $t > t_b$ (δεξιά). Σε κάθε χρονική στιγμή το μέγεθος της πηγής δίνεται από τη σχέση $L = u_{sh} \min(t, t_b)$.

λαμβάνουμε υπόψη πιθανές απώλειες λόγω αντίστροφου σκεδασμού Compton. Έτσι, οι απώλειες των σωματιδίων θα δίνονται από τη σχέση (2.6) ή

$$\left. \frac{d\gamma}{dt} \right|_{loss} = -\frac{\sigma_T B_0^2}{6\pi m_e c} \gamma^2 = -\alpha_0 \gamma^2. \quad (4.2)$$

Η εξήλιξη της συνάρτησης κατανομής στην περιοχή επιτάχυνσης θα δίνεται επομένως από την εξίσωση συνέχειας

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[N \left(\frac{\gamma}{t_a} - \alpha_0 \gamma^2 \right) \right] + \frac{N}{t_e} = Q_0 \delta(\gamma - \gamma_{inj}) \vartheta(t). \quad (4.3)$$

Στο δεύτερο μέλος της (4.3) παριστάνεται η έγχυση των σωματιδίων, όπου υποθέτουμε ότι σωματίδια ενέργειας $\gamma_{inj} m_e c^2$ εισέρχονται με σταθερό ρυθμό Q_0 στο σύστημα για κάθε χρονική στιγμή $t > 0$. Επιπλέον, σωματίδια αποδρούν από την περιοχή επιτάχυνσης με το σταθερό ρυθμό t_e^{-1} και εισέρχονται στην περιοχή ακτινοβολίας.

Η λύση της (4.3) για την περιοχή επιτάχυνσης, όπως προκύπτει από τη γενική λύση (εξίσωση Γ'.7), είναι

$$N(\gamma, t) = Q_0 t_a \frac{\gamma_{inj}}{\gamma^2 (1 - \gamma_{inj}/\gamma_{max})} e^{(2-s)(t-t_*)/t_a} S(t_*; 0, t) \quad (4.4)$$

όπου $\gamma_{max} = (\alpha_0 t_a)^{-1}$ η μέγιστη ενέργεια των σωματιδίων της κατανομής και $s = 1 + t_a/t_e$ ο εκθέτης τους. Η χρονική στιγμή $t_* = t_*(\gamma, t)$ προκύπτει από τη

λύση του προβλήματος αρχικών τιμών

$$\begin{aligned}\frac{d\gamma}{dt} &= \frac{\gamma}{t_a} - \alpha_0 \gamma^2 \\ \gamma(t_*) &= \gamma_{inj}\end{aligned}\quad (4.5)$$

και είναι

$$t_* = t - t_a \ln \frac{\gamma_{max}/\gamma_{inj} - 1}{\gamma_{max}/\gamma - 1}. \quad (4.6)$$

Αντικαθιστώντας την (4.6) στην (4.4) προκύπτει

$$N(\gamma, t) = Q_0 t_a \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right)^{1-s} \gamma^{-s} \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_{max}} \right)^{s-2} S(\gamma; \gamma_{inj}, \gamma_1(t)), \quad (4.7)$$

ενώ αντικαταστήσαμε τον περιορισμό $0 < t_* < t$ με τον ισοδύναμό του

$$\gamma_{inj} < \gamma < \gamma_1(t) = \frac{\gamma_{inj} e^{t/t_a}}{1 + \frac{\gamma_{inj}}{\gamma_{max}} (e^{t/t_a} - 1)}. \quad (4.8)$$

Παρατηρούμε ότι η συνάρτηση κατανομής των ηλεκτρονίων είναι ένας νόμος δύναμης με εκθέτη s με έκταση που διαρκώς αυξάνεται λόγω της αύξουσας ενέργειας $\gamma_1(t)$.

Περιοχή ακτινοβολίας

Στην περιοχή ακτινοβολίας εισέρχονται τα σωματίδια που αποδρούν από την περιοχή επιτάχυνσης με ρυθμό N/t_e σε κάθε θέση του κρουστικού κύματος $x = x_{sh}(t)$. Σε αυτήν δεν επιταχύνονται πλέον, αλλά μόνο χάνουν ενέργεια λόγω της εκπομπής ακτινοβολίας synchrotron. Έτσι, η πυκνότητα των σωματιδίων (ανά μονάδα μήκους) θα ικανοποιεί την εξίσωση συνέχειας

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial \gamma} (\alpha_0 \gamma^2 n) = \frac{N(\gamma, t)}{t_e} \delta(x - x_{sh}(t)). \quad (4.9)$$

Να σημειώσουμε επίσης ότι η θέση x εισέρχεται στην (4.9) μόνο στο όρισμα της συνάρτησης δέλτα. Η παραπάνω εξίσωση έχει τη λύση

$$n(\gamma, x, t) = \frac{N(\gamma_*, x/u_{sh})}{u_{sh} t_e} \left(\frac{\gamma_*}{\gamma} \right)^2 S(x; 0, u_{sh} t) \quad (4.10)$$

όπου

$$\gamma_* = \left(\frac{1}{\gamma} - \alpha_0 (t - x/u_{sh}) \right)^{-1}. \quad (4.11)$$

Στο αποτέλεσμα αυτό πρέπει να επιβάλουμε και τον περιορισμό ότι η πηγή έχει συγκεκριμένο μήκος L , ότι δηλαδή τα σωματίδια που βρίσκονται εκτός της πηγής δεν συνεισφέρουν στην ακτινοβολία λόγω της μείωσης του μαγνητικού πεδίου εκεί. Ο

περιορισμός αυτός μεταβάλλει τα χωρικά όρια της κατανομής σε $\max(0, u_{sh}t - L) < x < u_{sh}t$. Έτσι, μπορούμε να υπολογίσουμε τη χωρικά ολοκληρωμένη συνάρτηση κατανομής από τη σχέση

$$N_2(\gamma, t) = \int_0^\infty dxn(\gamma, x, t) = \frac{1}{\gamma^2 t_e} \int_{\max(0, t-t_b)}^t d\bar{x} \gamma_*^2 N(\gamma_*, \bar{x}). \quad (4.12)$$

Η ολοκληρωτέα συνάρτηση εμπεριέχει τον περιορισμό $\gamma_{inj} < \gamma_* < \gamma_1(x/u_{sh})$, ο οποίος γράφεται

$$\frac{t}{t_a} + \frac{\gamma_{max}}{\gamma_1(x/u_{sh})} - \frac{\gamma_{max}}{\gamma} < \frac{x}{u_{sh}t_a} < \frac{t}{t_a} + \frac{\gamma_{max}}{\gamma_{inj}} - \frac{\gamma_{max}}{\gamma} \quad (4.13)$$

Η δεξιά ανίσωση ικανοποιείται για κάθε $\gamma > \gamma_{inj}$, ενώ η αριστερή, αν ορίσουμε τη συνάρτηση

$$f(x) = \frac{\gamma_{max}}{\gamma} + \frac{x/u_{sh} - t}{t_a} - \frac{\gamma_{max}}{\gamma_1(x/u_{sh})}, \quad (4.14)$$

γράφεται $f(x) > 0$. Η συνάρτηση $f(x)$ είναι γνησίως αύξουσα για κάθε x όπως μπορεί εύκολα να δειχθεί και παίρνει τις τιμές

$$f(0) = \frac{\gamma_{max}}{\gamma} - \frac{t}{t_a} - \frac{\gamma_{max}}{\gamma_{inj}} < 0, \text{ για } \gamma > \gamma_{inj} \quad (4.15)$$

και

$$f(u_{sh}t) = \frac{\gamma_{max}}{\gamma} - \frac{\gamma_{max}}{\gamma_1(t)} > 0, \text{ για } \gamma < \gamma_1(t). \quad (4.16)$$

Το θεώρημα Bolzano εγγυάται ότι υπάρχει μοναδική ρίζα της $f(x)$ στο διάστημα $0 < x < u_{sh}t$, έστω x_0 , οπότε $f(x_0) = 0$. Από το γεγονός αυτό και το είδος της μονοτονίας της f προκύπτει ότι η λύση της ανίσωσης $f(x) > 0$ είναι $x > x_0 = x_0(\gamma, t)$, οπότε η συνάρτηση κατανομής γράφεται τελικά

$$N_2(\gamma, t) = \frac{1}{\gamma^2 t_e} \int_{\max(x_0(\gamma, t)/u_{sh}, t-t_b)}^t d\bar{x} \gamma_*^2 N(\gamma_*, \bar{x}) \quad (4.17)$$

Αντικαθιστώντας την (4.7) και υπολογίζοντας το ολοκλήρωμα προκύπτει

$$N_2(\gamma, t) = Q_0 t_a \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right)^{1-s} \frac{\gamma_{max}}{\gamma^2} \times \begin{cases} \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right)^{s-1} - \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1+t_b/t_a}{\gamma_{max}} \right)^{s-1}, & \gamma_{inj} \leq \gamma \leq \gamma_{br}(t) \\ \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right)^{s-1} - \left[\left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right) e^{-x_0(\gamma, t)/u_{sh}t_a} \right]^{s-1}, & \gamma_{br}(t) < \gamma \leq \gamma_1(t) \end{cases} \quad (4.18)$$

Η παραπάνω κατανομή παρουσιάζει αλλαγή κλίσης ('σπάσιμο', break) στην ενέργεια που προκύπτει από τη λύση της $x_0(\gamma, t) = u_{sh}(t - t_b)$, δηλαδή στην

$$\gamma_{br}(t) = \left(\frac{1}{\gamma_1(t - t_b)} + \frac{t_b/t_a}{\gamma_{max}} \right)^{-1}. \quad (4.19)$$

Στο σημείο αυτό να αναφέρουμε ότι στο ίδιο αποτέλεσμα μπορούμε να καταλήξουμε και με μια διαφορετική προσέγγιση. Εφόσον υπολογίσαμε τη χωρικά ολοκληρωμένη συνάρτηση κατανομής με τον επιπλέον περιορισμό του πεπερασμένου μεγέθους της πηγής από τη σχέση

$$N_2(\gamma, t) = \int_0^\infty dx n(\gamma, x, t) \vartheta(x - u_{\text{sh}}(t - t_b)), \quad (4.20)$$

θα μπορούσαμε να έχουμε ξεκινήσει κατ' ευθείαν από την εξίσωση συνέχειας που ικανοποιεί η (4.20). Όπως μπορεί εύκολα να δείχτεί με τη βοήθεια της (4.9) αυτή είναι

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial \gamma} (\alpha_0 \gamma^2 N_2) = \frac{N(\gamma, t)}{t_e} - \frac{N(\frac{\gamma}{1 - \alpha_0 \gamma t_b}, t - t_b)}{t_e (1 - \alpha_0 \gamma t_b)^2} \vartheta(t - t_b). \quad (4.21)$$

Ο νέος όρος στο δεύτερο μέλος εκφράζει τον περιορισμό του πεπερασμένου μεγέθους της πηγής. Όπως φαίνεται είναι όρος απόδρασης και αναπαριστά τη ροή των σωματιδίων που αποδρούν από την πηγή πριν προλάβουν να χάσουν την ενέργειά τους, δηλαδή τα σωματίδια με $\gamma < \gamma_{\text{br}}(t)$.

Έχοντας τη συνάρτηση κατανομής στις δύο περιοχές, μπορούμε να υπολογίσουμε το εκπεμπόμενο φάσμα από τις σχέσεις

$$L_\nu^{\text{AZ}}(t) = \int_1^\infty d\gamma N(\gamma, t) L_\gamma(\nu) \quad (4.22)$$

και

$$L_\nu^{\text{RZ}}(t) = \int_1^\infty d\gamma \int_0^\infty dx n(\gamma, x, t) L_\gamma(\nu) = \int_1^\infty d\gamma N_2(\gamma, t) L_\gamma(\nu), \quad (4.23)$$

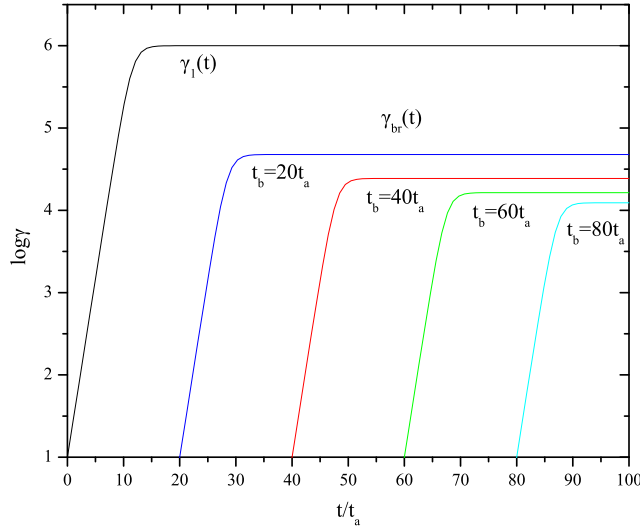
όπου $L_\gamma(\nu)$ είναι η εκπεμπόμενη λαμπρότητα synchrotron ενός ηλεκτρονίου (εξίσωση 2.7). Στο σημείο αυτό διαφοροποιούμε από το μοντέλο των KRM στο ότι δεν λαμβάνουμε υπόψη τα φαινόμενα της διάδοσης του φωτός, δηλαδή δεν υπολογίζουμε το εκπεμπόμενο φάσμα στον καθυστερημένο χρόνο $t_{\text{ret}} = t - x/c$. Αυτό ισχύει όσο η ταχύτητα του κρουστικού κύματος είναι πολύ μικρότερη από αυτή του φωτός $u_{\text{sh}} \ll c$. Η δεύτερη διαφορά μας με τους KRM είναι ότι εμείς υπολογίζουμε το συνολικό εκπεμπόμενο φάσμα και από τις δύο ζώνες

$$L_\nu(t) = L_\nu^{\text{AZ}}(t) + L_\nu^{\text{RZ}}(t) \quad (4.24)$$

ενώ οι KRM θεωρούν την εκπομπή από τη ζώνη επιτάχυνσης αμελητέα και την αγνοούν. Θα δούμε στην επόμενη παράγραφο ότι η επιλογή μας αυτή είναι δικαιολογημένη.

4.2 Το φάσμα σταθερής κατάστασης

Αν αφήσουμε το σύστημα των εξισώσεων (4.3), (4.9) να εξελιχθεί για αρκετό χρόνο αυτό θα φτάσει σε σταθερή κατάσταση. Οι ενεργειακές απώλειες των σωματιδίων είναι τότε ίσες με το κέρδος τους από την επιτάχυνση, οπότε και το άνω



Σχήμα 4.2: Η εξέλιξη της μέγιστης ενέργειας των ηλεκτρονίων, $\gamma_1(t)$, καθώς και της ενέργειας που συμβαίνει το σπάσιμο της συνάρτησης κατανομής της περιοχής ακτινοβολίας, $\gamma_{br}(t)$, για διαφορετικές τιμές της παραμέτρου t_b .

όριο της κατανομής των ηλεκτρονίων είναι $\gamma_1(t \rightarrow \infty) \rightarrow \gamma_{\max}$. Η συνάρτηση κατανομής της περιοχής επιτάχυνσης σε σταθερή κατάσταση είναι τότε

$$N(\gamma) = Q_0 t_a \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{\gamma_{\max}} \right)^{1-s} \gamma^{-s} \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_{\max}} \right)^{s-2} S(\gamma; \gamma_{inj}, \gamma_{\max}). \quad (4.25)$$

Ο χρόνος που απαιτείται για να συμβεί αυτό είναι $\sim 20t_a$, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.2. Η χρονική κλίμακα που καθορίζει το πρόβλημα που εξετάζουμε είναι ο χρόνος επιτάχυνσης (ή ο χρόνος απόδρασης, μιας και οι δύο χρόνοι είναι ανάλογοι) και γι' αυτό πολλές φορές θα κανονικοποιούμε τους χρόνους σε αυτόν.

Στο σχήμα 4.3 δείχνουμε την κατανομή αυτή για τις παραμέτρους $\gamma_{inj} = 10$, $\gamma_{\max} = 10^6$, $s = 1.8$, $B_0 = 0.5$ G και $Q_0 = 1$ s⁻¹. Στο σημείο αυτό να σημειώσουμε ότι επιλέξαμε ως ελεύθερες παραμέτρους τη μέγιστη ενέργεια γ_{\max} και τον εκθέτη των ηλεκτρονίων s αντί για τους χρόνους επιτάχυνσης και απόδρασης t_a , t_e , επειδή αυτές οι παράμετροι σχετίζονται με περισσότερο εμφανή χαρακτηριστικά της κατανομής. Ο χρόνος επιτάχυνσης υπολογίζεται τότε από τη σχέση

$$t_a = \frac{1}{\alpha_0 \gamma_{\max}} = 7.7 \cdot 10^8 \left(\frac{B_0}{G} \right)^{-2} \gamma_{\max}^{-1} \text{ s} \quad (4.26)$$

και για τις συγκεκριμένες παραμέτρους είναι $t_a = 3 \cdot 10^3$ s, ενώ ο χρόνος απόδρασης δίνεται από την $t_e = t_a/(s - 1)$. Παρατηρούμε ότι η κατανομή είναι ένας νόμος δύναμης με εκθέτη s που εκτείνεται από την ενέργεια με την οποία εισέρχονται τα σωματίδια στο σύστημα, γ_{inj} , μέχρι τη μέγιστη ενέργεια γ_{\max} . Σε μεγάλες ενέργειες

η κατανομή δημιουργεί ένα σημείο καμπής και στρέφει τα κοίλα είτε προς τα πάνω αν $s < 2$ είτε προς τα κάτω αν $s > 2$, καθώς για $\gamma = \gamma_{\max}$ απειρίζεται ή μηδενίζεται αντίστοιχα. Ο απειρισμός της συνάρτησης κατανομής οφείλεται στο ότι για $s < 2$ είναι και $t_a < t_e$, οπότε τα σωματίδια επιταχύνονται πιο γρήγορα από ότι διαφεύγουν με αποτέλεσμα να συνωστιάζονται στη μέγιστη ενέργεια.

Η συνάρτηση κατανομής στην περιοχή ακτινοβολίας σε μεγάλους χρόνους γίνετα

$$N_2(\gamma) = Q_0 t_a \left(\frac{1}{\gamma_{\text{inj}}} - \frac{1}{\gamma_{\max}} \right)^{1-s} \frac{\gamma_{\max}}{\gamma^2} \times \begin{cases} \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{\gamma_{\max}} \right)^{s-1} - \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1+t_b/t_a}{\gamma_{\max}} \right)^{s-1}, & \gamma_{\text{inj}} \leq \gamma \leq \gamma_{\text{br}} \\ \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{\gamma_{\max}} \right)^{s-1}, & \gamma_{\text{br}} < \gamma \leq \gamma_{\max} \end{cases} \quad (4.27)$$

και όπως φαίνεται στο σχήμα 4.3 είναι ένας σπασμένος νόμος δύναμης με τα ίδια ενεργειακά όρια με αυτά της κατανομής στην περιοχή επιτάχυνσης. Το σπάσιμο συμβαίνει στην ενέργεια

$$\gamma_{\text{br}}(t \rightarrow \infty) \equiv \gamma_{\text{br}} = \frac{\gamma_{\max}}{1 + t_b/t_a} \quad (4.28)$$

και καθορίζεται από το μέγεθος της πηγής μέσω του χρόνου $t_b = L/u_{\text{sh}}$ όπως φαίνεται στο σχήμα 4.2. Για την περίπτωση του σχήματος 4.3 έχουμε υποθέσει την τιμή $t_b = 100t_a$, οπότε το σπάσιμο συμβαίνει στην ενέργεια $\gamma_{\text{br}} \simeq \gamma_{\max} t_a/t_b = 10^4$. Η ενέργεια γ_{br} διαχωρίζει εκείνα τα σωματίδια τα οποία ψύχονται εντός της πηγής από εκείνα που αποδρούν πριν προλάβουν να χάσουν την ενέργειά τους. Οι φασματικοί δείκτες των δυο κατανομών είναι $(s+1)$ και s αντίστοιχα.

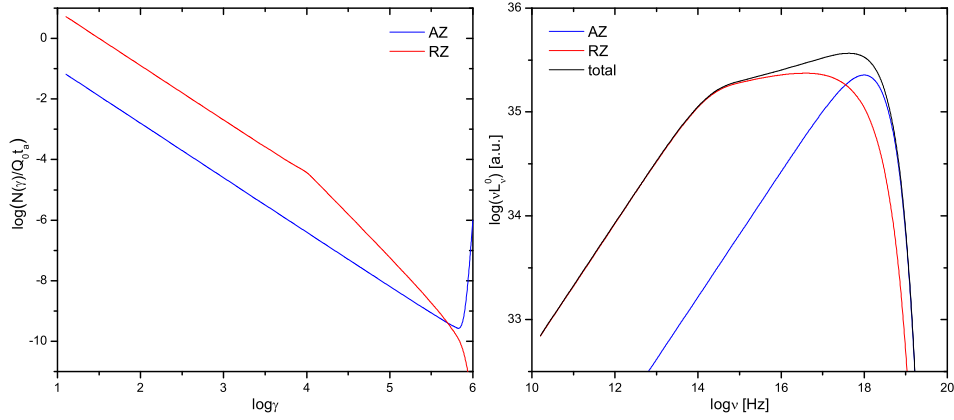
Το συνολικό φάσμα σε σταθερή κατάσταση θα δίνεται λοιπόν από τη σχέση

$$L_\nu^0 = L_\nu^{\text{AZ}} + L_\nu^{\text{RZ}} = \int_1^\infty d\gamma [N(\gamma) + N_2(\gamma)] L_\gamma(\nu). \quad (4.29)$$

Στο σχήμα 4.3 φαίνεται η μορφή του φάσματος από κάθε περιοχή ξεχωριστά καθώς και το συνολικό φάσμα. Παρατηρούμε ότι η κύρια συνεισφορά της ακτινοβολίας όντως προέρχεται από τη ζώνη ακτινοβολίας, αλλά η συνεισφορά της περιοχής επιτάχυνσης είναι σημαντική κυρίως σε μεγάλες συχνότητες. Η παρατήρηση αυτή δικαιολογεί το γιατί υπολογίζουμε το φάσμα και από τις δύο ζώνες, σε αντίθεση με τους KRM.

Μία άλλη ποσότητα που ενδιαφέρει είναι η συνολική ενέργεια που περιέχεται στις δύο κατανομές όταν το σύστημα βρίσκεται σε σταθερή κατάσταση. Αυτή δίνεται από τη σχέση

$$\mathcal{E} = m_e c^2 \int_1^\infty d\gamma \gamma (N(\gamma) + N_2(\gamma)). \quad (4.30)$$



Σχήμα 4.3: Οι κατανομές σταθερής κατάστασης των δύο περιοχών (αριστερά) και το συνολικό φάσμα σταθερής κατάστασης με την επιμέρους συνεισφορά κάθε περιοχής σε αυτό (δεξιά).

Υπολογίζοντας τα δύο ολοκληρώματα προκύπτει

$$\mathcal{E} = Q_0 t_a \gamma_{\max} m_e c^2 \left\{ \frac{{}_2F_1\left(1, s-1; s; -\left(\frac{\gamma_{\max}}{\gamma_{\text{inj}}}-1\right)\right)}{s-1} + \frac{1}{s} \left(\frac{\gamma_{\max}}{\gamma_{\text{inj}}}-1\right) \left[{}_2F_1\left(1, s; s+1; -\left(\frac{\gamma_{\max}}{\gamma_{\text{inj}}}-1\right)\right) - \frac{\gamma_{\text{br}}}{\gamma_{\max}} \left(\frac{\frac{\gamma_{\max}}{\gamma_{\text{inj}}}-\gamma_{\text{br}}}{\frac{\gamma_{\max}}{\gamma_{\text{inj}}}-1}\right)^s {}_2F_1\left(1, s; s+1; -\left(\frac{\gamma_{\text{br}}}{\gamma_{\text{inj}}}-1\right)\right) \right] \right\} \quad (4.31)$$

όπου

$${}_2F_1(a, b; c; x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(a)_k (b)_k}{(c)_k} \frac{x^k}{k!} \quad (4.32)$$

η υπεργεωμετρική συνάρτηση και $(a)_k = a(a+1)\dots(a+k-1)$ το σύμβολο Rochhammer. Ο πρώτος όρος μέσα στην αγκύλη εκφράζει την ενέργεια των σωματιδίων της περιοχής επιτάχυνσης, ο δεύτερος την ενέργεια των σωματιδίων της περιοχής ακτινοβολίας και ο τρίτος την ενέργεια που χάνεται από τα σωματίδια που αποδρούν από την περιοχή ακτινοβολίας.

Οι παράμετροι που καθορίζουν το φάσμα σταθερής κατάστασης είναι οι ακόλουθες έξι:

1. η ένταση του μαγνητικού πεδίου B_0
2. ο χαρακτηριστικός χρόνος επιτάχυνσης t_a
3. ο χαρακτηριστικός χρόνος απόδρασης t_e

4. ο χρόνος που χρειάζεται το κρουστικό κύμα να διασχίσει την πηγή t_b
5. η αρχική ενέργεια έγχυσης των σωματιδίων γ_{inj}
6. ο ρυθμός εισροής σωματιδίων Q_0

Η ταχύτητα του κρουστικού κύματος u_{sh} καθορίζει μόνο το μέγεθος της πηγής L και όχι το φάσμα στην προσέγγιση που κάνουμε και αγνοούμε τα φαινόμενα της διάδοσης του φωτός. Σε αντίθετη περίπτωση πρέπει να προστεθεί και αυτή στις παραμέτρους του προβλήματος.

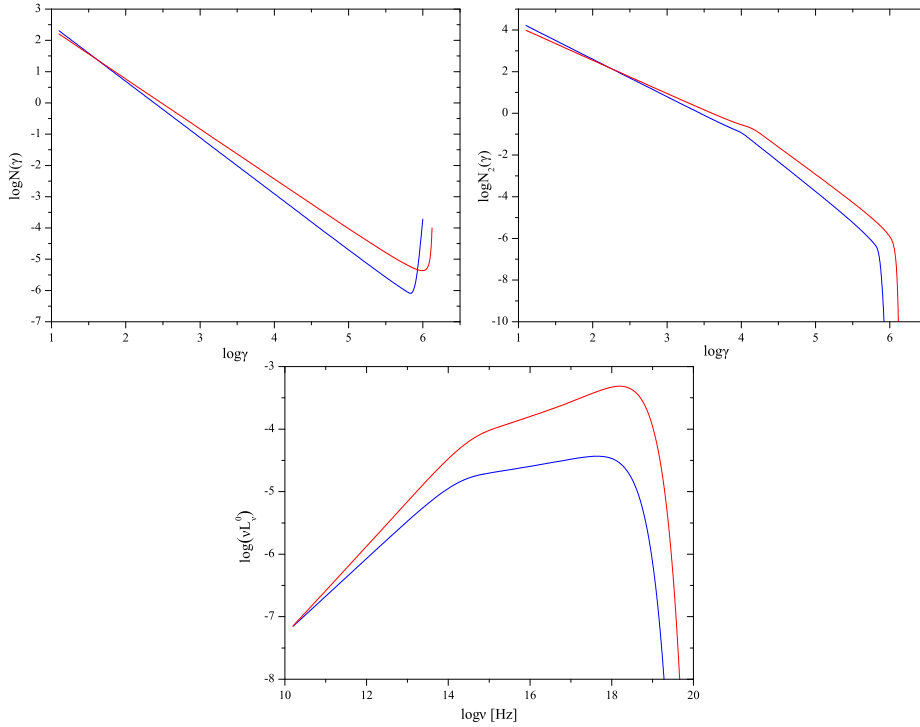
Προχωρούμε τώρα στη μελέτη της εξάρτησης του φάσματος σταθερής κατάστασης από κάθε παράμετρο ξεχωριστά, θεωρώντας σαν βάση την περίπτωση του σχήματος 4.3 με τις αντίστοιχες παραμέτρους. Αρχικά εξετάζουμε το ρυθμό εισροής σωματιδίων Q_0 . Η παράμετρος αυτή επηρεάζει την κανονικοποίηση και των δυο κατανομών, οπότε η μεταβολή της θα έχει σαν αποτέλεσμα την παράλληλη μετατόπιση του φάσματος σε μεγαλύτερες ή μικρότερες λαμπρότητες.

Η μεταβολή του χρόνου επιτάχυνσης t_a θα επιφέρει δύο μεταβολές στη συνάρτηση κατανομής. Πρώτον, θα αλλάξει η μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων γ_{max} και δεύτερον θα αλλάξει ο εκθέτης s του νόμου δύναμης. Πιο συγκεκριμένα, επειδή είναι $\gamma_{max} = (\alpha_0 t_a)^{-1}$ και $s = 1 + t_a/t_e$, η μεταβολή του χρόνου επιτάχυνσης σε t'_a θα έχει σαν αποτέλεσμα τη μεταβολή της μέγιστης ενέργειας σε $\gamma'_{max} = \gamma_{max} t_a/t'_a$ και του εκθέτη σε $s' = 1 + (s - 1)t'_a/t_a$. Στο σχήμα 4.4 δείχνονται οι κατανομές στις δύο περιοχές για την περίπτωση που ο χρόνος επιτάχυνσης είναι μικρότερος, $t'_a = \frac{3}{4}t_a$. Ο εκθέτης του νόμου δύναμης είναι τότε μικρότερος, $s' = 1.6$, δηλαδή η κατανομή γίνεται σκληρότερη, ενώ η μέγιστη ενέργεια είναι μεγαλύτερη, $\gamma'_{max} = \frac{4}{3}\gamma_{max}$. Το παραγόμενο φάσμα φωτονίων, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.4, εκτείνεται σε υψηλότερες συχνότητες καθώς $\nu_{max} \propto \gamma_{max}^2$, ενώ και η ροή του είναι μεγαλύτερη.

Η μεταβολή του χρόνου απόδρασης οδηγεί στην αλλαγή του εκθέτη του νόμου δύναμης και στη μεταβολή του αριθμού των ηλεκτρονίων που εισέρχονται στη ζώνη ακτινοβολίας. Στο σχήμα 4.5 φαίνεται πως επηρεάζονται οι δύο κατανομές όταν αυξηθεί ο χρόνος απόδρασης σε $t'_e = \frac{4}{3}t_e$, ώστε ο εκθέτης να γίνει $s' = 1.6$. Το παραγόμενο φάσμα φωτονίων εκτείνεται στην ίδια περιοχή συχνοτήτων όπως και πριν τη μεταβολή, αλλά η κανονικοποίησή του είναι μεγαλύτερη, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.5.

Η μεταβολή του μαγνητικού πεδίου αλλάζει τη μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων, αλλά και τη χαρακτηριστική συχνότητα synchrotron, σχέση (2.5). Στο σχήμα 4.6 παρατηρούμε ότι όταν αυξηθεί το μαγνητικό πεδίο, $B'_0 = 2B_0$, οι κατανομές μετατοπίζονται παράλληλα προς μικρότερες ενέργειες μιας και $\gamma_{max} \propto B_0^{-2}$. Ομοίως, και το φάσμα μετατοπίζεται προς μικρότερες συχνότητες, εφόσον $\nu_{br} \propto \gamma_{br}^2 B_0 \propto \gamma_{max}^2 B_0 \propto B_0^{-3}$ και $\nu_{max} \propto \gamma_{max}^2 B_0 \propto B_0^{-3}$, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.6.

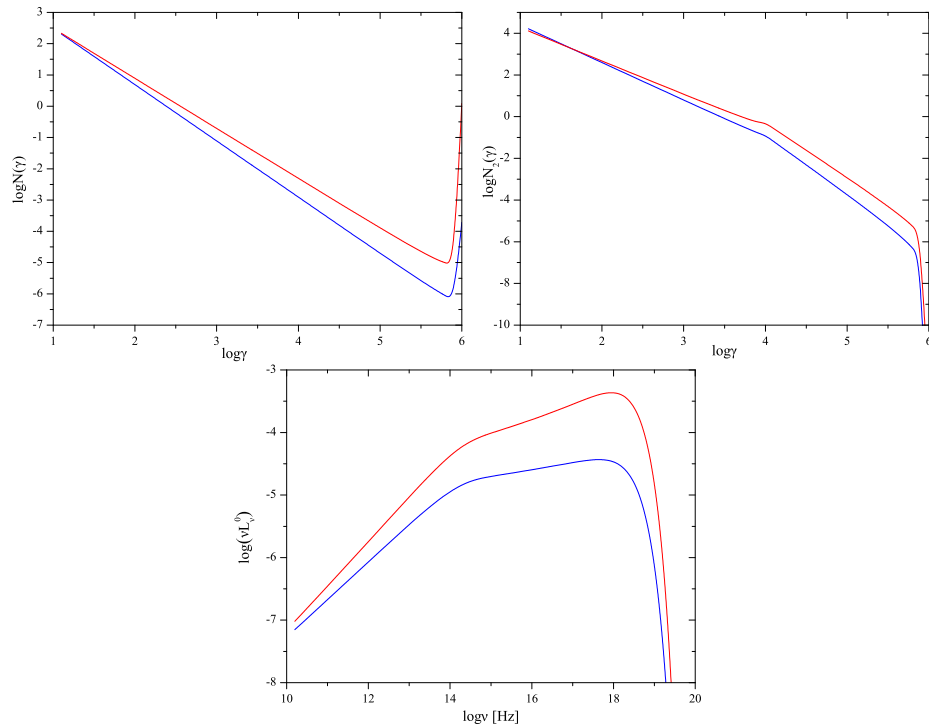
Η αρχική ενέργεια των σωματιδίων γ_{inj} δεν έχει μεγάλη επίδραση στις δύο κατανομές, όπως φαίνεται από τις (4.25) και (4.27). Πιο συγκεκριμένα, επηρεάζει



Σχήμα 4.4: Η εξάρτηση της κατανομής των ηλεκτρονίων σε σταθερή κατάσταση της περιοχής επιτάχυνσης (πάνω αριστερά), της αντίστοιχης κατανομής στην περιοχή ακτινοβολίας (πάνω δεξιά) και του φάσματος φωτονίων (κάτω) από το χρόνο επιτάχυνσης. Οι μπλε καμπύλες προκύπτουν για τις παραμέτρους $\gamma_{inj} = 10$, $\gamma_{max} = 10^6$, $s = 1.8$, $B_0 = 0.5$ G, $t_b = 100t_a$ και $Q_0 = 1$ s $^{-1}$, ενώ οι κόκκινες διαφέρουν μόνο στην τιμή του χρόνου επιτάχυνσης, $t'_a = \frac{3}{4}t_a$.

μόνο την κανονικοποίηση των δύο κατανομών και όταν η αρχική ενέργεια αυξάνεται, οι κατανομές αυξάνονται επίσης αφού είναι $N \propto \gamma_{inj}^{s-1}$. Αυτή η παρατήρηση μπορεί να δικαιολογηθεί και φυσικά, καθώς όταν αυξάνεται το κάτω όριο του νόμου δύναμης, ίδιος αριθμός ηλεκτρονίων πρέπει να κατανεμηθεί σε μικρότερο ενεργειακό εύρος, οπότε το πλάτος των κατανομών αυξάνεται. Τα ίδια συμπεράσματα ισχύουν και για το συνολικό φάσμα των φωτονίων.

Η μεταβολή του χρόνου που χρειάζεται το κρουστικό κύμα να διασχίσει την πηγή t_b επηρεάζει μόνο τη συνάρτηση κατανομής της περιοχής ακτινοβολίας και πιο συγκεκριμένα την ενέργεια στην οποία συμβαίνει το σπάσιμο του νόμου δύναμης. Από την (4.28) προκύπτει ότι η αύξηση του t_b οδηγεί στη μείωση της γ_{br} , γεγονός που επιβεβαιώνεται και από το σχήμα 4.7. Για τις δύο κατανομές ισχύει $t'_b = 2t_b$, οπότε το σπάσιμο τους συμβαίνει σε ενέργειες που διαφέρουν κατά παράγοντα 2. Το σπάσιμο όμως του φάσματος διαφέρει κατά παράγοντα 4, μιας και $\nu_{br} \propto \gamma_{br}^2$. Αυτή είναι και η μόνη διαφορά στα δύο φάσματα, όπως φαίνεται στο



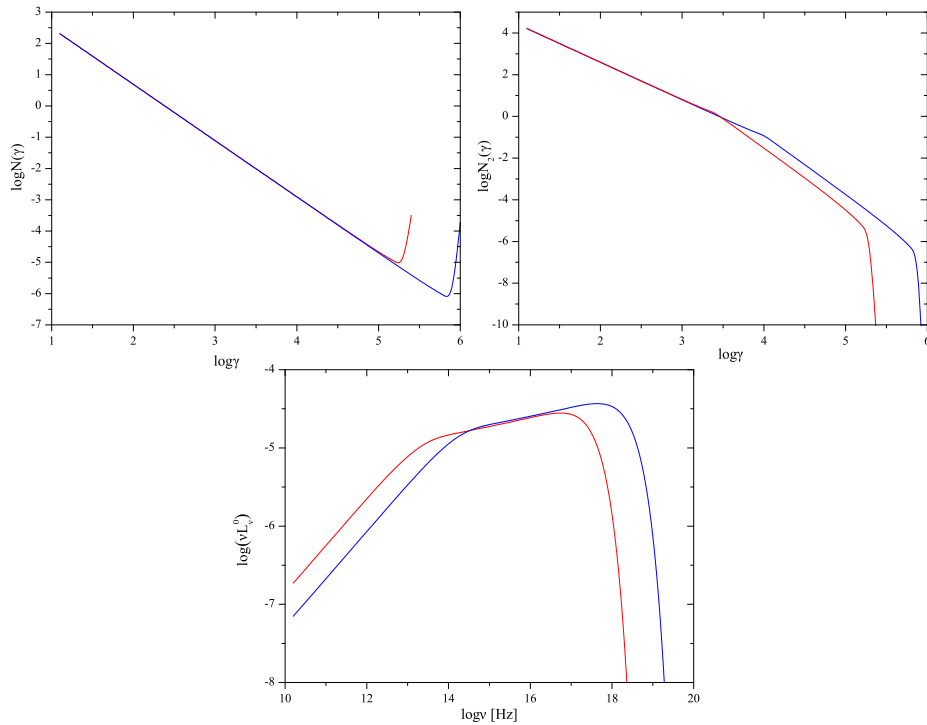
Σχήμα 4.5: Η εξάρτηση της κατανομής των ηλεκτρονίων σε σταθερή κατάσταση της περιοχής επιτάχυνσης (πάνω αριστερά), της αντίστοιχης κατανομής στην περιοχή ακτινοβολίας (πάνω δεξιά) και του φάσματος φωτονίων (κάτω) από το χρόνο απόδρασης. Οι μπλε καμπύλες είναι ίδιες με αυτές του σχήματος 4.4, ενώ οι κόκκινες διαφέρουν μόνο στην τιμή του χρόνου απόδρασης, $t'_e = \frac{4}{3} t_e$.

σχήμα 4.7.

4.3 Χρονο-εξαρτώμενη συμπεριφορά

Το μοντέλο επιτάχυνσης και ακτινοβολίας που αναπτύξαμε ως εδώ είναι εν γένει ικανό να εξηγήσει τα φάσματα των ενεργών γαλαξιών από τις ραδιο-συχνότητες μέχρι και τις ακτίνες X. Σε αυτή την παράγραφο θα εξετάσουμε κατά πόσο μεταβολές των βασικών παραμέτρων του μοντέλου μπορούν να εξηγήσουν επιπλέον τις ταχείες μεταβολές στη λαμπρότητα των ενεργών γαλαξιών (variability) και την παραγωγή εκλάμψεων (flares).

Από τη μελέτη της παραγράφου 4.2 μπορούμε να ξεχωρίσουμε τις περιπτώσεις εκείνες που η μεταβολή μιας παραμέτρου μπορεί και αυξάνει τη ροή και άρα θα μπορούσε να δημιουργήσει μια έκλαμψη. Αυτές είναι όταν αυξάνεται η μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων ή/και μειώνεται ο εκθέτης τους ή όταν αυξάνεται ο ρυθμός εισροής σωματιδίων. Η περίπτωση που αυξάνεται ο χρόνος t_b οδηγεί σε α-



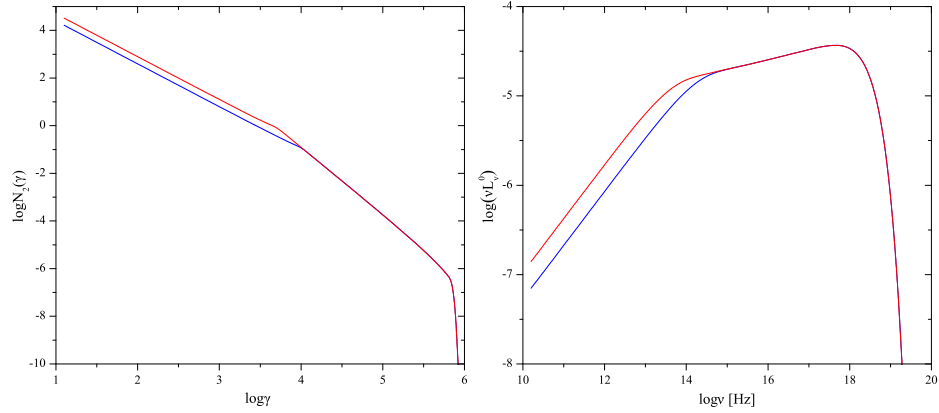
Σχήμα 4.6: Η εξάρτηση της κατανομής των ηλεκτρονίων σε σταθερή κατάσταση της περιοχής επιτάχυνσης (πάνω αριστερά), της αντίστοιχης κατανομής στην περιοχή ακτινοβολίας (πάνω δεξιά) και του φάσματος φωτονίων (κάτω) από το μαγνητικό πεδίο. Οι μπλε καμπύλες είναι ίδιες με αυτές του σχήματος 4.4, ενώ οι κόκκινες διαφέρουν μόνο στην τιμή του μαγνητικού πεδίου, $B'_0 = 2B_0$.

ξηση της ροής, αλλά αυτή συμβαίνει σε χαμηλές συχνότητες, πριν από το σπάσιμο του φάσματος και δεν θα μας απασχολήσει.

Θα εστιάσουμε λοιπόν τη μελέτη μας σε μεταβολές του χρόνου επιτάχυνσης, του χρόνου απόδρασης, του μαγνητικού πεδίου και του ρυθμού έγχυσης σωματιδίων. Επιπλέον, θα υποθέσουμε ότι όλες οι μεταβολές συμβαίνουν στην περιοχή επιτάχυνσης και συνεπώς ότι αυτές επηρεάζουν έμμεσα την περιοχή ακτινοβολίας. Το γεγονός ότι οι παράμετροι αυτές είναι εν γένει χρονο-εξαρτώμενες επιφέρει μια μικρή τροποποίηση στο μοντέλο της παραγράφου 4.1, την οποία αναλύουμε στη συνέχεια. Ο αντικειμενικός σκοπός αυτής της διαδικασίας είναι η μελέτη του φάσματος που προκύπτει και το είδος των εκλάμψεων που παράγονται.

Περιοχή επιτάχυνσης

Η εξίσωση που περιγράφει την εξέλιξη της συνάρτησης κατανομής στην περιοχή επιτάχυνσης για όλες τις περιπτώσεις που θα εξετάσουμε είναι η ίδια με την παράγραφο 4.1, εξίσωση (4.3), εκτός από το ότι οι παράμετροί της είναι χρονο-



Σχήμα 4.7: Η εξάρτηση της κατανομής των ηλεκτρονίων σε σταθερή κατάσταση της περιοχής ακτινοβολίας (αριστερά) και του φάσματος φωτονίων (δεξιά) από το μέγεθος της πηγής. Οι μπλε καμπύλες είναι ίδιες με αυτές του σχήματος 4.4, ενώ οι κόκκινες διαφέρουν μόνο στο μέγεθος της πηγής, $t'_b = 2t_b$.

εξαρτώμενες. Για λόγους έμφασης την ξαναγράφουμε εδώ

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[N \left(\frac{\gamma}{t_{\text{acc}}(t)} - \alpha(t)\gamma^2 \right) \right] + \frac{N}{t_{\text{esc}}(t)} = Q(t)\delta(\gamma - \gamma_{\text{inj}})\vartheta(t). \quad (4.33)$$

Η λύση της, όπως προκύπτει από τη γενική λύση (Γ'.7) είναι

$$N(\gamma, t) = Q(t_*) \frac{\gamma_{\text{inj}}^2}{\gamma^2} \frac{\exp \left(\int_{t_*}^t dt' \left(\frac{1}{t_{\text{acc}}(t')} - \frac{1}{t_{\text{esc}}(t')} \right) \right)}{\dot{\gamma}(\gamma_{\text{inj}}, t_*)} S(t_*; 0, t), \quad (4.34)$$

όπου

$$\dot{\gamma}(\gamma, t) = \frac{\gamma}{t_{\text{acc}}(t)} - \alpha(t)\gamma^2 \quad (4.35)$$

ο ρυθμός μεταβολής της ενέργειας των σωματιδίων και $\alpha(t) = \sigma_T B^2(t)/(6\pi m_e c)$. Η χρονική στιγμή $t_* = t_*(\gamma, t)$ προκύπτει από τη λύση του προβλήματος αρχικών τιμών

$$\begin{aligned} \frac{d\gamma}{dt} &= \dot{\gamma}(\gamma, t) \\ \gamma(t_*) &= \gamma_{\text{inj}}. \end{aligned} \quad (4.36)$$

Η εξίσωση αυτή είναι του τύπου Bernoulli και με το μετασχηματισμό $\gamma = 1/u$ ανάγεται σε γραμμική. Η λύση της προκύπτει αμέσως

$$\frac{e^{\int dt/t_{\text{acc}}(t)}}{\gamma} - \frac{e^{\int dt_*/t_{\text{acc}}(t_*)}}{\gamma_{\text{inj}}} = \int_{t_*}^t dt' \alpha(t') e^{\int dt'/t_{\text{acc}}(t')}. \quad (4.37)$$

Στο σημείο αυτό κανονικοποιούμε τις παραμέτρους στις αδιατάρακτες τιμές που είχαν στην παράγραφο 4.1 και ορίζουμε τις αδιάστατες χρονο-εξαρτώμενες συναρτήσεις f_i από τις σχέσεις

$$\begin{aligned} t_{\text{acc}}(t) &= t_a f_a(t) \\ t_{\text{esc}}(t) &= t_e f_e(t) \\ Q(t) &= Q_0 f_q(t) \\ B(t) &= B_0 f_B(t) \end{aligned} \quad (4.38)$$

ενώ από την τελευταία προκύπτει και η $\alpha(t) = \alpha_0 f_B^2(t)$, όπου η ποσότητα α_0 δίνεται από την (4.2). Επιπλέον, ορίζουμε και τις συναρτήσεις

$$\varphi_{a,e}(t) = \exp\left(\int_0^{t/t_a} \frac{dt'}{f_{a,e}(t_a t')}\right) \quad (4.39)$$

$$r(t) = \frac{1}{f_a(t)} - \frac{\gamma_{\text{inj}}}{\gamma_{\text{max}}} f_B^2(t) \quad (4.40)$$

κι έτσι η (4.33) γράφεται στη γενική μορφή

$$N(\gamma, t) = Q_0 t_a \frac{f_q(t_*) \gamma_{\text{inj}}}{\gamma^2 r(t_*)} \frac{\varphi_a(t)}{\varphi_a(t_*)} \left(\frac{\varphi_e(t_*)}{\varphi_e(t)}\right)^{s-1} S(\gamma; \gamma_{\text{inj}}, \gamma_1(t)). \quad (4.41)$$

Η εξίσωση (4.37) γράφεται τότε

$$\frac{\varphi_a(t)}{\gamma} - \frac{\psi(t)}{\gamma_{\text{max}}} = \frac{\varphi_a(t_*)}{\gamma_{\text{inj}}} - \frac{\psi(t_*)}{\gamma_{\text{max}}}, \quad (4.42)$$

όπου

$$\psi(t) = \int_0^{t/t_a} dt' f_B^2(t_a t') \varphi_a(t_a t'). \quad (4.43)$$

Το άνω άκρο της συνάρτησης κατανομής, όπως προκύπτει από την (4.42) για $t_* = 0$, είναι

$$\gamma_1(t) = \frac{\gamma_{\text{inj}} \varphi_a(t)}{1 + \frac{\gamma_{\text{inj}}}{\gamma_{\text{max}}} \psi(t)}. \quad (4.44)$$

Περιοχή ακτινοβολίας

Όλες οι μεταβολές στις παραμέτρους θεωρούμε ότι συμβαίνουν στην περιοχή επιτάχυνσης, οπότε στην περιοχή ακτινοβολίας η συνάρτηση κατανομής ικανοποιεί την ίδια εξίσωση (4.9) όπως πριν, με μόνη διαφορά ότι ο χρόνος απόδρασης μπορεί να εξαρτάται από το χρόνο, δηλαδή

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial \gamma} (\alpha_0 \gamma^2 n) = \frac{N(\gamma, t)}{t_{\text{esc}}(t)} \delta(x - x_{\text{sh}}(t)) \quad (4.45)$$

Η λύση της λοιπόν είναι

$$n(\gamma, x, t) = \frac{N(\gamma_*, x/u_{\text{sh}})}{u_{\text{sh}}t_{\text{esc}}(x/u_{\text{sh}})} \left(\frac{\gamma_*}{\gamma}\right)^2 S(x; 0, u_{\text{sh}}t) \quad (4.46)$$

όπου όπως και πριν

$$\gamma_* = \left(\frac{1}{\gamma} - \alpha_0(t - x/u_{\text{sh}})\right)^{-1}. \quad (4.47)$$

Η χωρικά ολοκληρωμένη συνάρτηση κατανομής θα δίνεται σε αυτή την περίπτωση από τη σχέση

$$N_2(\gamma, t) = \int_0^\infty dx n(\gamma, x, t) = \frac{1}{\gamma^2 t_e} \int_{\max(0, t-t_b)}^t d\bar{x} \frac{\gamma_*^2 N(\gamma_*, \bar{x})}{f_e(\bar{x})} \quad (4.48)$$

και δεν μπορεί πλέον να υπολογισθεί αναλυτικά.

Η διαδικασία λοιπόν για να υπολογίσουμε τις εκλάμψεις που παράγει το μοντέλο είναι η εξής. Έχοντας επιλέξει την κατάλληλη μορφή για τις μεταβολές των παραμέτρων (δηλαδή τη μορφή των συναρτήσεων f_i), υπολογίζουμε τη συνάρτηση κατανομής της περιοχής επιτάχυνσης από τις (4.41)–(4.44) και στη συνέχεια υπολογίζουμε τη συνάρτηση κατανομής της περιοχής ακτινοβολίας από την (4.48). Από τις δύο κατανομές προκύπτει και το συνολικό φάσμα μέσω των σχέσεων (4.22)–(4.24).

4.4 Ασυνεχείς μεταβολές

Στην παράγραφο αυτή εξετάζουμε το είδος των εκλάμψεων που παράγονται από ασυνεχείς μεταβολές των παραμέτρων του μοντέλου επιτάχυνσης. Πιο συγκεκριμένα, οι μεταβολές που θεωρούμε έχουν τη μορφή σκαλοπατιού (step function) και δίνονται από τη συνάρτηση

$$f_{\text{st}}(t; t_1, t_2, n) = 1 + (n - 1)S(t; t_1, t_2) = \begin{cases} 1, & \text{αν } 0 < t < t_1 \text{ ή } t > t_2 \\ n, & \text{αν } t_1 < t < t_2 \end{cases} \quad (4.49)$$

Όταν μία παράμετρος ακολουθεί αυτή τη μεταβολή η τιμή της από 1 μεταβάλλεται ακαριαία σε n τη χρονική στιγμή $t = t_1$ για ένα χρονικό διάστημα $\Delta t = t_2 - t_1$ και μετά επιστρέφει στην αρχική της τιμή. Το πλεονέκτημα της θεώρησης τέτοιων μεταβολών είναι ότι τα αποτελέσματα για την χρονο-εξάρτηση της ροής των φωτονίων προκύπτουν αναλυτικά. Επειδή όμως οι μεταβολές των παραμέτρων είναι ασυνεχείς, οι εκλάμψεις που παράγονται εμφανίζουν απότομες μεταβολές. Για το λόγο αυτό, η μελέτη σε αυτή την παράγραφο θα περιοριστεί στην ποιοτική εξέταση των εκλάμψεων και θα αφήσουμε την πιο αναλυτική εξέτασή τους για την επόμενη παράγραφο, όπου οι μεταβολές των παραμέτρων θα είναι συνεχείς και οι παραγόμενες εκλάμψεις πιο ρεαλιστικές.

4.4.1 Μεταβολή του χρόνου επιτάχυνσης

Όπως αναφέραμε στην παράγραφο 4.2, η μεταβολή του χρόνου επιτάχυνσης, t_{acc} , θα επιφέρει δύο μεταβολές στη συνάρτηση κατανομής. Πρώτον, θα αλλάξει η μέγιστη ενέργεια γ_{max} και δεύτερον θα αλλάξει ο εκθέτης s του νόμου δύναμης της κατανομής των ηλεκτρονίων. Αν η μορφή της μεταβολής είναι

$$f_a(t) = f_{st}(t; t_1, t_2, 1/n_a), \quad (4.50)$$

τότε κατά τη διάρκεια της μεταβολής η μέγιστη ενέργεια γίνεται $n_a \gamma_{max}$ και ο εκθέτης της κατανομής $s' = 1 + (s - 1)/n_a$. Έτσι, αν $n_a > 1$ η μέγιστη ενέργεια αυξάνεται και ο εκθέτης μειώνεται, ενώ το αντίθετο συμβαίνει όταν $0 < n_a < 1$.

Η εξίσωση (4.41) για τη συνάρτηση κατανομής της περιοχής επιτάχυνσης όταν μεταβάλλεται μόνο ο χρόνος επιτάχυνσης γράφεται

$$N(\gamma, t) = Q_0 t_a \frac{\gamma_{inj}}{\gamma^{2r}(t_*)} \frac{\varphi_a(t)}{\varphi_a(t_*)} e^{(1-s)(t-t_*)} S(t_*; 0, t), \quad (4.51)$$

ενώ όλοι οι χρόνοι από εδώ και στο εξής θα είναι σε μονάδες t_a . Η ποσότητα t_* υπολογίζεται από τη λύση της εξίσωσης

$$\frac{\varphi_a(t)}{\bar{\gamma}} - \psi(t) = \frac{\varphi_a(t_*)}{\bar{\gamma}_0} - \psi(t_*) \quad (4.52)$$

με $\bar{\gamma} = \gamma/\gamma_{max}$ και $\bar{\gamma}_0 = \gamma_{inj}/\gamma_{max}$. Οι συναρτήσεις φ_a και ψ (σχέσεις 4.39, 4.43) γίνονται αντίστοιχα

$$\varphi_a(t) = \begin{cases} e^t, & \text{αν } 0 \leq t < t_1 \\ e^{n_a t - (n_a - 1)t_1}, & \text{αν } t_1 \leq t < t_2 \\ e^{t + (n_a - 1)\Delta t}, & \text{αν } t_2 \leq t \end{cases} \quad (4.53)$$

και

$$\psi(t) = \begin{cases} e^t - 1, & \text{αν } 0 \leq t < t_1 \\ \frac{1}{n_a} e^{n_a t - (n_a - 1)t_1} + e^{t_1} \left(1 - \frac{1}{n_a}\right) - 1, & \text{αν } t_1 \leq t < t_2 \\ e^{t + (n_a - 1)\Delta t} - e^{t_1} \left(1 - \frac{1}{n_a}\right) (e^{n_a \Delta t} - 1) - 1, & \text{αν } t_2 \leq t \end{cases} \quad (4.54)$$

Έτσι, για τη λύση της (4.52) και την εύρεση της ποσότητας t_* , πρέπει να εξετάσουμε τη διάταξη των t και t_* σε σχέση με τα t_1 και t_2 . Διακρίνουμε τις ακόλουθες περιπτώσεις.

Περίπτωση I $0 \leq t < t_1$

Στην περίπτωση αυτή η διαταραχή δεν έχει αρχίσει ακόμη οπότε η λύση που παίρνουμε είναι αυτή της παραγράφου 4.1. Πράγματι, εφόσον $0 < t_* < t$ θα είναι και $0 < t_* < t_1$, οπότε η λύση της (4.52) δίνει

$$t_*(\gamma, t) = t - \ln \frac{\frac{1}{\bar{\gamma}_0} - 1}{\frac{1}{\bar{\gamma}} - 1}. \quad (4.55)$$

Αντικαθιστώντας στην (4.51) παίρνουμε

$$N_I(\gamma, t) = Q_0 t_a \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right)^{1-s} \gamma^{-s} \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_{max}} \right)^{s-2} S(\gamma; \gamma_{inj}, \gamma_1(t)), \quad (4.56)$$

ενώ το άνω άκρο της συνάρτησης κατανομής όπως προκύπτει από τις (4.44), (4.53), (4.54) είναι

$$\gamma_1(t) = \frac{\gamma_{inj} e^t}{1 + \bar{\gamma}_0 (e^t - 1)}. \quad (4.57)$$

Περίπτωση II $t_1 \leq t < t_2$

Στην περίπτωση αυτή η διαταραχή είναι σε εξέλιξη. Η ποσότητα t_* μπορεί να βρίσκεται στο διάστημα $0 < t_* < t_1$ ή στο $t_1 < t_* < t$, οπότε η λύση της (4.52) δίνει δύο κλάδους

$$t_*(\gamma, t) = \begin{cases} t_1 + n_a(t - t_1) - \ln \frac{\frac{1}{\bar{\gamma}_0} - 1}{\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n_a} - e^{n_a(t_1 - t)} \left(1 - \frac{1}{n_a}\right)}, & \text{αν } 0 < t_* < t_1 \\ t - \frac{1}{n_a} \ln \frac{\frac{1}{\bar{\gamma}_0} - \frac{1}{n_a}}{\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n_a}}, & \text{αν } t_1 < t_* < t \end{cases}$$

Έτσι, η συνάρτηση κατανομής θα έχει και αυτή δυο κλάδους

$$N_{II}(\gamma, t) = Q_0 t_a \times \begin{cases} \frac{1}{n_a} \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{n_a \gamma_{max}} \right)^{1-s'} \gamma^{-s'} \left(1 - \frac{\gamma}{n_a \gamma_{max}} \right)^{s'-2}, & \text{αν } \gamma_{inj} \leq \gamma \leq \gamma_{br}(t) \\ \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right)^{1-s} e^{(n_a - 1)(s-1)(t-t_1)} \gamma^{-s} \times \\ \left(1 - \frac{\gamma}{n_a \gamma_{max}} \left(1 + (n_a - 1)e^{-n_a(t-t_1)} \right) \right)^{s-2}, & \text{αν } \gamma_{br}(t) < \gamma \leq \gamma_1(t) \end{cases} \quad (4.58)$$

Το σημείο μετάβασης από τον ένα κλάδο στον άλλο καθορίζεται από τη λύση της $t_* = t_1$ και είναι

$$\gamma_{br}(t) = \frac{\gamma_{inj} e^{n_a(t-t_1)}}{1 + \frac{\bar{\gamma}_0}{n_a} (e^{n_a(t-t_1)} - 1)} \quad (4.59)$$

ενώ το άνω άκρο της συνάρτησης κατανομής προκύπτει από τις (4.44), (4.53), (4.54) και είναι

$$\gamma_1(t) = \frac{\gamma_{inj} e^{n_a(t-t_1)}}{1 + \frac{\bar{\gamma}_0}{n_a} (e^{n_a(t-t_1)} - 1) - (1 - \bar{\gamma}_0)(1 - e^{-t_1})}. \quad (4.60)$$

Περίπτωση III $t_2 \leq t$

Στην περίπτωση αυτή η διαταραχή έχει σταματήσει. Η ποσότητα t_* μπορεί να βρίσκεται σε ένα από τα διαστήματα $0 < t_* < t_1$, $t_1 < t_* < t_2$ ή $t_2 < t_* < t$, οπότε η λύση της (4.52) οδηγεί σε τρεις κλάδους

$$t_*(\gamma, t) = \begin{cases} t + (n_a - 1)\Delta t - \ln \frac{\frac{1}{\bar{\gamma}_0} - 1}{\frac{1}{\bar{\gamma}} - 1 + e^{t_2 - t} \left(1 - \frac{1}{n_a}\right) (1 - e^{-n_a \Delta t})}, & \text{αν } 0 < t_* < t_1 \\ t_2 + \frac{t - t_2}{n_a} - \ln \frac{\frac{1}{\bar{\gamma}_0} - \frac{1}{n_a}}{\frac{1}{\bar{\gamma}} - 1 + e^{t_2 - t} \left(1 - \frac{1}{n_a}\right)}, & \text{αν } t_1 < t_* < t_2 \\ t - \ln \frac{\frac{1}{\bar{\gamma}_0} - 1}{\frac{1}{\bar{\gamma}} - 1}, & \text{αν } t_2 < t_* < t \end{cases}$$

Οι αντίστοιχοι κλάδοι της συνάρτησης κατανομής είναι

$$N_{III}(\gamma, t) = Q_0 t_a \times \begin{cases} \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{\gamma_{max}}\right)^{1-s} \gamma^{-s} \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_{max}}\right)^{s-2}, & \text{αν } \gamma_{inj} \leq \gamma \leq \gamma_{br1}(t) \\ \frac{1}{n_a} \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{n_a \gamma_{max}}\right)^{1-s'} e^{-(n_a - 1)(s-1)(t-t_2)/n_a} \gamma^{-s'} \times \\ \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_{max}} \left(1 - \left(1 - \frac{1}{n_a}\right) e^{t_2 - t}\right)\right)^{s'-2}, & \text{αν } \gamma_{br1}(t) < \gamma \leq \gamma_{br2}(t) \\ \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{\gamma_{max}}\right)^{1-s} e^{(n_a - 1)(s-1)\Delta t} \gamma^{-s} \times \\ \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_{max}} \left(1 - \left(1 - \frac{1}{n_a}\right) (1 - e^{-n_a \Delta t}) e^{t_2 - t}\right)\right)^{s-2}, & \text{αν } \gamma_{br2}(t) < \gamma \leq \gamma_1(t) \end{cases} \quad (4.61)$$

Το πρώτο σπάσιμο της κατανομής προκύπτει όταν $t_* = t_2$ και είναι

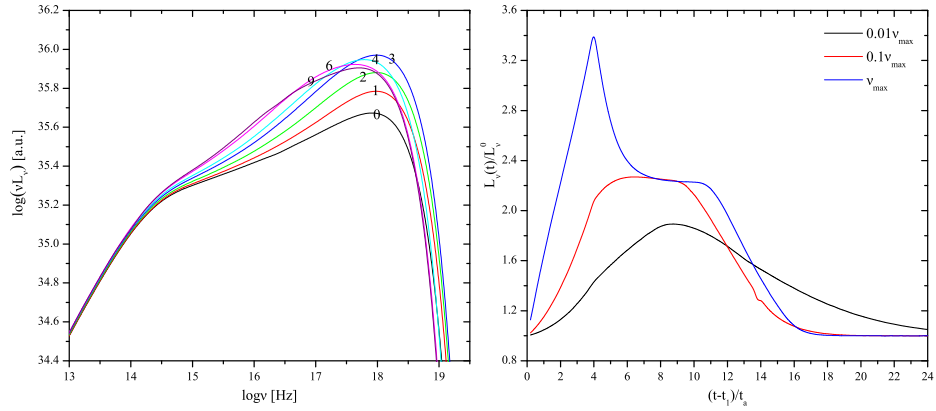
$$\gamma_{br1}(t) = \frac{\gamma_{inj} e^{t-t_2}}{1 + \bar{\gamma}_0 (e^{t-t_2} - 1)}, \quad (4.62)$$

ενώ το δεύτερο όταν $t_* = t_1$ και είναι

$$\gamma_{br2}(t) = \frac{\gamma_{inj} e^{t-t_2}}{1 + \bar{\gamma}_0 (e^{t-t_2} - 1) - \left(1 - \frac{\bar{\gamma}_0}{n_a}\right) (1 - e^{-n_a \Delta t})}. \quad (4.63)$$

Το άνω άκρο της συνάρτησης κατανομής είναι σε αυτή την περίπτωση

$$\gamma_1(t) = \frac{\gamma_{inj} e^{t-t_2}}{1 + \bar{\gamma}_0 (e^{t-t_2} - 1) - \left(1 - \frac{\bar{\gamma}_0}{n_a}\right) (1 - e^{-n_a \Delta t}) - e^{-n_a \Delta t} (1 - \bar{\gamma}_0) (1 - e^{-t_1})}. \quad (4.64)$$



Σχήμα 4.8: Αριστερά: Στιγμιότυπα του φάσματος που παράγεται από τη μείωση του χρόνου επιτάχυνσης κατά $n_a = 1.25$ για χρονικό διάστημα $\Delta t = 4t_a$. Οι αριθμοί σε κάθε καμπύλη εκφράζουν το χρόνο μέσω της ποσότητας $(t - t_1)/t_a$. Δεξιά: Οι αντίστοιχες εκλάμψεις σε τρεις διαφορετικές συχνότητες.

Παρατηρούμε ότι πριν τη διαταραχή, δηλαδή για $0 < t < t_1$, η συνάρτηση κατανομής έχει τη μορφή που θα είχε αν ο χρόνος επιτάχυνσης ήταν σταθερός. Κατά τη διάρκεια της διαταραχής, δηλαδή όταν $t_1 < t < t_2$, η συνάρτηση κατανομής έχει δύο κλάδους. Ο κλάδος με τα μικρότερα ενεργειακά όρια είναι ο διαταραγμένος, ενώ ο δεύτερος κλάδος διατηρεί την αδιατάρακτη μορφή. Τέλος, αφού η διαταραχή έχει σταματήσει, δηλαδή όταν $t_2 < t$, η συνάρτηση κατανομής αποτελείται από τρεις κλάδους. Ο πρώτος κλάδος έχει επιστρέψει στην αδιατάρακτη μορφή, ο δεύτερος είναι ο διαταραγμένος και ο τρίτος δεν έχει ακόμα διαταραχτεί. Για μεγάλους χρόνους $t \gg t_2$ η διαταραχή έχει περάσει και η συνάρτηση κατανομής έχει επιστρέψει στην αδιατάρακτη μορφή της.

Οι παραπάνω εκφράσεις για τη συνάρτηση κατανομής της περιοχής επιτάχυνσης μας επιτρέπουν να υπολογίσουμε και την κατανομή της περιοχής ακτινοβολίας (σχέση 4.48) και κατ' επέκταση το συνολικό φάσμα φωτονίων. Μερικά χαρακτηριστικά στιγμιότυπα του φάσματος φαίνονται στο σχήμα 4.8 για την περίπτωση που ο χρόνος επιτάχυνσης μειώνεται στην τιμή $0.8t_a$, δηλαδή όταν $n_a = 1.25$, για χρονικό διάστημα $\Delta t = 4t_a$. Οι παράμετροι του φάσματος σταθερής κατάστασης είναι ίδιες με αυτές του σχήματος 4.3. Στο σχήμα 4.8 παρατηρούμε επίσης τη μορφή των εκλάμψεων που παράγονται σε τρεις διαφορετικές περιοχές συχνοτήτων. Παρατηρούμε ότι η μορφή των εκλάμψεων είναι συνάρτηση της συχνότητας. Πιο συγκεκριμένα, όσο μεγαλύτερη είναι η συχνότητα τόσο πιο νωρίς εμφανίζεται το μέγιστο της έκλαμψης και τόσο μεγαλύτερο είναι. Στο σχήμα φαίνεται επίσης η ασυνεχής φύση αυτών των διαταραχών, καθώς για $t = t_2$ αλλάζει η συναρτησιακή μορφή των καμπύλων φωτός, όπως είναι περισσότερο εμφανές στην έκλαμψη υψηλής συχνότητας.

4.4.2 Μεταβολή του χρόνου απόδρασης

Η μεταβολή του χρόνου απόδρασης αλλάζει μόνο τον εκθέτη της συνάρτησης κατανομής των σωματιδίων, όπως είδαμε στην παράγραφο 4.2. Αν η μορφή της μεταβολής είναι

$$f_e(t) = f_{st}(t; t_1, t_2, n_e) \quad (4.65)$$

τότε ο διαταραγμένος εκθέτης θα είναι $s' = 1 + (s - 1)/n_e$ και θα μειώνεται αν $n_e > 1$, ενώ θα αυξάνεται σε αντίθετη περίπτωση.

Ακολουθώντας την ίδια διαδικασία με την προηγούμενη παράγραφο βρίσκουμε ότι πριν την έναρξη της διαταραχής η συνάρτηση κατανομής της περιοχής επιτάχυνσης δίνεται από την $N_I(\gamma, t)$ (σχέση 4.56), όσο η διαταραχή βρίσκεται σε εξέλιξη είναι

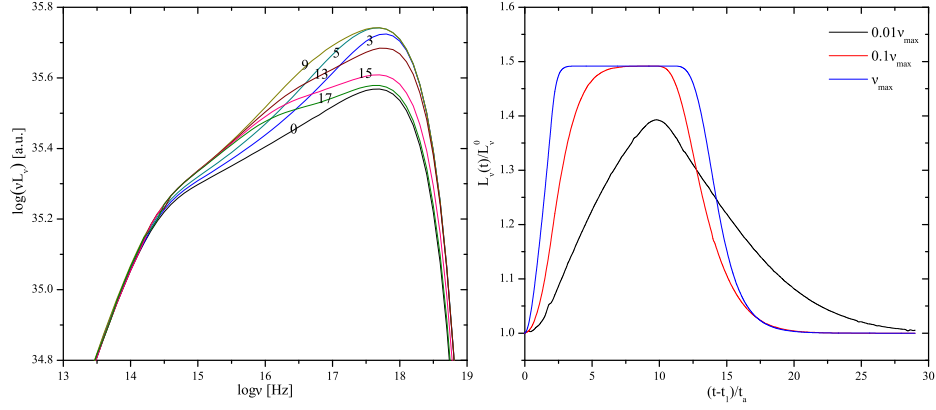
$$N_{II}(\gamma, t) = Q_0 t_a \times \begin{cases} \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right)^{1-s'} \gamma^{-s'} \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_{max}} \right)^{s'-2}, \\ \text{αν } \gamma_{inj} \leq \gamma \leq \gamma_{br2}(t) \\ \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right)^{1-s} e^{(n_e-1)(s-1)(t-t_1)/n_e} \gamma^{-s} \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_{max}} \right)^{s-2}, \\ \text{αν } \gamma_{br2}(t) < \gamma \leq \gamma_1(t) \end{cases} \quad (4.66)$$

και μετά το τέλος της διαταραχής είναι

$$N_{III}(\gamma, t) = Q_0 t_a \times \begin{cases} \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right)^{1-s} \gamma^{-s} \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_{max}} \right)^{s-2}, \\ \text{αν } \gamma_{inj} \leq \gamma \leq \gamma_{br1}(t) \\ \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right)^{1-s'} e^{(n_e-1)(s-1)(t_2-t)/n_e} \gamma^{-s'} \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_{max}} \right)^{s'-2}, \\ \text{αν } \gamma_{br1}(t) < \gamma \leq \gamma_{br2}(t) \\ \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right)^{1-s} e^{(n_e-1)(s-1)\Delta t/n_e} \gamma^{-s} \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_{max}} \right)^{s-2}, \\ \text{αν } \gamma_{br2}(t) < \gamma \leq \gamma_1(t) \end{cases} \quad (4.67)$$

Το άνω άκρο της συνάρτησης κατανομής, $\gamma_1(t)$, δίνεται από την (4.57), ενώ τα σπασίματα στο νόμο δύναμης συμβαίνουν στις ενέργειες $\gamma_{br1}(t) = \gamma_1(t - t_2)$ και $\gamma_{br2}(t) = \gamma_1(t - t_1)$.

Το φάσμα και οι αντίστοιχες εκλάμψεις που παράγονται όταν ο χρόνος απόδρασης αυξάνεται σε $n_e = 4/3$ για χρονικό διάστημα $\Delta t = 2t_a$ φαίνονται στο σχήμα 4.9. Παρατηρούμε ότι η μορφή των εκλάμψεων είναι αρκετά διαφορετική από την περίπτωση της προηγούμενης παραγράφου. Όσο αυξάνεται η συχνότητα οι εκλάμψεις εμφανίζουν ένα όλο και πιο πλατύ 'οροπέδιο' (plateau) σταθερής λαμπρότητας. Επίσης, όπως και στην περίπτωση της μεταβολής του χρόνου επιτάχυνσης, οι



Σχήμα 4.9: *Αριστερά*: Στιγμιότυπα του φάσματος που παράγεται από την αύξηση του χρόνου απόδρασης κατά $n_e = 4/3$ για χρονικό διάστημα $\Delta t = 2t_a$. Οι αριθμοί σε κάθε καμπύλη εκφράζουν το χρόνο μέσω της ποσότητας $(t - t_1)/t_a$. *Δεξιά*: Οι αντίστοιχες εκλάμψεις σε τρεις διαφορετικές συχνότητες.

εκλάμψεις κινούνται προς μικρότερους χρόνους όσο αυξάνει η συχνότητα. Αυτό μπορεί να γίνει καλύτερα κατανοητό αν παρατηρήσουμε ότι οι εκλάμψεις σε μεγαλύτερη συχνότητα παράγονται από περισσότερο ενεργητικά ηλεκτρόνια. Έτσι, τα ηλεκτρόνια μεγαλύτερης ενέργειας αντιδρούν πιο γρήγορα στη μεταβολή του χρόνου απόδρασης από ότι τα χαμηλότερης ενέργειας.

4.4.3 Μεταβολή του ρυθμού έγχυσης

Η συνάρτηση κατανομής της περιοχής επιτάχυνσης όταν μεταβάλλεται ο ρυθμός έγχυσης σωματιδίων μπορεί να γραφτεί στη γενική μορφή

$$N(\gamma, t) = N_I(\gamma, t) f_q \left(t - \ln \frac{\gamma_{\max}/\gamma_{\text{inj}} - 1}{\gamma_{\max}/\gamma - 1} \right), \quad (4.68)$$

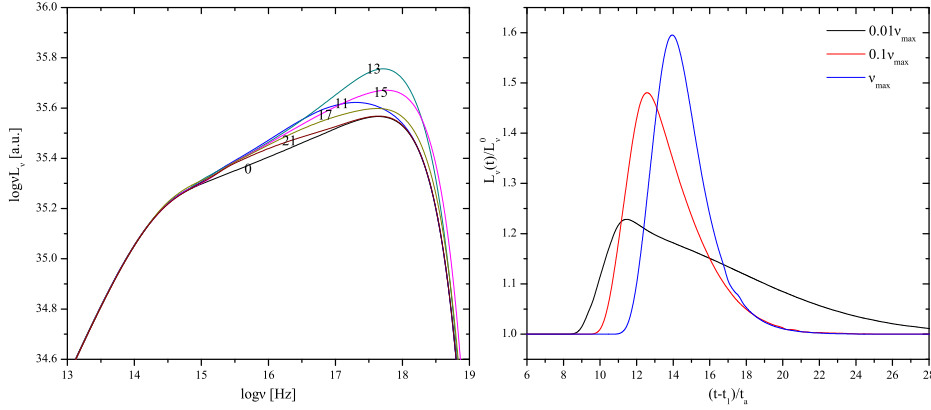
όπου η αδιατάρακτη συνάρτηση κατανομής δίνεται από την (4.56). Αν η μεταβολή του ρυθμού έγχυσης είναι ασυνεχής και η μορφή της είναι

$$f_q(t) = f_{\text{st}}(t; t_1, t_2, n_q) \quad (4.69)$$

τότε η συνάρτηση κατανομής γράφεται

$$N(\gamma, t) = \begin{cases} n_q N_I(\gamma, t), & \text{αν } \gamma_1(t - t_2) < \gamma < \gamma_1(t - t_1) \\ N_I(\gamma, t), & \text{αλλιώς} \end{cases} \quad (4.70)$$

όπου $\gamma_1(t)$ το άνω ενεργειακό άκρο της (σχέση 4.57). Παρατηρούμε ότι η συνάρτηση κατανομής είναι και αυτή ασυνεχής, καθώς η αρχική διαταραχή διαδίδεται με την ίδια μορφή από τις μικρότερες προς τις μεγαλύτερες ενέργειες.



Σχήμα 4.10: *Αριστερά*: Στιγμιότυπα του φάσματος που παράγεται από την αύξηση του ρυθμού έγχυσης κατά $n_q = 2$ για χρονικό διάστημα $\Delta t = 2t_a$. Οι αριθμοί σε κάθε καμπύλη εκφράζουν το χρόνο μέσω της ποσότητας $(t - t_1)/t_a$. *Δεξιά*: Οι αντίστοιχες εκλάμψεις σε τρεις διαφορετικές συχνότητες.

Το φάσμα και οι αντίστοιχες εκλάμψεις που παράγονται όταν ο ρυθμός έγχυσης αυξάνεται σε $n_q = 2$ για χρονικό διάστημα $\Delta t = 2t_a$ φαίνονται στο σχήμα 4.10. Παρατηρούμε ότι οι εκλάμψεις εμφανίζονται αργότερα όσο αυξάνεται η συχνότητα και επίσης το ύψος τους γίνεται μεγαλύτερο. Ένα νέο χαρακτηριστικό σε σχέση με τις προηγούμενες περιπτώσεις είναι ότι οι χρόνοι που αρχίζουν οι εκλάμψεις είναι μεγαλύτεροι σε απόλυτη τιμή.

4.4.4 Μεταβολή του μαγνητικού πεδίου

Όταν το μαγνητικό πεδίο μεταβάλλεται σύμφωνα με την

$$f_B(t) = f_{st}(t; t_1, t_2, 1/n_b) \quad (4.71)$$

με $n_b > 1$, δηλαδή όταν το μαγνητικό πεδίο μειώνεται από B_0 σε B_0/n_b κατά το διάστημα $t_1 < t < t_2$ οπότε και οι απώλειες μειώνονται από α_0 σε α_0/n_b^2 , τότε η μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων αυξάνεται από γ_{\max} σε $n_b^2 \gamma_{\max}$.

Ακολουθώντας την γνωστή διαδικασία βρίσκουμε ότι πριν την έναρξη της διαταραχής η συνάρτηση κατανομής δίνεται από την $N_I(\gamma, t)$ (σχέση 4.56). Όσο η

διαταραχή βρίσκεται σε εξέλιξη είναι

$$N_{II}(\gamma, t) = Q_0 t_a \times \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{n_b^2 \gamma_{max}} \right)^{1-s} \gamma^{-s} \left(1 - \frac{\gamma}{n_b^2 \gamma_{max}} \right)^{s-2}, \\ \text{αν } \gamma_{inj} \leq \gamma \leq \gamma_{br}(t) \\ \\ \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right)^{1-s} \gamma^{-s} \left(1 - \frac{\gamma}{n_b^2 \gamma_{max}} \left(1 + \left(1 - \frac{1}{n_b^2} \right) e^{t_1-t} \right) \right)^{s-2}, \\ \text{αν } \gamma_{br}(t) < \gamma \leq \gamma_1(t) \end{array} \right. \quad (4.72)$$

Το άνω άκρο της συνάρτησης κατανομής είναι

$$\gamma_1(t) = \frac{\gamma_{inj} e^{t-t_1}}{1 + \frac{\bar{\gamma}_0}{n_b^2} (e^{t-t_1} - 1) - (1 - \bar{\gamma}_0)(1 - e^{-t_1})}. \quad (4.73)$$

ενώ η μετάβαση από τον ένα κλάδο στον άλλο συμβαίνει στην ενέργεια

$$\gamma_{br}(t) = \frac{\gamma_{inj} e^{t-t_1}}{1 + \frac{\bar{\gamma}_0}{n_b^2} (e^{t-t_1} - 1)}. \quad (4.74)$$

Μετά το τέλος της διαταραχής, η συνάρτηση κατανομής δίνεται από την

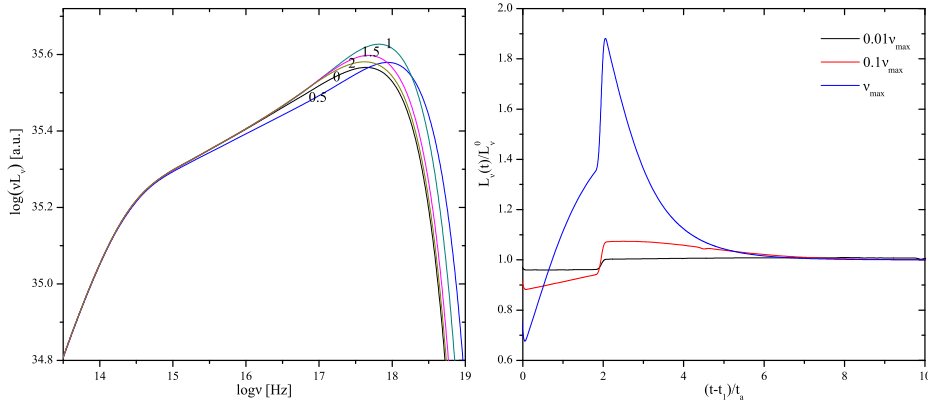
$$N_{III}(\gamma, t) = Q_0 t_a \times \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right)^{1-s} \gamma^{-s} \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_{max}} \right)^{s-2}, \\ \text{αν } \gamma_{inj} \leq \gamma \leq \gamma_{br1}(t) \\ \\ \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{n_b^2 \gamma_{max}} \right)^{1-s} \gamma^{-s} \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_{max}} \left(1 - \left(1 - \frac{1}{n_b^2} \right) e^{t_2-t} \right) \right)^{s-2}, \\ \text{αν } \gamma_{br1}(t) < \gamma \leq \gamma_{br2}(t) \\ \\ \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right)^{1-s} \gamma^{-s} \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_{max}} \left(1 - \left(1 - \frac{1}{n_b^2} \right) (1 - e^{-\Delta t}) e^{t_2-t} \right) \right)^{s-2}, \\ \text{αν } \gamma_{br2}(t) < \gamma \leq \gamma_1(t) \end{array} \right. \quad (4.75)$$

Το πάνω ενεργειακό άκρο της κατανομής είναι

$$\gamma_1(t) = \frac{\gamma_{inj} e^{t-t_2}}{1 + \bar{\gamma}_0 (e^{t-t_2} - 1) - \left(1 - \frac{\bar{\gamma}_0}{n_b^2} \right) (1 - e^{-\Delta t}) - e^{-\Delta t} (1 - \bar{\gamma}_0) (1 - e^{-t_1})}, \quad (4.76)$$

ενώ οι ενέργειες στις οποίες σπάει η κατανομή είναι

$$\gamma_{br1}(t) = \frac{\gamma_{inj} e^{t-t_2}}{1 + \bar{\gamma}_0 (e^{t-t_2} - 1)} \quad (4.77)$$



Σχήμα 4.11: *Αριστερά*: Στιγμιότυπα του φάσματος που παράγεται από τη μείωση του μαγνητικού πεδίου κατά $n_b = 1.25$ για χρονικό διάστημα $\Delta t = 2t_a$. Οι αριθμοί σε κάθε καμπύλη εκφράζουν το χρόνο μέσω της ποσότητας $(t - t_1)/t_a$. *Δεξιά*: Οι αντίστοιχες εκλάμψεις σε τρεις διαφορετικές συχνότητες.

και

$$\gamma_{br2}(t) = \frac{\gamma_{inj} e^{t-t_2}}{1 + \bar{\gamma}_0(e^{t-t_2} - 1) - (1 - \frac{\bar{\gamma}_0}{n_b^2})(1 - e^{-\Delta t})}. \quad (4.78)$$

Το φάσμα και οι αντίστοιχες εκλάμψεις που παράγονται όταν το μαγνητικό πεδίο μειώνεται κατά $n_b = 1.25$ για χρονικό διάστημα $\Delta t = 2t_a$ φαίνονται στο σχήμα 4.11. Η ασυνεχής μεταβολή του μαγνητικού πεδίου απεικονίζεται στο δεξί σχήμα 4.11, όπου οι εκλάμψεις είναι και αυτές ασυνεχείς.

4.4.5 Ταυτόχρονη μεταβολή του χρόνου επιτάχυνσης και του χρόνου απόδρασης

Στην παράγραφο αυτή θα μελετήσουμε την ταυτόχρονη μεταβολή του χρόνου επιτάχυνσης και του χρόνου απόδρασης έτσι ώστε ο εκθέτης του νόμου δύναμης να παραμένει σταθερός κατά τη μεταβολή. Οι μεταβολές αυτές έχουν τη μορφή

$$f_a(t) = f_e(t) = f_{st}(t; t_1, t_2, 1/n) \quad (4.79)$$

δηλαδή κατά τη διάρκεια της διαταραχής οι δύο χρόνοι μειώνονται αν $n > 1$, αλλιώς αυξάνονται. Έτσι, η συνάρτηση κατανομής είναι $N_I(\gamma, t)$ (εξίσωση 4.56)

πριν τη διαταραχή,

$$N_{II}(\gamma, t) = Q_0 t_a \times \begin{cases} \frac{1}{n} \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{n\gamma_{max}} \right)^{1-s} \gamma^{-s} \left(1 - \frac{\gamma}{n\gamma_{max}} \right)^{s-2}, \\ \quad \alpha\nu \gamma_{inj} \leq \gamma \leq \gamma_{br}(t) \\ \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right)^{1-s} \gamma^{-s} \left(1 - \frac{\gamma}{n\gamma_{max}} (1 + (n-1)e^{-n(t-t_1)}) \right)^{s-2}, \\ \quad \alpha\nu \gamma_{br}(t) < \gamma \leq \gamma_1(t) \end{cases} \quad (4.80)$$

κατά τη διάρκεια της διαταραχής και

$$N_{III}(\gamma, t) = Q_0 t_a \times \begin{cases} \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right)^{1-s} \gamma^{-s} \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_{max}} \right)^{s-2}, \\ \quad \alpha\nu \gamma_{inj} \leq \gamma \leq \gamma_{br1}(t) \\ \frac{1}{n} \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{n\gamma_{max}} \right)^{1-s} \gamma^{-s} \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_{max}} (1 - (1 - \frac{1}{n})e^{t_2-t}) \right)^{s-2}, \\ \quad \alpha\nu \gamma_{br1}(t) < \gamma \leq \gamma_{br2}(t) \\ \left(\frac{1}{\gamma_{inj}} - \frac{1}{\gamma_{max}} \right)^{1-s} \gamma^{-s} \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_{max}} (1 - (1 - \frac{1}{n})(1 - e^{-n\Delta t})e^{t_2-t}) \right)^{s-2}, \\ \quad \alpha\nu \gamma_{br2}(t) < \gamma \leq \gamma_1(t) \end{cases} \quad (4.81)$$

μετά τη διαταραχή. Το άνω άκρο της κατανομής καθώς και οι ενέργειες στις οποίες σπάει η κατανομή δίνονται από τις ίδιες σχέσεις με την παράγραφο 4.4.1.

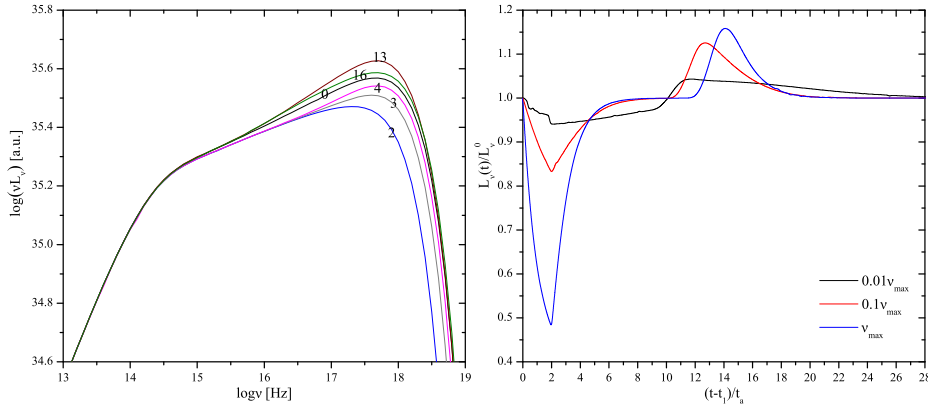
Το φάσμα και οι αντίστοιχες εκλάμψεις που παράγονται όταν οι χρόνοι επιτάχυνσης και απόδρασης αυξάνονται κατά 4/3, δηλαδή όταν $n = 0.75$, για χρονικό διάστημα $\Delta t = 2t_a$ φαίνονται στο σχήμα 4.12. Παρατηρούμε ότι αρχικά η λαμπρότητα μειώνεται λόγω της αύξησης του χρόνου επιτάχυνσης, αλλά στη συνέχεια παράγονται εκλάμψεις που οφείλονται στην αύξηση του χρόνου απόδρασης.

4.5 Συνεχείς μεταβολές

Στην παράγραφο αυτή θα μελετήσουμε τις εκλάμψεις που παράγει το μοντέλο για συνεχείς μεταβολές των παραμέτρων και πιο συγκεκριμένα για μεταβολές τύπου Lorentz. Η μεταβολή τύπου Lorentz έχει τη μορφή παλμού και περιγράφεται από τη σχέση

$$f_L(t; t_0, w, n) = 1 + (n-1) \frac{w^2}{4(t-t_0)^2 + w^2}. \quad (4.82)$$

Τη χρονική στιγμή $t = t_0$ εμφανίζει το μέγιστο $f_L(t_0; t_0, w, n) = n$ (αν $n > 1$, αλλιώς εμφανίζει ελάχιστο), ενώ μακριά από αυτή για $|t-t_0| \gg w/2$ είναι $f_L = 1$.



Σχήμα 4.12: *Αριστερά*: Στιγμιότυπα του φάσματος που παράγεται από την ταυτόχρονη αύξηση των χρόνων επιτάχυνσης και απόδρασης κατά $n = 4/3$ για χρονικό διάστημα $\Delta t = 2t_a$. Οι αριθμοί σε κάθε καμπύλη εκφράζουν το χρόνο μέσω της ποσότητας $(t - t_1)/t_a$. *Δεξιά*: Οι αντίστοιχες εκλάμψεις σε τρεις διαφορετικές συχνότητες.

Η ποσότητα w εκφράζει το πλάτος του παλμού στο μισό μέγιστο (ή ελάχιστο) ύψος (full width at half maximum (minimum), FWHM), αφού $f_L(t_0 \pm \frac{w}{2}; t_0, w, n) = \frac{n+1}{2}$. Το συνολικό εμβαδόν του παλμού είναι

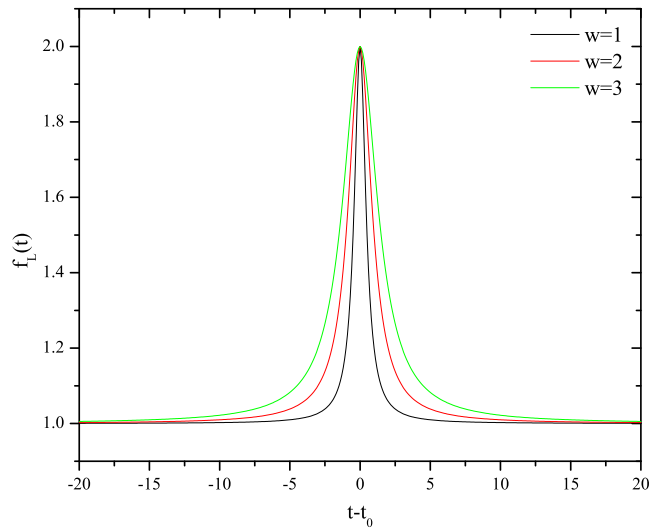
$$A_L = \frac{\pi}{2} w(n-1) = \frac{\pi}{2} A_{st}, \quad (4.83)$$

λίγο μεγαλύτερο από το αντίστοιχο εμβαδόν της μεταβολής τύπου σκαλοπάτι. Η μορφή της μεταβολής Lorentz φαίνεται στο σχήμα 4.13.

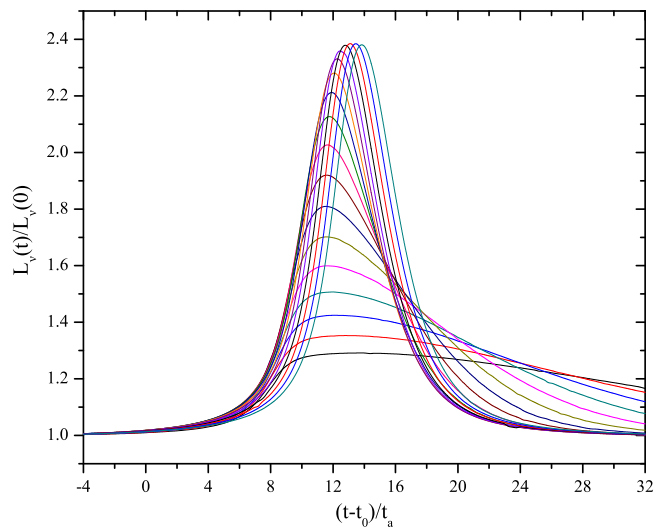
4.5.1 Μεταβολή του ρυθμού έγχυσης

Η μεταβολή του ρυθμού έγχυσης μπορεί να αποδοθεί στη συνάντηση του κρουστικού κύματος με μια περιοχή υψηλότερης ή χαμηλότερης πυκνότητας. Η αύξηση του ρυθμού έγχυσης συγκεκριμένα οδηγεί στην ανάλογη αύξηση του πλάτους των δυο κατανομών και άρα στην παραγωγή μιας έκλαμψης. Στην παράγραφο 4.4.3 είδαμε την περίπτωση που η μεταβολή έχει τη μορφή σκαλοπατιού. Εδώ, εξετάζουμε πιο αναλυτικά τι συμβαίνει κατά τη μεταβολή τύπου Lorentz.

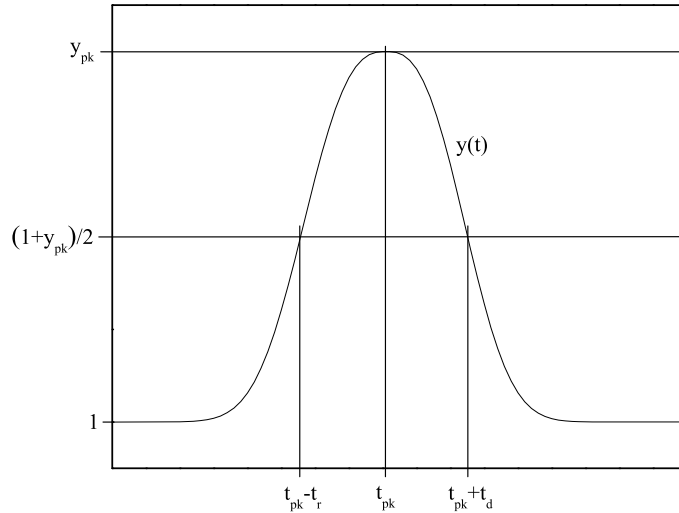
Οι εκλάμψεις που παράγονται σε διαφορετικές συχνότητες όταν ο ρυθμός έγχυσης μεταβάλλεται σύμφωνα με την $f_q(t) = f_L(t; t_0, w, n)$ με $w = 3t_a$ και $n = 3$, φαίνονται στο σχήμα 4.14. Η χρονική στιγμή του μεγίστου του παλμού Lorentz πρέπει να ικανοποιεί την $t_0 \gg t_b$, έτσι ώστε το σύστημα να έχει φτάσει σε σταθερή κατάσταση αρκετά νωρίτερα από τη χρονική στιγμή t_0 . Για το φάσμα σταθερής κατάστασης υιοθετούμε τις παραμέτρους που χρησιμοποιήσαμε στο σχήμα 4.3, έτσι ώστε η μέγιστη συχνότητα synchrotron στο σύστημα της πηγής, $\nu_{\max} = \gamma_{\max}^2 \nu_0$, να είναι μερικά keV.



Σχήμα 4.13: Η μεταβολή τύπου Lorentz για τρεις τιμές του πλάτους w και ύψος $n = 2$.



Σχήμα 4.14: Οι εκλάμψεις που παράγονται από τη μεταβολή κατά Lorentz του ρυθμού έγχυσης στο διάστημα συχνοτήτων $10^{-3}\nu_{\max} \leq \nu \leq 10^{0.4}\nu_{\max}$ με βήμα $10^{0.2}\nu_{\max}$.



Σχήμα 4.15: Τα χαρακτηριστικά μεγέθη μιας έκλαμψης.

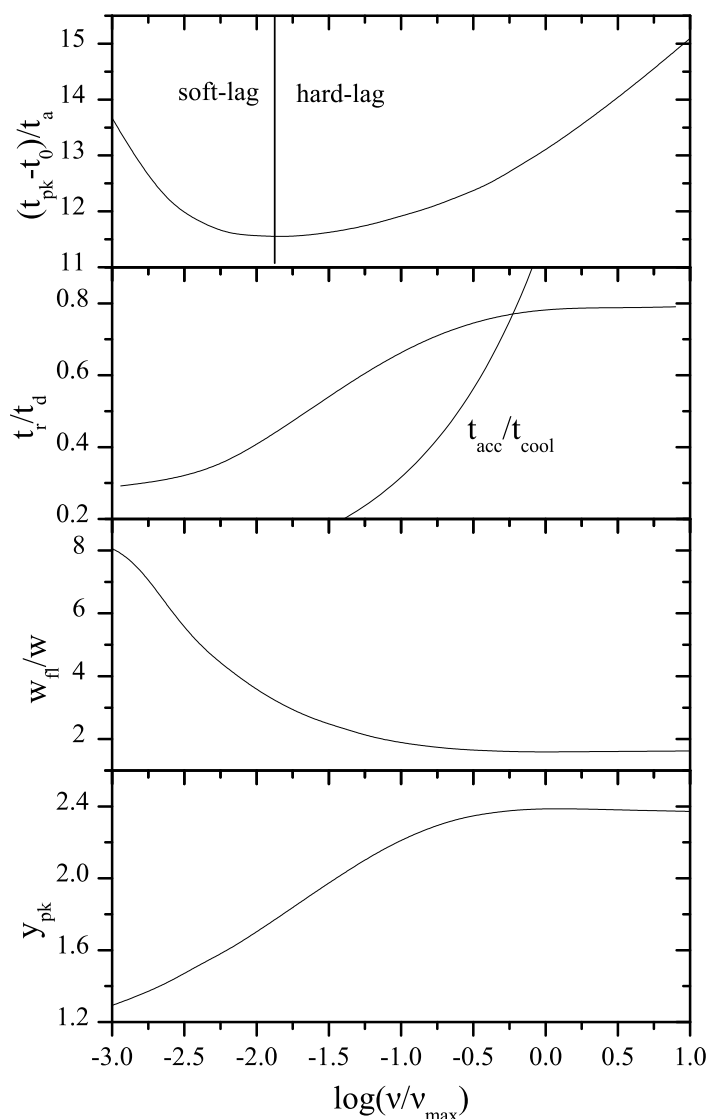
Παρατηρούμε ότι η μορφή των εκλάμψεων είναι συνάρτηση της συχνότητας. Για να ποσοτικοποιήσουμε τη σχέση αυτή, ορίζουμε τα ακόλουθα μεγέθη για κάθε έκλαμψη. Έστω $y(t) = L_\nu(t)/L_\nu(0)$ η καμπύλη φωτός μιας έκλαμψης κανονικοποιημένη στη λαμπρότητα σταθερής κατάστασης, $L_\nu(0)$, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.15. Αρχικά υπολογίζουμε τη χρονική στιγμή κατά την οποία εμφανίζεται το μέγιστο η έκλαμψη, t_{pk} , καθώς και την τιμή του μεγίστου $y_{pk} \equiv y(t_{pk})$. Στη συνέχεια υπολογίζουμε το χρόνο ανόδου, t_r , και το χρόνο καθόδου, t_d , της έκλαμψης από τις σχέσεις

$$y(t_{pk} - t_r) = y(t_{pk} + t_d) = \frac{1 + y_{pk}}{2}. \quad (4.84)$$

Οι χρόνοι αυτοί εκφράζουν το χρόνο διπλασιασμού της έκλαμψης κατά την άνοδο και το χρόνο υποδιπλασιασμού κατά την κάθοδο. Έτσι, ο λόγος t_r/t_d αποτελεί ένα μέτρο της συμμετρίας της έκλαμψης στο χρόνο, ενώ η ποσότητα $w_{fl} = t_r + t_d$ είναι το πλάτος της έκλαμψης στο μισό μέγιστο ύψος (FWHM). Στο σημείο αυτό να σημειώσουμε ότι δεν προσαρμόζουμε μια συγκεκριμένη μορφή παλμού σε κάθε έκλαμψη, αλλά απλώς υπολογίζουμε τις ποσότητες αυτές από τις παραπάνω σχέσεις.

Στο σχήμα 4.16 σχεδιάζουμε τις ποσότητες t_{pk} , t_r/t_d , w_{fl} και y_{pk} σαν συνάρτηση της συχνότητας. Στο πρώτο σχήμα παρατηρούμε ότι για $\nu \lesssim 0.02\nu_{max}$ ο χρόνος του μεγίστου των εκλάμψεων μειώνεται, ενώ το αντίθετο συμβαίνει στις συχνότητες $\nu \gtrsim 0.02\nu_{max}$. Αυτό σημαίνει ότι για $\nu \lesssim 0.02\nu_{max}$ οι χαμηλής συχνότητας εκλάμψεις προηγούνται αυτών σε υψηλότερες συχνότητες, ή, με άλλα λόγια, οι εκλάμψεις παρουσιάζουν μαλακή υστέρηση. Αντίθετα, για $\nu \gtrsim 0.02\nu_{max}$ οι εκλάμψεις παρουσιάζουν σκληρή υστέρηση.

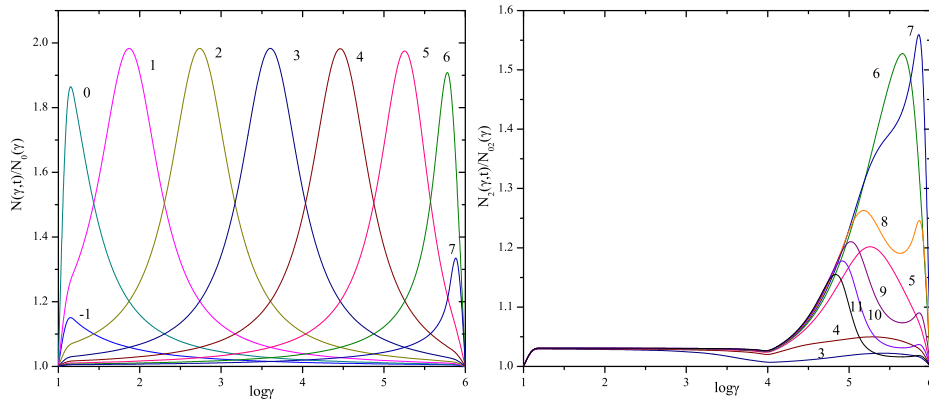
Όπως σημειώνουν και οι KRM που βρίσκουν το ίδιο αποτέλεσμα, η μαλακή



Σχήμα 4.16: Τα χαρακτηριστικά των εκλάμψεων του σχήματος 4.14.

υστέρηση μπορεί να αποδοθεί σε εκείνα τα ηλεκτρόνια για τα οποία ο χρόνος επιτάχυνσης είναι πολύ μικρότερος από το χρόνο ψύξης, οπότε και μπορούν να θεωρηθούν σαν προ-επιταχυμένα. Από την άλλη, σκληρές υστερήσεις παρατηρούνται σε μεγαλύτερες συχνότητες όπου οι δύο χρόνοι είναι συγκρίσιμοι, οπότε αυτό που βλέπουμε είναι το κύμα των επιταχυνόμενων σωματιδίων να κινείται από χαμηλές σε υψηλές ενέργειες.

Αυτό μπορεί να γίνει καλύτερα κατανοητό αν θεωρήσουμε τις μεταβολές που βιώνουν οι κατανομές των ηλεκτρονίων. Η συνάρτηση κατανομής της περιοχής



Σχήμα 4.17: Η εξέλιξη της διαταραχής της κατανομής των ηλεκτρονίων λόγω της μεταβολής του ρυθμού έγχυσης, στη ζώνη επιτάχυνσης (αριστερά) και στη ζώνη ακτινοβολίας (δεξιά). Οι αριθμοί σε κάθε καμπύλη εκφράζουν το χρόνο μέσω της ποσότητας $(t - t_0)/w$.

επιτάχυνσης μπορεί να γραφτεί σε αυτή την περίπτωση (σχέση 4.68)

$$N(\gamma, t) = N_I(\gamma, t) f_L(t_*; t_0, w, n), \quad (4.85)$$

όπου το t_* δίνεται από την (4.6). Η σχέση αυτή μας δείχνει ότι ο αρχικός παλμός διαδίδεται στην κατανομή από τις μικρές προς τις μεγάλες ενέργειες, αφού το μέγιστό του βρίσκεται στην ενέργεια $\gamma = \gamma_1(t - t_0)$, όπως προκύπτει από την ισότητα $t_* = t_0$. Επιπλέον, αυτός ο κινούμενος παλμός διατηρεί το σχήμα του αρχικού παλμού και έτσι είναι συμμετρικός γύρω από το κέντρο του και η μέγιστη τιμή του είναι n . Τα αποτελέσματα αυτά φαίνονται στο σχήμα 4.17. Έτσι, αν θεωρήσουμε την ακτινοβολία μόνο από την περιοχή επιτάχυνσης, περιμένουμε σχεδόν συμμετρικές εκλάμψεις ίσου ύψους που παρουσιάζουν σκληρή υστέρηση.

Στην περιοχή ακτινοβολίας η κατάσταση είναι πιο σύνθετη, καθώς η κατανομή εκεί προκύπτει από την ολοκλήρωση της $N(\gamma, t)$ κατά μήκος της πηγής, όπως προκύπτει από την (4.48). Έτσι, η μεταβολή της κατανομής κινείται αρχικά προς μεγαλύτερες ενέργειες ακολουθώντας τη μεταβολή της $N(\gamma, t)$, ενώ αργότερα διαδίδεται προς μικρότερες ενέργειες, καθώς ο παλμός στην περιοχή επιτάχυνσης σβήνει. Το αποτέλεσμα αυτής της μεταβολής είναι ότι η κατανομή εμφανίζει σκληρή υστέρηση σε υψηλές ενέργειες, ενώ σε μικρότερες ενέργειες διαδίδεται προς την αντίθετη κατεύθυνση, παρουσιάζοντας μαλακή υστέρηση. Τα αποτελέσματα αυτά φαίνονται στο σχήμα 4.17.

Στο δεύτερο και τρίτο σχήμα του 4.16 παρατηρούμε ότι το πλάτος των εκλάμψεων μειώνεται με τη συχνότητα, ενώ ο λόγος t_r/t_d αυξάνεται. Αυτό σημαίνει ότι οι εκλάμψεις γίνονται πιο στενές και πιο συμμετρικές καθώς η συχνότητα αυξάνεται, αν και το πλάτος τους είναι πάντα μεγαλύτερο από το πλάτος του αρχικού παλμού και ο χρόνος ανόδου τους είναι πάντα μικρότερος από το χρόνο καθόδου.

Αν ο χρόνος ανόδου των εκλάμψεων συνδέεται με το χρόνο επιτάχυνσης και ο χρόνος καθόδου με το χρόνο ψύξης, τότε ο λόγος t_r/t_d θα είναι ανάλογος του

$$\frac{t_{\text{acc}}}{t_{\text{cool}}} = \frac{t_a}{(\alpha_0 \gamma)^{-1}} = \frac{\gamma}{\gamma_{\text{max}}} \simeq \left(\frac{\nu}{\nu_{\text{max}}} \right)^{1/2}. \quad (4.86)$$

Η καμπύλη αυτή στο διάγραμμα t_r/t_d δείχνει ότι αυτό δεν συμβαίνει και άρα η σχέση των t_r , t_d με τους χρόνους επιτάχυνσης και ψύξης είναι πιο πολύπλοκη.

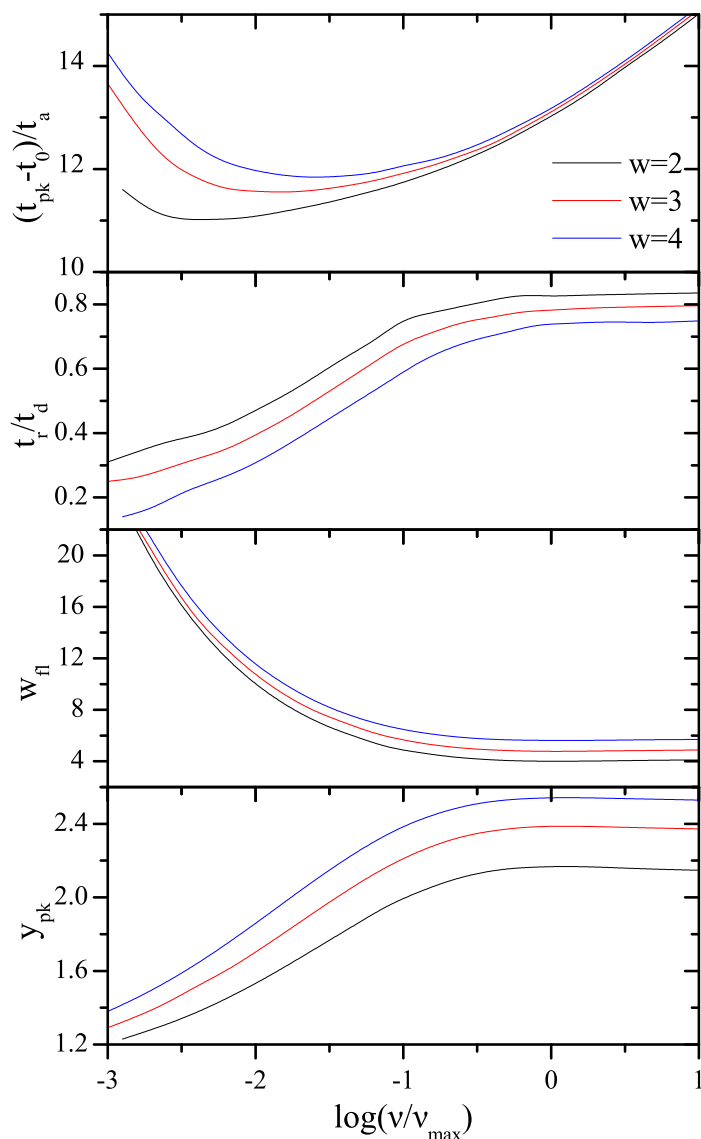
Τέλος, στο τελευταίο σχήμα του 4.16 παρατηρούμε ότι το ύψος των εκλάμψεων αυξάνεται με τη συχνότητα μέχρι που σταθεροποιείται σε μια τιμή ελαφρώς μικρότερη από το ύψος της αρχικής μεταβολής. Αυτό υποδεικνύει ότι το φάσμα σε υψηλές συχνότητες προέρχεται κυρίως από την περιοχή επιτάχυνσης, γιατί, όπως είδαμε, οι εκλάμψεις εκεί είναι ισοϋψείς. Επισημαίνουμε όμως ότι το επίπεδο στο οποίο σταθεροποιείται η έκλαμψη εξαρτάται από την διάρκεια του παλμού της διαταραχής. Όσο περισσότερο διαρκεί ο παλμός, τόσο πιο κοντά θα βρίσκεται το ύψος σταθεροποίησης στο ύψος του αρχικού παλμού.

Ένα άλλο ζήτημα είναι πως αλλάζουν αυτά τα αποτελέσματα με τις παραμέτρους της αρχικής μεταβολής w και n . Η μεταβολή του ύψους του αρχικού παλμού n , έχει σαν αποτέλεσμα την ανάλογη μεταβολή του ύψους των παραγόμενων εκλάμψεων, y_{pk} , ενώ όλα τα άλλα χαρακτηριστικά τους δεν μεταβάλλονται. Όταν αλλάζει το πλάτος w του αρχικού παλμού όμως, οι εκλάμψεις που προκύπτουν είναι αρκετά διαφορετικές, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.18. Η αύξηση του w οδηγεί σε εκλάμψεις με μικρότερο εύρος συχνοτήτων για το οποίο εμφανίζουν σκληρή υστέρηση. Η μορφή του λόγου ασυμμετρίας δεν αλλάζει αλλά μετακινείται σε μικρότερες τιμές με την αύξηση του w . Το πλάτος των εκλάμψεων, όπως είναι φυσικό, μεγαλώνει με το w , ενώ το ίδιο συμβαίνει και με το ύψος τους, όπως παρατηρήσαμε και λίγο πριν.

4.5.2 Μεταβολή του χρόνου απόδρασης

Η επόμενη περίπτωση που εξετάζουμε είναι η μεταβολή του χρόνου απόδρασης. Πιο συγκεκριμένα, υποθέτουμε ότι κάποια φυσική διεργασία καθυστερεί την απόδραση των σωματιδίων, δηλαδή μειώνει το ρυθμό με τον οποίο αυτά αποδρούν στην περιοχή ακτινοβολίας. Από την παράγραφο 4.4.2 γνωρίζουμε ότι η αύξηση του χρόνου απόδρασης οδηγεί στη μείωση του εκθέτη των ηλεκτρονίων. Αυτό θα δημιουργήσει μια έκλαμψη, η μορφή της οποίας στις διάφορες συχνότητες φαίνεται στο σχήμα 4.19. Η μεταβολή του χρόνου απόδρασης είναι του τύπου Lorentz, δηλαδή $f_e(t) = f_L(t; t_0, w, n)$ με $w = 3t_a$, $n = 4/3$ και $t_0 \gg t_b$, ενώ οι παράμετροι σταθερής κατάστασης είναι ίδιες με πριν.

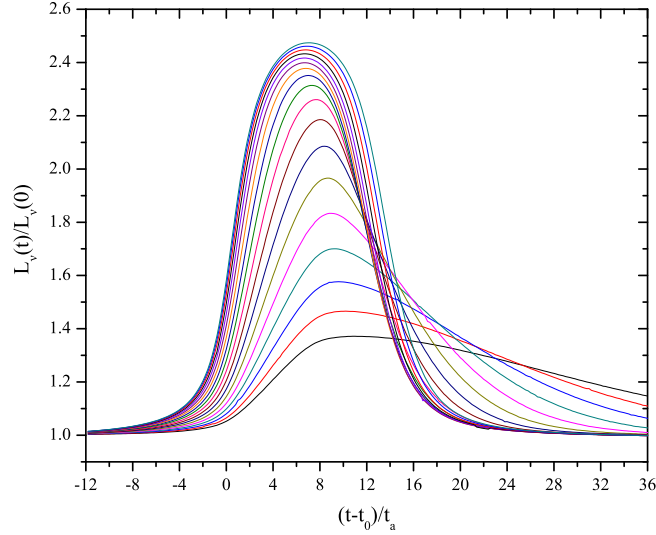
Τα χαρακτηριστικά των εκλάμψεων φαίνονται στο σχήμα 4.20. Όπως και πριν, οι εκλάμψεις εμφανίζουν μαλακή υστέρηση στις μικρές συχνότητες και σκληρή υστέρηση κοντά στη μέγιστη συχνότητα. Το εύρος συχνοτήτων στο οποίο υπάρχει σκληρή υστέρηση είναι πολύ μικρότερο από την προηγούμενη περίπτωση και επίσης το μέγιστο των εκλάμψεων συμβαίνει τώρα πιο κοντά στο μέγιστο της αρχικής διαταραχής, δηλαδή πιο κοντά στη στιγμή $t = t_0$.



Σχήμα 4.18: Η εξάρτηση των χαρακτηριστικών των εκλάμψεων που παράγονται κατά τη μεταβολή του ρυθμού έγχυσης από το πλάτος w του αρχικού παλμού.

Το σχήμα των εκλάμψεων είναι ασύμμετρο στο χρόνο σε μικρές συχνότητες, με το χρόνο ανόδου να είναι μικρότερος από το χρόνο καθόδου (σχήμα 4.20). Σε υψηλότερες συχνότητες όμως, οι εκλάμψεις γίνονται συμμετρικές, $t_r \simeq t_d$. Το τμήμα της καμπύλης που αυξάνεται υποδεικνύει ότι ο λόγος t_r/t_d σχετίζεται με τον t_{acc}/t_{cool} , οπότε η άνοδος των εκλάμψεων καθορίζεται από το χρόνο επιτάχυνσης και η κάθοδος από το χρόνο ψύξης.

Το πλάτος των εκλάμψεων σε μικρές συχνότητες μειώνεται, όπως και στην προηγούμενη περίπτωση, αλλά σε υψηλότερες συχνότητες αυξάνεται. Σημειώνου-



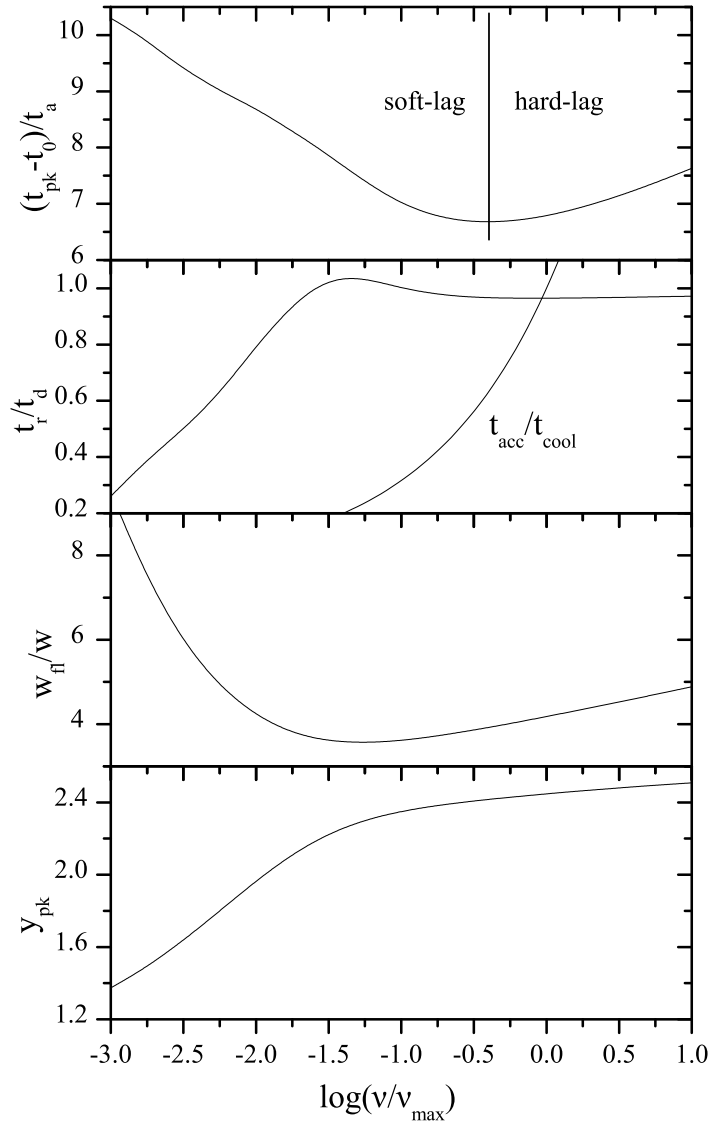
Σχήμα 4.19: Οι εκλάμψεις που παράγονται από τη μεταβολή κατά Lorentz του χρόνου απόδρασης στο διάστημα συχνοτήτων $10^{-3}\nu_{\max} \leq \nu \leq 10^{0.4}\nu_{\max}$ με βήμα $10^{0.2}\nu_{\max}$.

με όμως ότι $w_{\text{fl}} \gg w$, δηλαδή ακόμη και ένας στενός παλμός στο χρόνο απόδρασης παράγει μία αρκετά ευρεία έκλαμψη στις ακτίνες X. Η μέγιστη τιμή των εκλάμψεων αυξάνεται με τη συχνότητα όπως και πριν, αλλά τώρα δεν υπάρχει οριακή τιμή στην οποία να τείνει.

Η κατανομή της περιοχής επιτάχυνσης, σχέση (4.41), γράφεται σε αυτή την περίπτωση

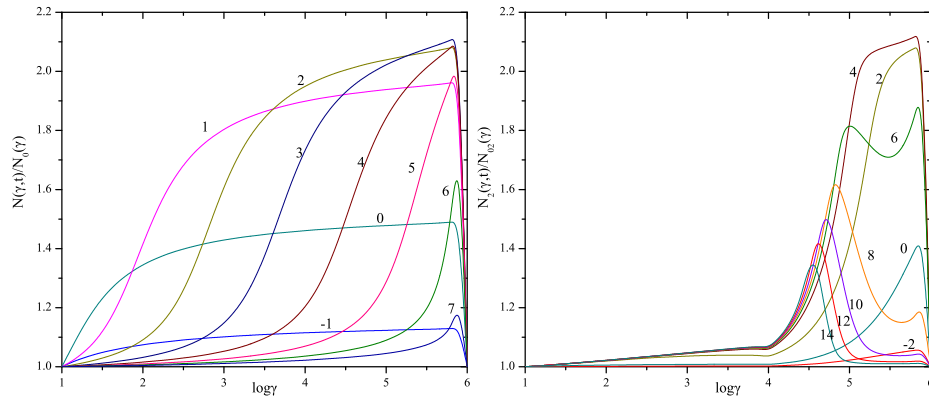
$$N(\gamma, t) = N_I(\gamma, t) \exp \left[\frac{w(n-1)(s-1)}{2\sqrt{n}} \times \left(\tan^{-1} \left(2 \frac{t-t_0}{w\sqrt{n}} \right) - \tan^{-1} \left(2 \frac{t_*-t_0}{w\sqrt{n}} \right) \right) \right] \quad (4.87)$$

όπου η ποσότητα t_* δίνεται από την (4.6). Η διαταραχή διαδίδεται στην κατανομή και σε αυτή την περίπτωση από τις μικρές προς τις μεγάλες ενέργειες, αλλά πλέον δεν έχει σχήμα παλμού και είναι αρκετά πιο πλατιά (σχήμα 4.21). Επιπλέον, η διαταραχή κινείται με διπλάσια ταχύτητα τώρα, αφού το μέγιστό της βρίσκεται στην ενέργεια $\gamma = \gamma_1(2(t-t_0))$. Στην περιοχή ακτινοβολίας, η διαταραχή της συνάρτησης κατανομής παρουσιάζει αρκετές ομοιότητες με την προηγούμενη περίπτωση. Αυτό εξηγείται εύκολα ως εξής. Η διαταραχή του χρόνου απόδρασης προκαλεί αρχικά την αύξηση του εκθέτη των ηλεκτρονίων και στη συνέχεια αυτός επιστρέφει στην αδιατάρακτη τιμή του. Έτσι, ο αριθμός των ηλεκτρονίων αυξάνεται και στη συνέχεια μειώνεται. Η περίπτωση αυτή λοιπόν εμφανίζει αρκετές ομοιότητες με την περίπτωση της μεταβολής του ρυθμού έγχυσης.



Σχήμα 4.20: Τα χαρακτηριστικά των εκλάμψεων του σχήματος 4.19.

Η εξάρτηση των χαρακτηριστικών των εκλάμψεων από το πλάτος w και το ύψος n του αρχικού παλμού, φαίνεται στα σχήματα 4.22 και 4.23 αντίστοιχα. Το πλάτος του αρχικού παλμού επηρεάζει κυρίως το ύψος των εκλάμψεων, ενώ οι υπόλοιπες παράμετροι εμφανίζουν μικρές διαφορές. Όπως και στην περίπτωση της μεταβολής του ρυθμού έγχυσης, η αύξηση του w οδηγεί σε εκλάμψεις με μεγαλύτερο ύψος. Σε αντίθεση όμως με αυτή την περίπτωση, το εύρος συχνοτήτων για το οποίο εμφανίζεται σκληρή υστέρηση δεν αλλάζει με το w . Τα ίδια συμπεράσματα ισχύουν και για τη μεταβολή του n , όπου η μόνη σημαντική διαφορά είναι στο ύψος των εκλάμψεων. Οι τιμές του n έχουν επιλεγεί έτσι ώστε ο εκθέτης των



Σχήμα 4.21: Η εξέλιξη της διαταραχής της κατανομής των ηλεκτρονίων λόγω της μεταβολής του χρόνου απόδρασης, στη ζώνη επιτάχυνσης (αριστερά) και στη ζώνη ακτινοβολίας (δεξιά). Οι αριθμοί σε κάθε καμπύλη εκφράζουν το χρόνο μέσω της ποσότητας $(t - t_0)/w$.

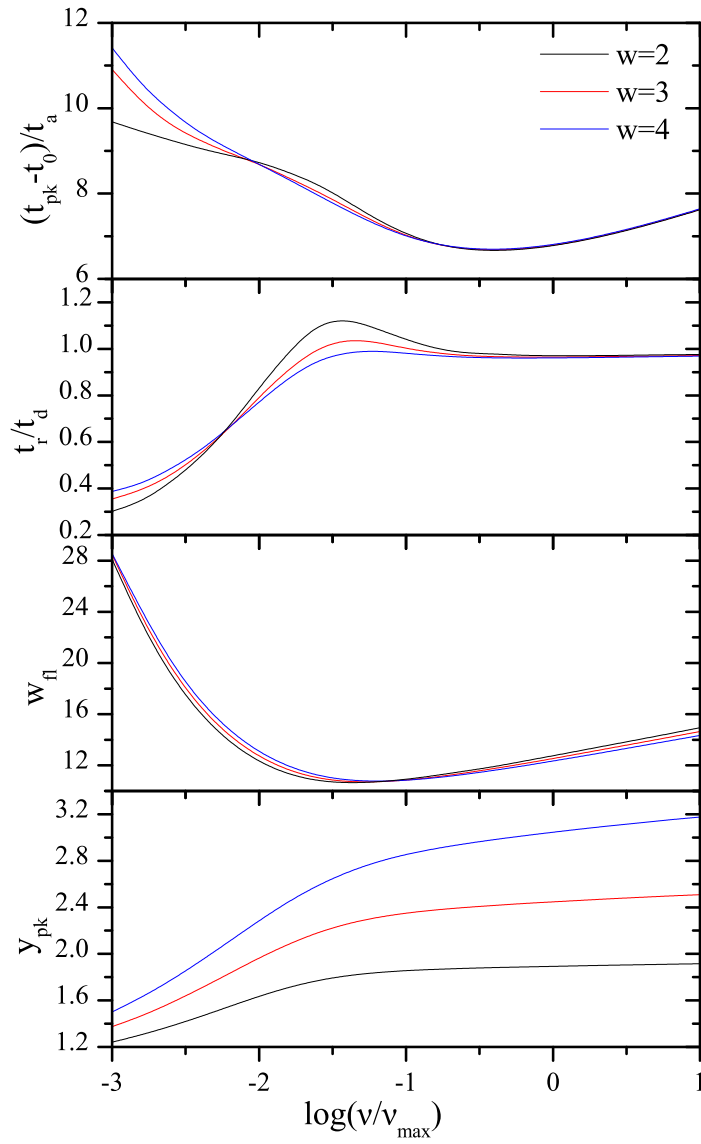
ηλεκτρονίων να μεταβάλλεται από $s = 1.8$ σε $s' = 1.7, 1.6, 1.5$, όσο αυξάνεται το n .

4.5.3 Μεταβολή του χρόνου επιτάχυνσης

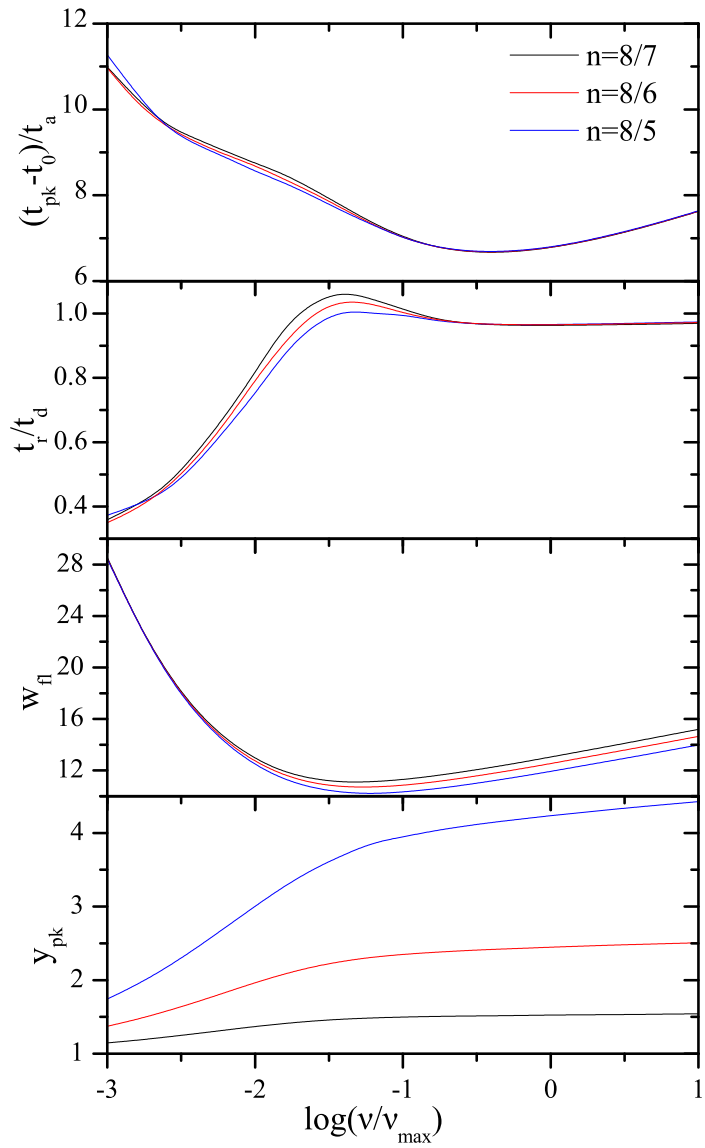
Το επόμενο παράδειγμα που εξετάζουμε είναι η μεταβολή του χρόνου επιτάχυνσης. Πιο συγκεκριμένα εξετάζουμε τι συμβαίνει όταν ο χρόνος επιτάχυνσης μειώνεται, οπότε ο εκθέτης των ηλεκτρονίων μειώνεται και η μέγιστη ενέργειά τους αυξάνεται. Οι εκλάμπες που παράγονται για μια μεταβολή τύπου Lorentz με $w = 3t_a$ και $n = 3/4$ (και $t_0 \gg t_b$) φαίνονται στο σχήμα 4.24.

Όσο η συχνότητα αυξάνεται, η μορφή των εκλάμπων γίνεται περισσότερο ασύμμετρη και εμφανίζει το μέγιστό της πιο νωρίς. Τα αποτελέσματα αυτά φαίνονται καλύτερα στο σχήμα 4.25. Σε αυτή την περίπτωση οι εκλάμπες εμφανίζουν μόνο μαλακή υστέρηση. Αυτό μπορεί να εξηγηθεί εύκολα αν σκεφτούμε τι συμβαίνει όταν αυξάνεται η μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων. Η αύξηση του γ_{\max} στις κατανομές οδηγεί στην ταυτόχρονη αύξηση της μέγιστης συχνότητας στο φάσμα. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα μία μεγάλη έκλαμψη στο φάσμα υψηλών συχνοτήτων, αφού πριν τη διαταραχή αυτό βρισκόταν στο εκθετικό τμήμα της synchrotron εκπομπής. Το φάσμα σε μικρότερες συχνότητες επηρεάζεται από τη μεταβολή του εκθέτη των ηλεκτρονίων και έτσι οι εκλάμπες εκεί είναι πιο ομαλές και συμβαίνουν αργότερα.

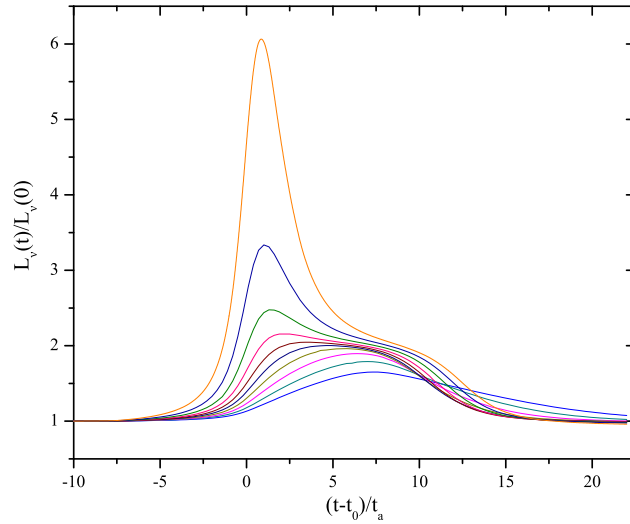
Στο σχήμα 4.25 φαίνεται επίσης και ο λόγος ασυμμετρίας των εκλάμπων και παρατηρούμε ότι η μορφή του είναι αρκετά διαφορετική από τις προηγούμενες περιπτώσεις που εξετάσαμε. Σε μικρές συχνότητες ο λόγος αυξάνεται μέχρι να γίνουν οι εκλάμπες συμμετρικές και στη συνέχεια μειώνεται, ενώ σε μεγάλες συχνότητες αυξάνεται και πάλι. Αυτό οφείλεται στη διαφορετική μορφή των εκλάμπων στις



Σχήμα 4.22: Η εξάρτηση των χαρακτηριστικών των εκλάμψεων που παράγονται κατά τη μεταβολή του χρόνου απόδρασης από το πλάτος w του αρχικού παλμού.



Σχήμα 4.23: Η εξάρτηση των χαρακτηριστικών των εκλάμψεων που παράγονται κατά τη μεταβολή του χρόνου απόδρασης από το ύψος n του αρχικού παλμού.



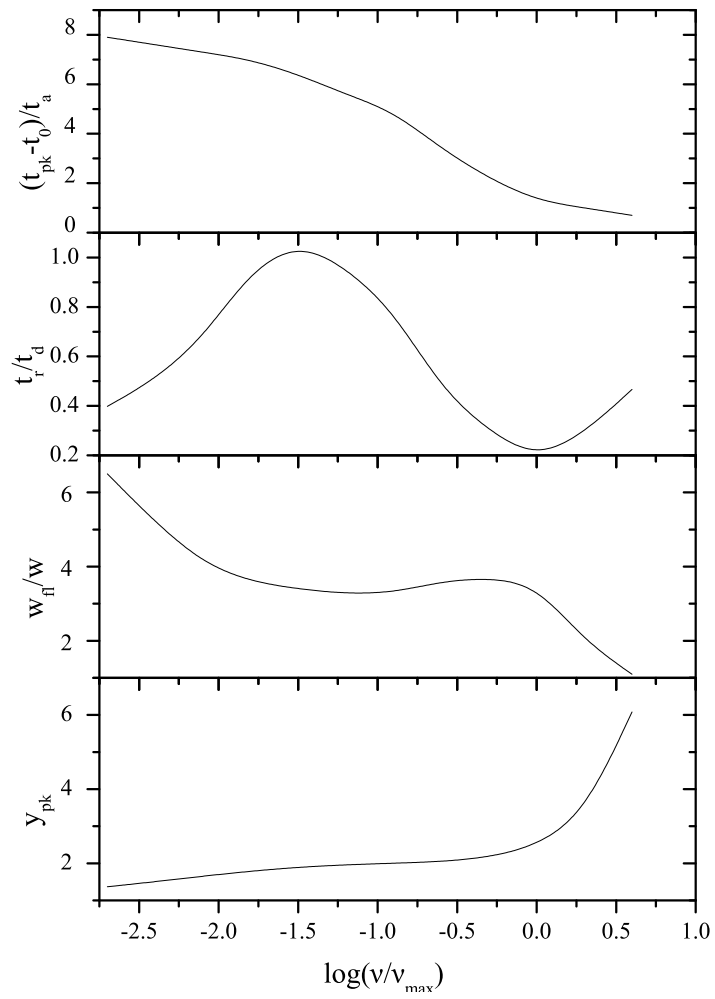
Σχήμα 4.24: Οι εκλάμψεις που παράγονται από τη μεταβολή κατά Lorentz του χρόνου επιτάχυνσης στο διάστημα συχνοτήτων $10^{-2.1}\nu_{\max} \leq \nu \leq 10^{0.6}\nu_{\max}$ με βήμα $10^{0.3}\nu_{\max}$.

υψηλές συχνότητες. Αντίστοιχες παρατηρήσεις μπορούμε να κάνουμε και για το πλάτος των παραγόμενων εκλάμψεων που μειώνεται απότομα σε μεγάλες συχνότητες.

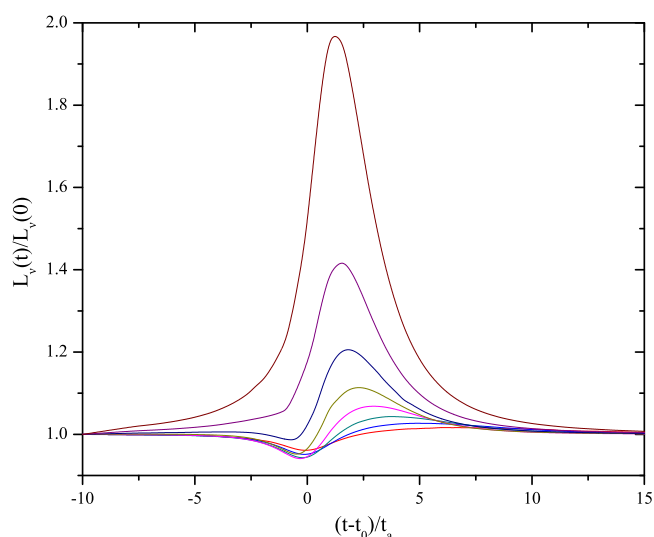
4.5.4 Μεταβολή του μαγνητικού πεδίου

Η επόμενη περίπτωση που εξετάζουμε είναι η μεταβολή του μαγνητικού πεδίου. Υπενθυμίζουμε ότι το μαγνητικό πεδίο μεταβάλλεται μόνο στην περιοχή επιτάχυνσης. Η μείωση του μαγνητικού πεδίου οδηγεί στην αύξηση της μέγιστης ενέργειας των ηλεκτρονίων και συνεπώς στην αύξηση της μέγιστης συχνότητας των φωτονίων και την παραγωγή μιας έκλαμψης. Η μορφή των εκλάμψεων που παράγονται για μια μεταβολή τύπου Lorentz με $w = 3t_a$ και $n = 0.8$ (και $t_0 \gg t_b$) φαίνεται στο σχήμα 4.26. Ένα διαφορετικό χαρακτηριστικό που βλέπουμε είναι η μικρή μείωση της ροής που προηγείται των εκλάμψεων σε μικρές συχνότητες. Αυτό συμβαίνει επειδή η αρχική μείωση του μαγνητικού πεδίου οδηγεί στη μείωση της συνολικής ισχύος που εκπέμπουν τα ηλεκτρόνια και αυτό γίνεται αισθητό στις μικρές συχνότητες αφού το φάσμα σε υψηλές συχνότητες αυξάνεται λόγω της αύξησης του γ_{\max} .

Οι εκλάμψεις παρουσιάζουν μόνο μαλακή υστέρηση και ο λόγος είναι παρόμοιος με την προηγούμενη περίπτωση. Επιπλέον, οι εκλάμψεις γίνονται πιο στενές και πιο συμμετρικές όσο αυξάνεται η συχνότητα, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.27. Συνολικά, αυτή η περίπτωση παρουσιάζει πολλές ομοιότητες με τη μεταβολή του χρόνου επιτάχυνσης, αφού και στις δυο περιπτώσεις η μέγιστη ενέργεια των ηλε-



Σχήμα 4.25: Τα χαρακτηριστικά των εκλάμψεων του σχήματος 4.24.



Σχήμα 4.26: Οι εκλάμψεις που παράγονται από τη μεταβολή κατά Lorentz του μαγνητικού πεδίου στο διάστημα συχνοτήτων $10^{-1.9}\nu_{\max} \leq \nu \leq 10^{0.2}\nu_{\max}$ με βήμα $10^{0.3}\nu_{\max}$.

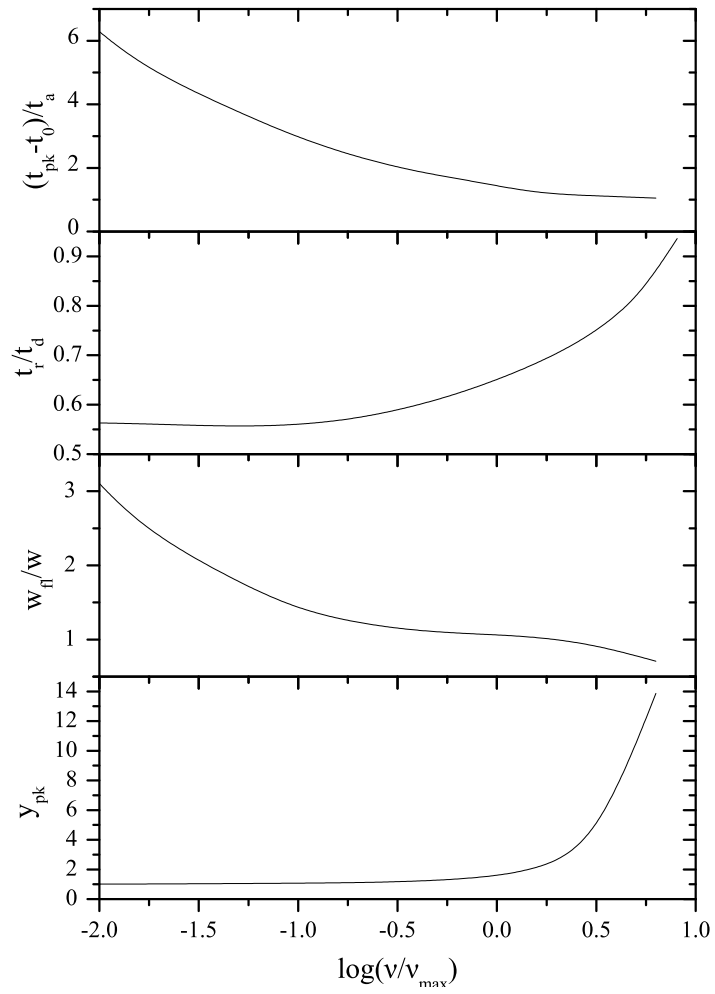
κτρονίων μεταβάλλεται με τον ίδιο τρόπο.

4.5.5 Ταυτόχρονη μεταβολή του χρόνου επιτάχυνσης και του χρόνου απόδρασης

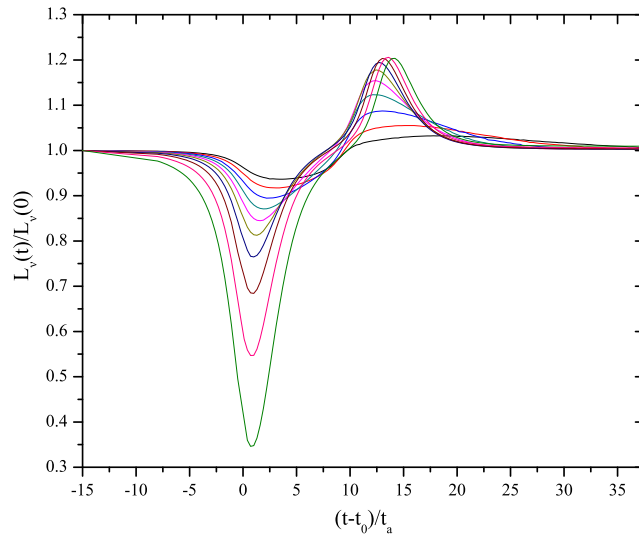
Η τελευταία περίπτωση που εξετάζουμε είναι η ταυτόχρονη μεταβολή του χρόνου επιτάχυνσης και του χρόνου απόδρασης. Όπως είδαμε στην παράγραφο 4.4.5, ο εκθέτης των ηλεκτρονίων παραμένει σταθερός σε αυτή τη μεταβολή, ενώ η μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων αυξάνεται αν οι δύο χρόνοι μειώνονται και μειώνεται σε αντίθετη περίπτωση. Εκλάμψεις παράγονται όταν οι δυο χρόνοι αυξάνονται.

Η μορφή των εκλάμψεων που παράγονται για μια μεταβολή τύπου Lorentz, δηλαδή όταν $f_a(t) = f_e(t) = f_L(t; t_0, w, n)$ με $w = 3t_a$ και $n = 4/3$ (και $t_0 \gg t_b$), φαίνεται στο σχήμα 4.28. Παρατηρούμε ότι πριν από τις εκλάμψεις προηγείται μια μείωση της λαμπρότητας που οφείλεται στη μείωση της μέγιστης ενέργειας των ηλεκτρονίων και συμβαίνει σχεδόν ταυτόχρονα με τη μεταβολή των χρόνων επιτάχυνσης και απόδρασης.

Στο σχήμα 4.29 φαίνονται τα χαρακτηριστικά αυτών των εκλάμψεων αν αγνοήσουμε το αρχικό τμήμα της μείωσης. Παρατηρούμε ότι όλα τα μεγέθη είναι παρόμοια με αυτά της περίπτωσης που μεταβάλλεται μόνο ο χρόνος απόδρασης, γεγονός που επιβεβαιώνει το ότι οι εκλάμψεις οφείλονται στην αύξησή του.



Σχήμα 4.27: Τα χαρακτηριστικά των εκλάμψεων του σχήματος 4.26.



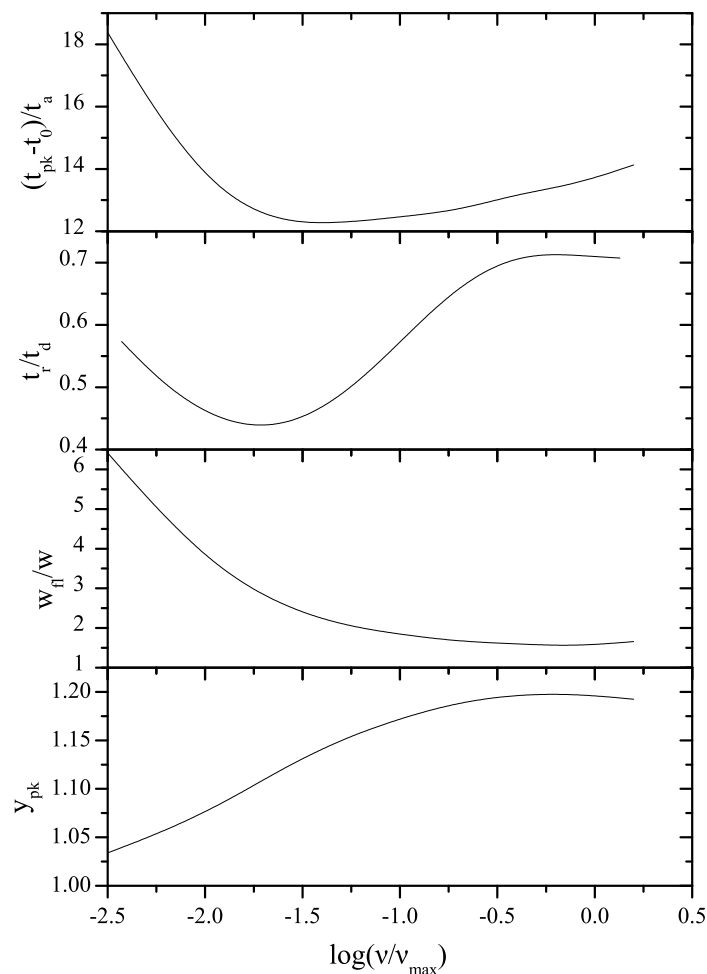
Σχήμα 4.28: Οι εκλάμψεις που παράγονται από την ταυτόχρονη μεταβολή κατά Lorentz των χρόνων επιτάχυνσης και απόδρασης στο διάστημα συχνοτήτων $10^{-2.5}\nu_{\max} \leq \nu \leq 10^{0.2}\nu_{\max}$ με βήμα $10^{0.3}\nu_{\max}$.

4.5.6 Γενικές παρατηρήσεις

Έχοντας ολοκληρώσει τη μελέτη των εκλάμψεων στις διάφορες περιπτώσεις, μπορούμε να συνοψίσουμε τα βασικά συμπεράσματα. Οι παράμετροι του μοντέλου που μεταβάλλαμε είναι ο ρυθμός έγχυσης, ο χρόνος επιτάχυνσης, ο χρόνος απόδρασης και το μαγνητικό πεδίο. Βρήκαμε ότι και στις τέσσερις περιπτώσεις μπορεί να προκύψουν εκλάμψεις. Επιπλέον, οι εκλάμψεις αυτές εμφανίζουν πάντα μαλακή υστέρηση, εκτός από δύο περιπτώσεις, όταν μεταβάλλεται ο ρυθμός έγχυσης ή ο χρόνος απόδρασης, οπότε υπάρχει μια περιοχή συχνοτήτων κοντά στη μέγιστη συχνότητα όπου εμφανίζεται σκληρή υστέρηση.

Ένα άλλο χαρακτηριστικό των εκλάμψεων είναι ότι όσο αυξάνεται η συχνότητα οι εκλάμψεις τείνουν να γίνονται πιο στενές (με εξαίρεση την περίπτωση της μεταβολής του χρόνου απόδρασης όπου το πλάτος των εκλάμψεων αυξάνεται σε υψηλές συχνότητες) και πιο συμμετρικές με χρόνους ανόδου συγκρίσιμους με τους χρόνους καθόδου. Το ύψος των εκλάμψεων τέλος, αυξάνεται με τη συχνότητα σε όλες τις περιπτώσεις και ειδικά στις μεταβολές του μαγνητικού πεδίου και του χρόνου επιτάχυνσης, η αύξηση είναι πιο απότομη σε μεγάλες συχνότητες.

Τα χαρακτηριστικά αυτά όμως, είναι συνάρτηση του πλάτους και του ύψους της αρχικής μεταβολής. Πιο πλατιές αρχικές διαταραχές οδηγούν σε εκλάμψεις μεγαλύτερου ύψους, ενώ στην περίπτωση της μεταβολής του ρυθμού έγχυσης αλλάζει και το εύρος συχνοτήτων στο οποίο οι εκλάμψεις εμφανίζουν σκληρή υστέρηση. Όταν οι αρχικές διαταραχές είναι μεγαλύτερες σε μέγεθος, τότε, όπως είναι αναμενόμενο, και οι παραγόμενες εκλάμψεις έχουν μεγαλύτερο ύψος.



Σχήμα 4.29: Τα χαρακτηριστικά των εκλάμψεων του σχήματος 4.28.

4.6 Εφαρμογή στον ενεργό γαλαξία 1ES 1218+304

Ο ενεργός γαλαξίας 1ES 1218+304 (στο εξής 1ES) ανήκει στην κατηγορία των blazar και πιο συγκεκριμένα είναι ένα HBL αντικείμενο. Ο 1ES είναι ένας από τους πιο μακρινούς blazar με ερυθρομετάθεση $z_r = 0.182$. Ανακαλύφθηκε στις ακτίνες X όπου είναι πολύ λαμπρός και η θέση του μεγίστου της synchrotron εκπομπής του τον κατέστησε υποψήφιο για ισχυρή εκπομπή σε ακτίνες γ υψηλής ενέργειας. Πράγματι, πρώτα το *MAGIC* (Albert et al. 2006) και στη συνέχεια το *VERITAS* (Fortin 2008) παρατήρησαν τον 1ES σε TeV ενέργειες. Πρόσφατα μάλιστα, το *VERITAS* διαπίστωσε ότι η εκπομπή του είναι μεταβλητή σε χρονικές κλίμακες της τάξης των ημερών (Acciari et al. 2010b).

Παρόμοια μεταβλητότητα παρουσιάζει και στις ακτίνες X. Ο 1ES παρατηρήθηκε το Μάιο του 2006 με το τηλεσκόπιο ακτίνων X *Suzaku* και η ανάλυση των

παρατηρήσεων (Sato et al. 2008, στο εξής S08) έδειξε ότι οι εκλάμψεις στα διάφορα ενεργειακά διαστήματα ακτίνων X παρουσιάζουν σκληρή υστέρηση. Επιπλέον, το σχήμα των εκλάμψεων είναι ασύμμετρο στο χρόνο και το πλάτος τους αυξάνεται σε μεγαλύτερες συχνότητες, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.30. Τα χαρακτηριστικά αυτά μοιάζουν με αυτά που βρήκαμε στην προηγούμενη παράγραφο, στις περιπτώσεις μεταβολής του ρυθμού έγχυσης ή του χρόνου απόδρασης.

Πριν μελετήσουμε τη μεταβλητότητα του 1ES θα εξετάσουμε το φάσμα του σε σταθερή κατάσταση. Για να γίνει αυτό πρέπει να μετασχηματίσουμε το φάσμα στο σύστημα του παρατηρητή. Ο μετασχηματισμός στο σύστημα του παρατηρητή γίνεται μέσω των σχέσεων

$$\begin{aligned}\nu F_\nu|_{\text{obs}} &= \delta^4 \frac{\nu L_\nu}{4\pi d_L^2} \\ \nu_{\text{obs}} &= \frac{\delta}{1+z_r} \nu\end{aligned}\quad (4.88)$$

όπου $\delta = [\Gamma(1 - \beta_\Gamma \cos \theta)]^{-1}$ ο παράγοντας Doppler και Γ ο παράγοντας Lorentz της ροής, $\beta_\Gamma c$ η ταχύτητα της ροής και θ η γωνία παρατήρησης. Η απόσταση λαμπρότητας για το επίπεδο σύμπαν ($\Omega_\Lambda + \Omega_m = 1$) δίνεται από την

$$d_L = \frac{c}{H_0} (1+z_r) \int_0^{z_r} \frac{dx}{[\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+x)^3]^{1/2}}, \quad (4.89)$$

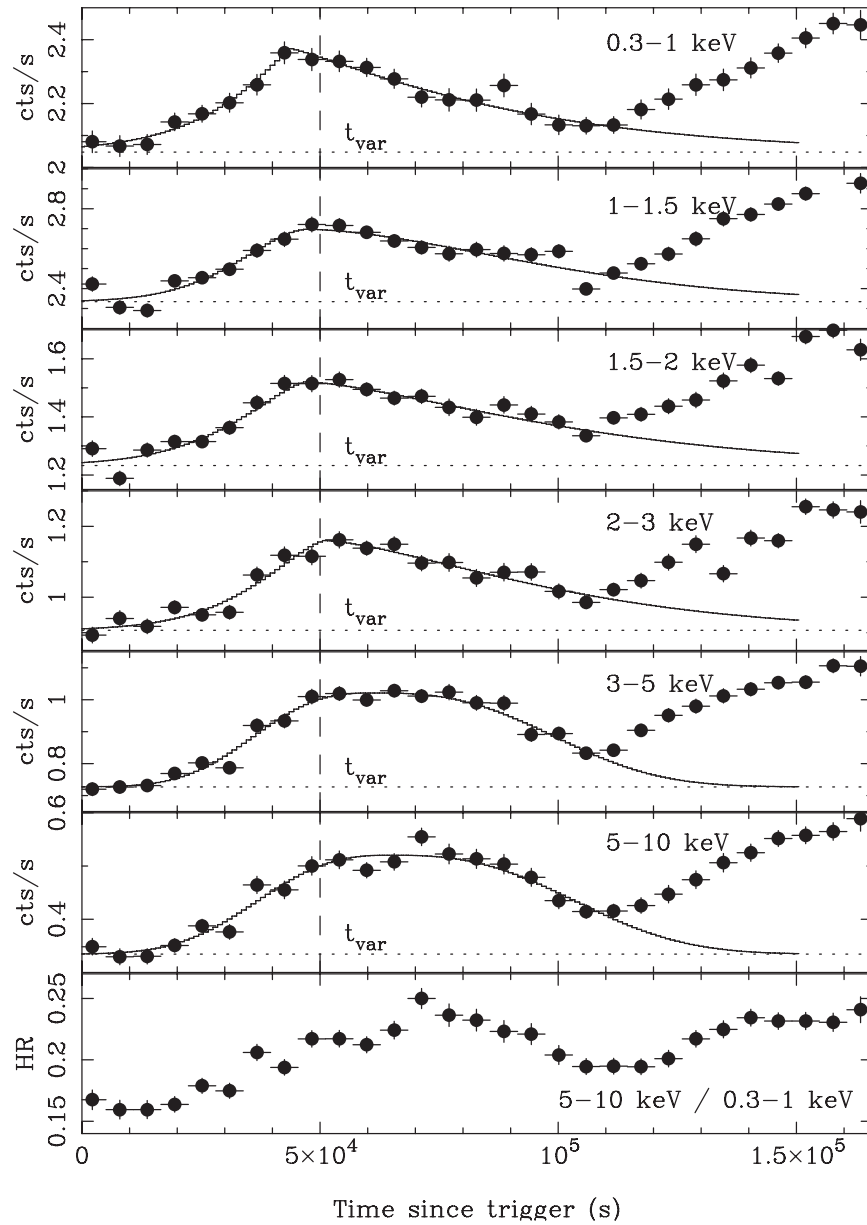
όπου $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ η σταθερά του Hubble. Οι τιμές των κοσμολογικών παραμέτρων είναι $\Omega_\Lambda = 0.7$ και $\Omega_m = 0.3$, οπότε η απόσταση λαμπρότητας για τον 1ES είναι $d_L = 880 \text{ Mpc}$.

Οι παρατηρήσεις του 1ES από τις ραδιο-συχνότητες μέχρι και τις ακτίνες X μαζί με το θεωρητικό φάσμα σταθερής κατάστασης για τις παραμέτρους που δίνονται στη συνέχεια, φαίνονται στο σχήμα 4.31. Η μέγιστη συχνότητα στο φάσμα είναι $\nu_{\text{max}}^{\text{obs}} \simeq 3.6 \cdot 10^{18} \text{ Hz}$, γεγονός που οδηγεί στη σχέση

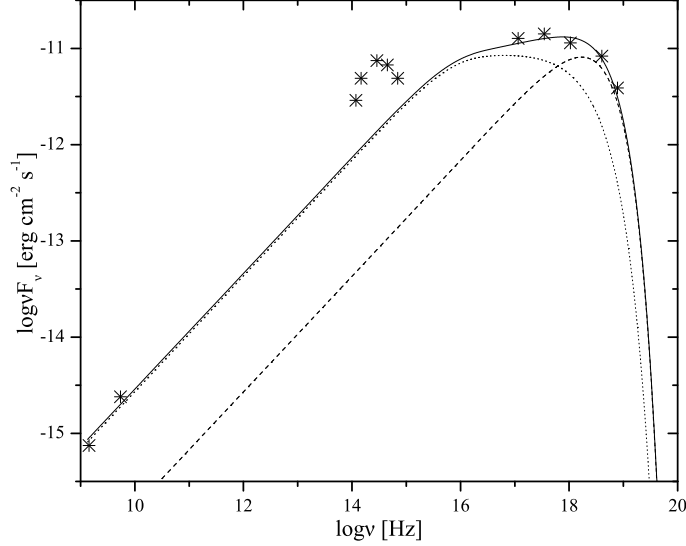
$$\delta B \gamma_{\text{max}}^2 \simeq 10^{12} \text{ G}. \quad (4.90)$$

Επιλέγουμε ένα τυχαίο συνδυασμό αυτών των παραμέτρων έτσι ώστε να ικανοποιείται η (4.90) και επίσης παίρνουμε $\gamma_{\text{inj}} = 10$, $t_b = 20t_a$ και $s = 1.8$. Η τιμή του t_b υποδεικνύεται από τη συχνότητα στην οποία το φάσμα σπάει, $\nu_{\text{br}}^{\text{obs}} \simeq 9 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$, ενώ η τιμή του εκθέτη των ηλεκτρονίων επιλέγεται ώστε ο εκθέτης των φωτονίων στις ραδιο-συχνότητες να είναι $\alpha_r \simeq 0.6$. Η παράμετρος γ_{inj} επηρεάζει μόνο την κανονικοποίηση του φάσματος όπως έχουμε δει, οπότε η τιμή της δεν είναι σημαντική.

Οι υπόλοιπες παράμετροι μπορούν να περιοριστούν περαιτέρω από τη χρονική κλίμακα της μεταβλητότητας του 1ES. Από τις τιμές που δίνουν οι S08 για το χρόνο του μεγίστου των εκλάμψεων, $t_{\text{pk}}(\varepsilon)$, συμπεραίνουμε ότι η μεταβολή που ευθύνεται για την παραγωγή αυτών των εκλάμψεων, τουλάχιστον σύμφωνα με το μοντέλο μας, είναι η μεταβολή του ρυθμού έγχυσης. Αυτό προκύπτει από το ότι το ενεργειακό διάστημα στο οποίο ο χρόνος t_{pk} αυξάνει είναι αρκετά ευρύ και αποκλείει



Σχήμα 4.30: Οι καμπύλες φωτός του 1ES 1218+304 σε έξι διαφορετικά ενεργειακά διαστήματα ακτίνων X, όπως παρατηρήθηκαν από τον ανιχνευτή *Suzaku* (Sato et al. 2008). Στο τελευταίο διάγραμμα φαίνεται ο λόγος σκληρότητας, δηλαδή ο λόγος της ροής στο διάστημα 5 – 10 keV προς τη ροή στο 0.3 – 1 keV.



Σχήμα 4.31: Το φάσμα του 1ES 1218+304 από τις ραδιο-συχνότητες μέχρι και τις ακτίνες X (τα σημεία είναι από S08) μαζί με το θεωρητικό φάσμα σταθερής κατάστασης (συμπαγής καμπύλη) για τις παραμέτρους που δίνονται στο κείμενο. Φαίνονται επίσης, η συνεισφορά της ζώνης επιτάχυνσης (διακεκομμένη καμπύλη) και της ζώνης ακτινοβολίας (στικτή καμπύλη) στο συνολικό φάσμα. Τα σημεία στο οπτικό μπορούν να αποδοθούν στο αστρικό φως του γαλαξία που ανήκει ο 1ES (Rüger et al. 2010) και έτσι δεν λαμβάνονται υπόψη.

την περίπτωση της μεταβολής του χρόνου απόδρασης. Όπως και οι S08 ορίζουμε το ποσό σκληρής υστέρησης απλώς από τη διαφορά των χρόνων που εμφανίζουν μέγιστο οι εκλάμψεις στα διάφορα ενεργειακά διαστήματα, δηλαδή

$$\tau_{\text{hard}}(\varepsilon) = t_{\text{pk}}(\varepsilon_{\text{max}}) - t_{\text{pk}}(\varepsilon), \quad (4.91)$$

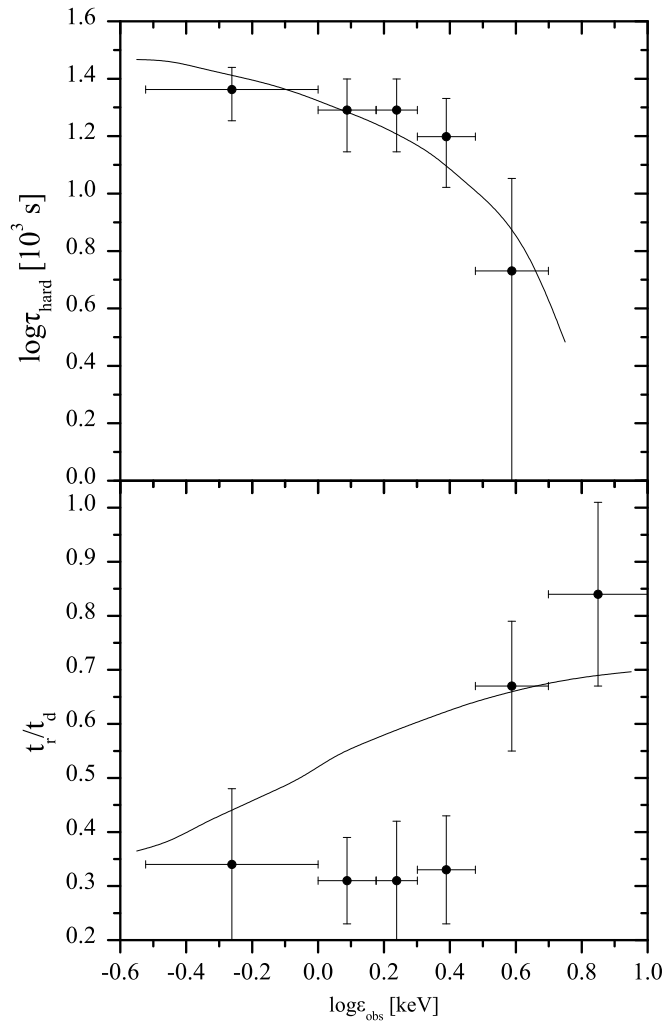
όπου $\varepsilon_{\text{max}} = \sqrt{50}$ keV είναι η λογαριθμική μέση ενέργεια του διαστήματος 5 – 10 keV. Η θεωρητική καμπύλη $\tau_{\text{hard}}(\varepsilon)$ για τη μεταβολή τύπου Lorentz του ρυθμού έγχυσης με παραμέτρους $w = 1.7t_a$ και $n = 1.4$, φαίνεται στο σχήμα 4.32 μαζί με τα παρατηρησιακά σημεία. Από την προσαρμογή της καμπύλης στα σημεία προκύπτει ο χρόνος επιτάχυνσης $t_a = 1.9 \cdot 10^5 \delta_{10}$ s, όπου $\delta_{10} = \delta/10$. Η σχέση αυτή σε συνδυασμό με την (4.90) μας επιτρέπει να γράψουμε το μαγνητικό πεδίο και τη μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων του 1ES στη μορφή $B = 0.06 \delta_{10}^{-1/3}$ G και $\gamma_{\text{max}} = 1.3 \cdot 10^6 \delta_{10}^{-1/3}$.

Επειδή ο παράγοντας Doppler δεν μπορεί να εκτιμηθεί με κάποιο τρόπο επιλέγουμε την τιμή $\delta_{10} = 1$. Ο αδιατάρακτος ρυθμός έγχυσης είναι τότε $Q_0 = 3.2 \cdot 10^{45} \text{ s}^{-1}$. Με αυτές τις παραμέτρους το μέγεθος της πηγής είναι

$$L = 1.1 \cdot 10^{16} \frac{u_{\text{sh}}}{0.1c} \text{ cm} \quad (4.92)$$

και το ενεργειακό περιεχόμενο της πηγής σε ηλεκτρόνια (σχέση 4.31) είναι $\mathcal{E}_e = 3 \cdot 10^{48}$ erg.

Στο σχήμα 4.32 φαίνεται η θεωρητική καμπύλη της ασυμμετρίας των εκλάμψεων, t_r/t_d , μαζί με τα παρατηρησιακά σημεία. Ο τρόπος που ορίζουμε τους χρόνους t_r και t_d διαφέρει από τους S08 αλλά ο λόγος των δύο ποσοτήτων είναι ίδιος και στις δύο περιπτώσεις. Παρατηρούμε ότι αναπαράγουμε αρκετά καλά τη γενική τάση των σημείων, αλλά υπερεκτιμούμε το λόγο t_r/t_d στο διάστημα 1 – 3 keV.



Σχήμα 4.32: Το ποσό σκληρής υστέρησης και ο λόγος ασυμμετρίας t_r/t_d του 1ES 1218+304 στα διάφορα ενεργειακά διαστήματα ακτίνων X, μαζί με τις αντίστοιχες θεωρητικές καμπύλες.

Συνολικά μπορούμε να πούμε ότι το μοντέλο που αναπτύξαμε σε αυτό το κεφάλαιο είναι ικανό να περιγράψει αρκετά καλά τις εκλάμψεις των blazar. Στην περίπτωση του 1ES 1218+304 μπορέσαμε να εξηγήσουμε τα παρατηρούμενα χαρα-

κτηριστικά του μεταβάλλοντας το ρυθμό έγχυσης των ηλεκτρονίων στην περιοχή επιτάχυνσης. Η προσαρμογή του μοντέλου στις παρατηρήσεις θα μπορούσε να βελτιωθεί αν αλλάζαμε περισσότερες παραμέτρους, αλλά αυτό ξεφεύγει του σκοπού της εργασίας αυτής. Να σημειώσουμε όμως ότι οι παράμετροι που προέκυψαν από την προσαρμογή του μοντέλου είναι εντός των πλαισίων των συνήθως χρησιμοποιούμενων παραμέτρων στους blazar.

Ένα άλλο σημείο άξιο αναφοράς είναι το ότι σε όλη την ανάλυση αυτού του κεφαλαίου θεωρήσαμε μόνο τις απώλειες της ακτινοβολίας synchrotron και αγνοήσαμε τις απώλειες λόγω αντίστροφου σκεδασμού Compton. Αυτό μπορεί να δικαιολογηθεί για εκείνες τις πηγές όπου η ενεργειακή πυκνότητα του μαγνητικού πεδίου είναι πολύ μεγαλύτερη από αυτή των φωτονίων. Σε αντίθετη περίπτωση τα χαρακτηριστικά των παραγόμενων εκλάμψεων θα είναι διαφορετικά, όπως θα δούμε στο επόμενο κεφάλαιο.

Όπως είδαμε, το μοντέλο μπορεί να παράγει μια μεγάλη ποικιλία εκλάμψεων, αν μεταβληθούν μία ή περισσότερες από τις παραμέτρους του. Αυτή η θεώρηση συμφωνεί και με τους Garson et al. (2010), οι οποίοι απέδωσαν τις ιδιότητες των εκλάμψεων στις ακτίνες X σε εσωτερικές μεταβολές στη διαδικασία της επιτάχυνσης των σωματιδίων.

Κεφάλαιο 5

Εκλάμψεις ακτίνων X και γ – Περίπτωση EC

Στο προηγούμενο κεφάλαιο εξετάσαμε αναλυτικά ένα τρόπο παραγωγής εκλάμψεων ακτίνων X στους ενεργούς γαλαξίες. Στην κατηγορία των blazar ειδικά, οι εκλάμψεις στις ακτίνες X συνοδεύονται από αντίστοιχες μεταβολές στη λαμπρότητα στις ακτίνες γ . Με αυτή τη συσχέτιση θα ασχοληθούμε σε αυτό και το επόμενο κεφάλαιο ακολουθώντας δύο ανεξάρτητες προσεγγίσεις.

Στα πλαίσια των λεπτονικών μοντέλων των ενεργών γαλαξιών, η εκπομπή τους σε ακτίνες γ οφείλεται στο σκεδασμό Compton φωτονίων χαμηλής ενέργειας. Σε αυτό το κεφάλαιο, θα γενικεύσουμε το μοντέλο που έχουμε εξετάσει ως τώρα ώστε να συμπεριλάβουμε και την ακτινοβολία σε υψηλές ενέργειες από τον αντίστροφο σκεδασμό Compton των φωτονίων του δίσκου του ενεργού γαλαξία. Θα εξετάσουμε δηλαδή ένα μοντέλο εξωτερικού σκεδασμού (EC μοντέλο). Αφού αναφέρουμε τις αλλαγές στον τρόπο υπολογισμού των κατανομών και του φάσματος σε σχέση με το προηγούμενο κεφάλαιο, θα μελετήσουμε τις εκλάμψεις που παράγονται τόσο σε ακτίνες X όσο και σε ακτίνες γ .

Για τον υπολογισμό της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας από την πηγή χρειάζεται να γνωρίζουμε το πεδίο φωτονίων καθώς και το μαγνητικό πεδίο τα οποία περιέχει. Έτσι, θα εξετάσουμε αυτά τα ζητήματα αρχικά, ενώ στη συνέχεια θα περιγράψουμε δύο διαφορετικές εκδοχές του μοντέλου για τον τρόπο παραγωγής φασμάτων. Τέλος, θα μελετήσουμε τις εκλάμψεις που παράγονται από αυτό το μοντέλο, τόσο σε ακτίνες X όσο και σε ακτίνες γ .

5.1 Πεδίο φωτονίων

Σε ένα ενεργό γαλαξία υπάρχουν πολλές πηγές φωτονίων, όπως ο δίσκος προσαύξεσης, οι περιοχές πλατιών και στενών γραμμών εκπομπής, ο τόρος ή ακόμη και ο ίδιος ο πίδακας. Εμείς θα ασχοληθούμε μόνο με το πεδίο φωτονίων που προέρχεται από το δίσκο προσαύξεσης του ενεργού γαλαξία και αυτό γιατί τα υπόλοιπα πεδία φωτονίων σχετίζονται με τον ένα ή τον άλλο τρόπο με τα φωτόνια του δίσκου

(Ghisellini & Tavecchio 2009).

Από τη θεωρία των δίσκων προσαύξησης (Παράρτημα Δ) γνωρίζουμε ότι ο ρυθμός απώλειας ενέργειας ανά μονάδα επιφάνειας ενός δίσκου προσαύξησης δίνεται από τη σχέση

$$D(r) = \frac{3G\dot{M}M_{\text{BH}}}{8\pi r^3} \left(1 - \sqrt{\frac{r_{\text{min}}}{r}}\right), \quad (5.1)$$

εξαρτάται δηλαδή από το ρυθμό προσρόφησης ύλης και τη μάζα του κεντρικού αντικειμένου. Το εσωτερικό άκρο του δίσκου για μία μελανή οπή Schwarzschild είναι ο ορίζοντας γεγονότων της, $r_{\text{min}} = 3R_s$, τιμή που θα υιοθετήσουμε στο εξής.

Αν υποθέσουμε επιπλέον ότι ο δίσκος είναι οπτικά παχύς, δηλαδή ότι όλη η ενέργεια που χάνεται από το δίσκο εκπέμπεται τοπικά με τη μορφή ακτινοβολίας μέλανος σώματος, τότε θα ισχύει η ισότητα $D(r) = \sigma T^4(r)$. Έτσι, η θερμοκρασία που αντιστοιχεί στην ακτινοβολία αυτή θα εξαρτάται από την απόσταση σύμφωνα με τη σχέση

$$T(r) = T_0 f_d(r/3R_s), \quad (5.2)$$

όπου

$$T_0 = \left(\frac{G\dot{M}M_{\text{BH}}}{72\pi\sigma R_s^3}\right)^{1/4} = 2.2 \cdot 10^5 \dot{M}_1^{1/4} M_8^{-1/2} \text{K} \quad (5.3)$$

και

$$f_d(x) = x^{-3/4} \left(1 - x^{-1/2}\right)^{1/4}. \quad (5.4)$$

Η μορφή που έχει η θερμοκρασία ενός δίσκου ως συνάρτηση της απόστασης φαίνεται στο σχήμα 5.1. Για τις τυπικές τιμές ενός ενεργού γαλαξία, η θερμοκρασία στο εσωτερικό του δίσκου αντιστοιχεί στο υπεριώδες τμήμα του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, όπως φαίνεται από τη σχέση

$$kT_0 = 27 \left(\frac{\ell}{M_8}\right)^{1/4} \text{eV}, \quad (5.5)$$

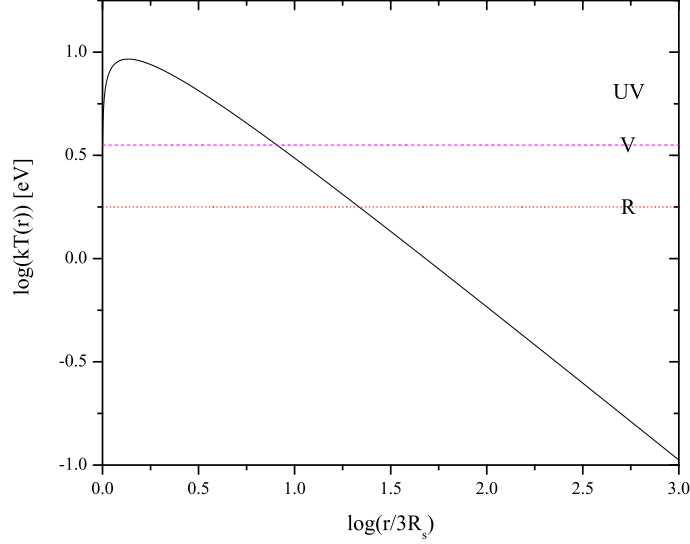
όπου με την παράμετρο $\ell = L_{\text{disc}}/L_{\text{edd}}$ αντικαταστήσαμε το ρυθμό προσρόφησης ύλης από τη σχέση (Δ'.15). Η θερμοκρασία του δίσκου όσο απομακρυνόμαστε από τη μελανή οπή μειώνεται ως $T \propto r^{-3/4}$.

Γνωρίζοντας τη θερμοκρασία του δίσκου μπορούμε να υπολογίσουμε και την κατανομή των φωτονίων σε ένα τυχαίο ύψος. Η διαφορική αριθμητική πυκνότητα των φωτονίων του δίσκου σε ύψος z από το δίσκο και πάνω στον άξονα συμμετρίας αυτού θα είναι

$$\tilde{n}(\tilde{\varepsilon}, \tilde{\Omega}) = \frac{1}{4\pi^3(\hbar c)^3} \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{e^{\tilde{\varepsilon}/kT(\tilde{r})} - 1} S(\tilde{\mu}; \tilde{\mu}_1, \tilde{\mu}_2), \quad (5.6)$$

όπου τα μεγέθη με περισπωμένη μετρώνται στο σύστημα του δίσκου. Η ακτινική απόσταση εκφράζεται συναρτήσει της γωνίας μέσω της σχέσης

$$\tilde{r} = z \tan \tilde{\vartheta} = \frac{z\sqrt{1 - \tilde{\mu}^2}}{\tilde{\mu}} \quad (5.7)$$



Σχήμα 5.1: Η θερμοκρασία ενός λεπτού δίσκου προσαύξησης που εκτείνεται από $r_{\min} = 3R_s$ ως $r_{\max} = 3000R_s$ για τις παραμέτρους $M_1 = M_8 = 1$. Οι διακεκομμένες οριζόντιες γραμμές οριοθετούν την περιοχή του οπτικού.

ενώ τα όρια της γωνιακής κατανομής είναι

$$\tilde{\mu}_1 = \frac{z}{\sqrt{z^2 + r_{\max}^2}} \quad (5.8)$$

και

$$\tilde{\mu}_2 = \frac{z}{\sqrt{z^2 + r_{\min}^2}}, \quad (5.9)$$

όπως προκύπτει από τη γεωμετρία του προβλήματος.

Εμείς ενδιαφερόμαστε όμως για την κατανομή των φωτονίων στο σύστημα της πηγής, στο σύστημα δηλαδή που κινείται με ταχύτητα $\beta_{\Gamma}c$ και παράγοντα Lorentz Γ κατά μήκος του άξονα z . Ο μετασχηματισμός της (5.6) στο σύστημα της πηγής επιτυγχάνεται με τη χρήση του Lorentz αναλλοίωτου μεγέθους $n(\varepsilon, \Omega)/\varepsilon^2$, οπότε

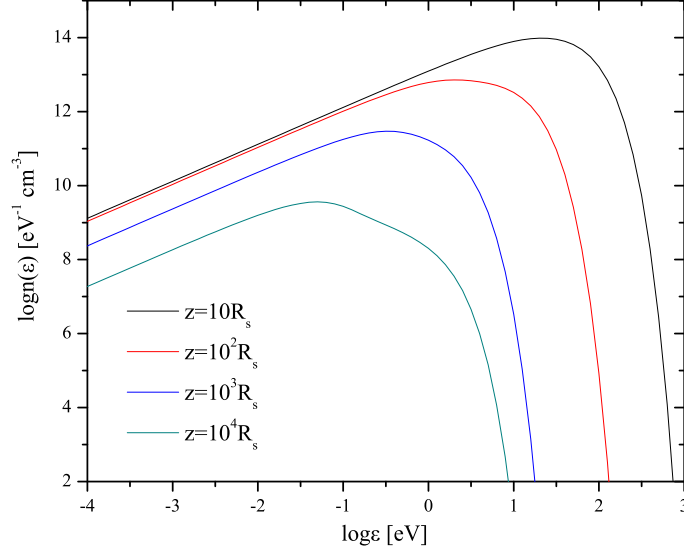
$$n(\varepsilon, \Omega) = \frac{1}{4\pi^3(\hbar c)^3} \frac{\varepsilon^2}{e^{\Gamma\varepsilon(1+\beta_{\Gamma}\mu)/kT(r)} - 1} S(\mu; \mu_1, \mu_2). \quad (5.10)$$

Η ακτινική απόσταση συνδέεται τώρα με τη γωνία μέσω της σχέσης

$$r = \frac{z\sqrt{1-\mu^2}}{\Gamma(\mu + \beta_{\Gamma})}, \quad (5.11)$$

ενώ τα όρια της γωνιακής κατανομής δίνονται από τη σχέση

$$\mu_i = \frac{\tilde{\mu}_i - \beta_{\Gamma}}{1 - \beta_{\Gamma}\tilde{\mu}_i}, \quad i = 1, 2. \quad (5.12)$$



Σχήμα 5.2: Η κατανομή των φωτονίων ενός δίσκου με έκταση από $r_{\min} = 3R_s$ ως $r_{\max} = 1000R_s$ και παραμέτρους $\dot{M}_1 = M_8 = 1$ όπως τη μετράει ένας παρατηρητής που κινείται με παράγοντα Lorentz $\Gamma = 10$ κατά μήκος του πίδακα, σε διαφορετικά ύψη από το δίσκο.

Από την ποσότητα (5.10) μπορούμε να υπολογίσουμε τη διαφορική ως προς ενέργεια κατανομή των φωτονίων ολοκληρώνοντας ως προς τη στερεά γωνία, οπότε προκύπτει

$$n(\epsilon) = \frac{\epsilon^2}{2\pi^2(\hbar c)^3} \int_{\mu_1}^{\mu_2} d\mu f_{\text{bb}} \left(\frac{\Gamma\epsilon(1 + \beta_{\Gamma}\mu)}{kT(r)} \right), \quad (5.13)$$

όπου

$$f_{\text{bb}}(x) = (e^x - 1)^{-1}. \quad (5.14)$$

Η κατανομή αυτή φαίνεται στο σχήμα 5.2. Παρατηρούμε ότι όσο αυξάνει το ύψος, τόσο εξασθενεί το πεδίο φωτονίων, γεγονός αναμενόμενο. Επίσης, αναπτύσσεται ένα σπάσιμο στο φάσμα που οφείλεται στα πεπερασμένα όρια του δίσκου και αποτελεί χαρακτηριστικό γνώρισμα ενός δίσκου προσαύξησης. Το σπάσιμο γίνεται πιο έντονο σε μεγάλα ύψη, όπου ο δίσκος φαίνεται σαν σημειακή πηγή.

Εκτός από το φάσμα των φωτονίων, μας ενδιαφέρει και η ενεργειακή πυκνότητα που αυτά έχουν, μιας και η ποσότητα αυτή καθορίζει τις ενεργειακές απώλειες των ηλεκτρονίων. Η ενεργειακή πυκνότητα των φωτονίων στο σύστημα της πηγής προκύπτει από την ολοκλήρωση της (5.13) ως προς την ενέργεια και γράφεται

$$U_{\text{ph}}(z) = \Gamma^2 U_0 \int_{\tilde{\mu}_1}^{\tilde{\mu}_2} d\mu (1 - \beta_{\Gamma}\mu)^2 f_{\text{d}}^4 \left(\frac{z\sqrt{1 - \mu^2}}{3R_s\mu} \right), \quad (5.15)$$

όπου

$$U_0 = \frac{G\dot{M}M_{\text{BH}}}{36\pi cR_s^3} = 3.7 \cdot 10^7 \frac{\ell}{M_8} \text{erg cm}^{-3}. \quad (5.16)$$

Η ενεργειακή πυκνότητα μπορεί να υπολογιστεί αναλυτικά, αλλά η έκφραση που προκύπτει είναι αρκετά μακροσκελής και δεν τη δίνουμε εδώ. Η μορφή της φαίνεται στο σχήμα 5.3. Παρατηρούμε ότι είναι μία γνησίως φθίνουσα συνάρτηση για κάθε $z > r_{\text{min}}$, που εμφανίζει ένα σπάσιμο σε ύψος ίσο με τη μέγιστη έκταση του δίσκου, $z \simeq r_{\text{max}}$. Σε ύψη μικρότερα από αυτό έχει την εξάρτηση $U_{\text{ph}}(z < r_{\text{max}}) \propto \Gamma^2 z^{-3}$. Σε μεγαλύτερα ύψη (πρακτικά $z \gtrsim \Gamma r_{\text{max}}$), η ενεργειακή πυκνότητα μπορεί να γραφτεί ως

$$U_{\text{ph}}(z \gg) = U_0 \frac{f_1(\bar{r}_{\text{min}}) - f_1(\bar{r}_{\text{max}})}{4\Gamma^2 \bar{z}^2}, \quad (5.17)$$

όπου οι ποσότητες με παύλα έχουν κανονικοποιηθεί σε μονάδες $3R_s$ και

$$f_1(x) = \frac{1}{x} - \frac{2}{3x^{3/2}}. \quad (5.18)$$

Το αποτέλεσμα αυτό προκύπτει από την αναλυτική έκφραση της (5.15) και συμφωνεί με τους Dermer & Schlickeiser (2002). Παρατηρούμε ότι σε μεγάλα ύψη όπου ο δίσκος φαίνεται σαν σημειακή πηγή, η ενεργειακή πυκνότητα ελαττώνεται ως $U_{\text{ph}} \propto z^{-2}$. Εφόσον έχουμε υποθέσει για το άκρο του δίσκου την τιμή $\bar{r}_{\text{min}} = 1$ και επιπλέον $\bar{r}_{\text{max}} \gg \bar{r}_{\text{min}}$, τότε $f_1(\bar{r}_{\text{min}}) - f_1(\bar{r}_{\text{max}}) \simeq 1/3$ και η (5.17) μπορεί να γραφτεί

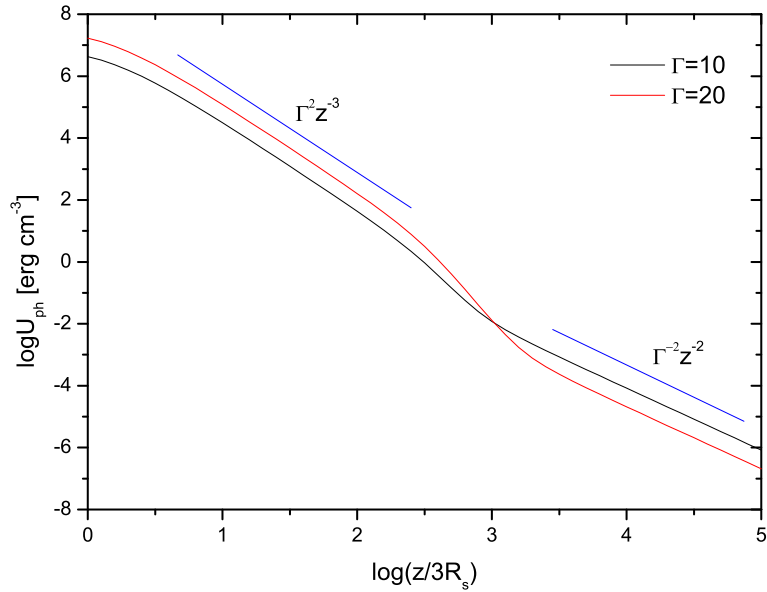
$$U_{\text{ph}}(z \gg) \simeq 0.7 \frac{L_{\text{disc}}}{4\pi c \Gamma^2 z^2}, \quad (5.19)$$

αν χρησιμοποιήσουμε και τη σχέση (Δ'.15). Η ενεργειακή πυκνότητα των φωτονίων δηλαδή, είναι ανάλογη της λαμπρότητας του δίσκου ή ισοδύναμα της παραμέτρου ℓ .

Τα δύο μεγέθη που μας ενδιαφέρουν λοιπόν για το πεδίο φωτονίων δίνονται από τις σχέσεις (5.13) και (5.15) και εξαρτώνται από τις εξής παραμέτρους. Την λαμπρότητα του δίσκου ℓ , τη μάζα της μελανής οπής M_8 , τα όρια του δίσκου r_{min} , r_{max} και τον παράγοντα Lorentz Γ .

5.2 Μαγνητικό πεδίο

Το μαγνητικό πεδίο κατά μήκος ενός πίδακα γενικά δεν μπορεί να θεωρηθεί γνωστό, παρ' όλο που η μορφή του καθορίζει τη γεωμετρία και την επιτάχυνση του ίδιου του πίδακα. Ο πιο διαδεδομένος τρόπος παραγωγής μιας εστιασμένης ροής κάθετα στο επίπεδο του δίσκου προσαύξησης ενός ΕΓΠ είναι με τη μαγνητο-υδροδυναμική (ΜΥΔ) θεωρία και πιο συγκεκριμένα με το μηχανισμό Blandford & Payne (1982). Η βασική ιδέα αυτού του μηχανισμού είναι ότι ο δίσκος έχει αρχικά ένα ισχυρό πολοειδές μαγνητικό πεδίο (της τάξης μεγέθους των 10^4 G), το οποίο λόγω της γρήγορης περιστροφής του δίσκου περιελίσσεται γύρω από τον άξονα περιστροφής αποκτώντας ελικοειδή μορφή με έντονη αξιμουθιακή συνιστώσα. Αυτή



Σχήμα 5.3: Η ενεργειακή πυκνότητα των φωτονίων του δίσκου προσαύξεσης σαν συνάρτηση του ύψους για δύο τιμές του παράγοντα Lorentz και παραμέτρους ίδιες με αυτές του σχήματος 5.2. Σημειώνεται επίσης η διαφορετική εξάρτηση από το ύψος και τον παράγοντα Lorentz πριν από το σπάσιμο και μετά από αυτό.

η συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου είναι υπεύθυνη για τη συγκράτηση της ροής γύρω από τον άξονα περιστροφής, καθώς και για την επιτάχυνσή της σε σχετικιστικές ταχύτητες. Σε μεγαλύτερα ύψη από τη μελανή οπή αναπτύσσονται διαταραχές που αναμιγνύουν το πεδίο σε μια πιο χαοτική μορφή. Ανάλογα με το είδος των διαταραχών, το μαγνητικό πεδίο μπορεί να ευθυγραμμιστεί με τον άξονα του πίδακα ή να αποκτήσει μια τυρβώδη μορφή.

Η επιτυχία της ΜΥΔ θεωρίας είναι ότι μπορεί να εξηγήσει ταυτόχρονα και την επιτάχυνση και την εστίαση της ροής. Πιο αναλυτικά, μπορούμε σε πρώτη προσέγγιση να θεωρήσουμε τον πίδακα σαν μία αξισυμμετρική, ισεντροπική, στάσιμη εκροή. Οι εξισώσεις της σχετικιστικής ιδεατής ΜΥΔ απλουστεύονται τότε αρκετά, μιας και προκύπτουν ολοκληρώματα της κίνησης, όπως η γωνιακή ταχύτητα περιστροφής στη βάση του δίσκου, η στροφορμή ανά μονάδα μάζας και η ενέργεια ανά μονάδα μάζας. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η διατήρηση της ενέργειας που παίρνει τη μορφή $\Gamma w + S_P = \text{σταθ}$, όπου Γ ο παράγοντας Lorentz της ροής, w η ενθαλπία και S_P η ροή Poynting που εξαρτάται από την αξιμουθιακή συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου. Από τη σχέση αυτή προκύπτει ότι η επιτάχυνση της ροής οφείλεται στην μετατροπή της ενέργειας του μαγνητικού πεδίου σε κινητική ενέργεια της ροής.

Από δυναμικής άποψης, η επιτάχυνση της ροής οφείλεται στην ισχυρή βαθμίδα πίεσης που δημιουργείται κατά μήκος του πίδακα λόγω της μείωσης της αξιμουθιακής συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου με την απόσταση από τον άξονα του

πίδακα (Vlahakis & Königl 2003). Τα αποτελέσματα αυτά επιβεβαιώνονται και από λεπτομερείς ΜΥΔ προσομοιώσεις (Komissarov et al. 2007). Όσον αφορά την εστίαση της ροής, αυτή επιτυγχάνεται από τη δύναμη Lorentz που επίσης εξαρτάται από την αξιμουθιακή συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου.

Τα ΜΥΔ μοντέλα προβλέπουν ότι το μέτρο του μαγνητικού πεδίου μειώνεται με την κυλινδρική απόσταση σαν $B \sim r^{-1}$ (Vlahakis & Königl 2004). Επιπλέον, η γεωμετρία ενός πίδακα περιγράφεται από τη γενική σχέση $r \propto z^{a_m}$ με z το ύψος από το δίσκο και $0 \leq a_m \leq 1$ (η περίπτωση $a_m = 0$ αντιστοιχεί σε κυλινδρικό πίδακα και η $a_m = 1$ σε κωνικό πίδακα). Έτσι, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι το μαγνητικό πεδίο μειώνεται με το ύψος από το δίσκο με τη μορφή ενός νόμου δύναμης, δηλαδή

$$B(z) = B_0 \left(\frac{z}{z_{\text{inj}}} \right)^{-a_m}. \quad (5.20)$$

Η θεώρηση αυτή, αν και απλουστευμένη, περιλαμβάνει δυο ενδιαφέρουσες περιπτώσεις. Η πρώτη περίπτωση είναι όταν το μαγνητικό πεδίο είναι σταθερό, δηλαδή όταν $a_m = 0$. Η ενεργειακή πυκνότητα του μαγνητικού πεδίου είναι τότε σταθερή, $U_B = B_0^2/8\pi$, και σε μεγάλα ύψη υπερσχύει της ενεργειακής πυκνότητας των φωτονίων όπως φαίνεται στο σχήμα 5.4.

Η δεύτερη περίπτωση που θα μας απασχολήσει είναι όταν το μαγνητικό πεδίο είναι αντιστρόφως ανάλογο του ύψους, δηλαδή όταν είναι $a_m = 1$. Η ενεργειακή πυκνότητα του μαγνητικού πεδίου μειώνεται τότε σαν $U_B \propto z^{-2}$, με τον ίδιο τρόπο δηλαδή που μειώνεται και η ενεργειακή πυκνότητα των φωτονίων σε μεγάλα ύψη. Ο λόγος των δύο ενεργειακών πυκνοτήτων είναι τότε σταθερός και υπολογίζεται με τη βοήθεια της (5.19) σε

$$\frac{U_{\text{ph}}}{U_B}(z \gg) = 1.4 \frac{L_{\text{disc}}}{\Gamma^2 B_0^2 z_{\text{inj}}^2 c}. \quad (5.21)$$

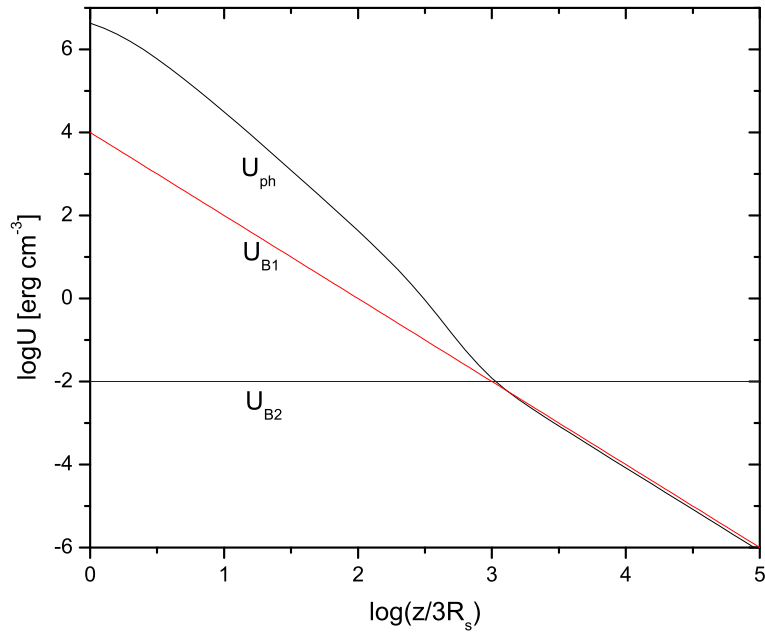
Όταν αντικαταστήσουμε τις τιμές των παραμέτρων προκύπτει μια εκτίμηση μεγέθους του λόγου αυτού

$$\frac{U_{\text{ph}}}{U_B}(z \gg) = 0.8 \frac{\ell}{10^{-2}} \left(\frac{\Gamma}{10} \right)^{-2} \left(\frac{B_0}{10 \text{ G}} \right)^{-2} \left(\frac{z_{\text{inj}}}{30 R_s} \right)^{-2} M_8^{-1}. \quad (5.22)$$

Ένας συνδυασμός των παραμέτρων ώστε οι δύο ενεργειακές πυκνότητες να είναι συγκρίσιμες σε μεγάλα ύψη φαίνεται στο σχήμα 5.4. Παρατηρούμε ότι για τις συγκεκριμένες παραμέτρους του πεδίου φωτονίων χρειάζεται ένα αρκετά ισχυρό μαγνητικό πεδίο κοντά στη μελανή οπή για να συμβαίνει αυτό.

5.3 Το πολυκυματικό φάσμα

Γνωρίζοντας το μαγνητικό πεδίο και το πεδίο φωτονίων κατά μήκος του πίδακα, είναι εύκολο να υπολογίσουμε την κατανομή των ηλεκτρονίων λαμβάνοντας



Σχήμα 5.4: Η ενεργειακή πυκνότητα των φωτονίων και του μαγνητικού πεδίου σαν συνάρτηση του ύψους από το δίσκο. Η καμπύλη για το πεδίο φωτονίων (U_{ph}) είναι η περίπτωση $\Gamma = 10$ του σχήματος 5.3, ενώ για το μαγνητικό πεδίο θεωρούμε δύο περιπτώσεις. Στην πρώτη (U_{B1}) το μαγνητικό πεδίο έχει την τιμή $B_0 = 500$ G στο ύψος $z_{inj} = 1$ και μειώνεται σαν z^{-1} , ενώ στη δεύτερη (U_{B2}) το μαγνητικό πεδίο έχει τη σταθερή τιμή $B_0 = 0.5$ G.

υπόψη τις αντίστοιχες απώλειες. Αυτό γίνεται με μια μικρή τροποποίηση του μοντέλου του προηγούμενου κεφαλαίου που θα εξετάσουμε στη συνέχεια.

Η γεωμετρία της πηγής είναι η ίδια με το κεφάλαιο 4 και περιγράφεται στο σχήμα 4.1. Το μέγεθος της πηγής θεωρείται κι εδώ πεπερασμένο, $L = u_{sh} \min(t, t_b)$, αλλά ο λόγος δεν είναι πλέον ότι το μαγνητικό πεδίο είναι αμελητέο εκτός της πηγής. Αυτό γιατί και αμελητέο να ήταν το μαγνητικό πεδίο, δεν ισχύει το ίδιο για το πεδίο φωτονίων που, όπως είδαμε στην προηγούμενη παράγραφο, είναι πιο έντονο σε μικρά ύψη. Έτσι, η ακτινοβολία των σωματιδίων που αποδρούν από την περιοχή ακτινοβολίας δεν είναι αμελητέα. Παρ' όλα αυτά, για λόγους σύγκρισης με τα προηγούμενα, θα χρησιμοποιήσουμε την ίδια προσέγγιση με το κεφάλαιο 4 και θα θεωρήσουμε την πηγή πεπερασμένου μεγέθους, ενώ θα αγνοήσουμε την εκπομπή των σωματιδίων που αποδρούν.

Η κύρια διαφορά σε αυτή την περίπτωση είναι ότι τα ηλεκτρόνια εκτός από τις απώλειες synchrotron χάνουν ενέργεια και λόγω αντίστροφου σκεδασμού Compton των φωτονίων του δίσκου και ότι οι συνολικές απώλειες εξαρτώνται από το ύψος πάνω από το δίσκο. Αν υποθέσουμε ότι ο σκεδασμός γίνεται στο όριο Thomson, ο

συνολικός ρυθμός απωλειών κάθε ηλεκτρονίου γράφεται

$$\left. \frac{d\gamma}{dt} \right|_{loss} = -\frac{4\sigma_T}{3m_e c} (U_B(z) + U_{ph}(z)) \gamma^2 = -\alpha(z)\gamma^2. \quad (5.23)$$

Η συνάρτηση που περιγράφει τις απώλειες εξαρτάται από το ύψος και μπορεί να γραφτεί αν αντικαταστήσουμε την ενεργειακή πυκνότητα του μαγνητικού πεδίου

$$\alpha(z) = \alpha_0 \left(\left(\frac{z}{z_{inj}} \right)^{-2a_m} + \frac{U_{ph}(z)}{U_{B_0}} \right), \quad (5.24)$$

όπου, όπως και στην παράγραφο 4.1, είναι $\alpha_0 = \sigma_T B_0^2 / (6\pi m_e c)$.

Εφόσον οι απώλειες των σωματιδίων εξαρτώνται από το ύψος πάνω από το δίσκο, πρέπει, εκτός από τη θέση του κρουστικού κύματος εντός της πηγής, να γνωρίζουμε και τη θέση της ίδιας της πηγής σε σχέση με το δίσκο. Η σχέση που συνδέει τα μετρούμενα στο σύστημα ηρεμίας της πηγής μεγέθη x και t με το ύψος από το δίσκο όπως το μετράει ένας ακίνητος παρατηρητής στο σύστημα ηρεμίας του δίσκου είναι

$$z = z_{inj} + \Gamma x + \Gamma \beta_\Gamma ct, \quad (5.25)$$

αν υποθέσουμε επιπλέον ότι τη χρονική στιγμή $t = 0$ η βάση της πηγής βρίσκεται στο ύψος $z = z_{inj}$.

Η θέση της περιοχής επιτάχυνσης ταυτίζεται με τη θέση του κρουστικού κύματος, $x_{sh}(t) = u_{sh}t = \beta_{sh}ct$, οπότε στο σύστημα του δίσκου βρίσκεται στο ύψος

$$z_{sh}(t) = z_{inj} + \Gamma(\beta_\Gamma + \beta_{sh})ct. \quad (5.26)$$

Έτσι, η εξέλιξη της συνάρτησης κατανομής στην περιοχή επιτάχυνσης δίνεται από την εξίσωση συνέχειας

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[N \left(\frac{\gamma}{t_{acc}} - \alpha[z_{sh}(t)]\gamma^2 \right) \right] + \frac{N}{t_{esc}} = Q(t)\delta(\gamma - \gamma_{inj})\vartheta(t). \quad (5.27)$$

Η κύρια διαφορά της (5.27) από την αντίστοιχη εξίσωση (4.3) που θεωρήσαμε στο κεφάλαιο 4 είναι ότι οι απώλειες εξαρτώνται από το χρόνο μέσω της εξάρτησής τους από το ύψος. Επίσης, οι χρόνοι επιτάχυνσης και απόδρασης θεωρούνται εν γένει χρονο-εξαρτώμενοι σε αυτή την περίπτωση, ενώ ο ρυθμός έγχυσης σωματιδίων μπορεί να μεταβάλλεται, ώστε να μπορεί το μοντέλο να παράγει εκλάμψεις. Η λύση της (5.27) εφόσον όλες οι παράμετροι είναι χρονο-εξαρτώμενες, θα έχει τη γενική μορφή που δίνεται από τις σχέσεις (4.41)–(4.44). Κάποιες συγκεκριμένες λύσεις θα εξετάσουμε στη συνέχεια.

Στην περιοχή ακτινοβολίας το μόνο που αλλάζει είναι ότι οι απώλειες εξαρτώνται από το ύψος από το δίσκο και άρα από το χρόνο και την απόσταση πίσω από το κρουστικό κύμα (σχέση 5.25). Έτσι, η εξίσωση που ικανοποιεί η πυκνότητα των σωματιδίων είναι

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial \gamma} (\alpha[z(x, t)]\gamma^2 n) = \frac{N(\gamma, t)}{t_{esc}} \delta(x - x_{sh}(t)). \quad (5.28)$$

Η λύση της αφού επιβάλλουμε και τον περιορισμό του πεπερασμένου μήκους της πηγής ταυτίζεται με το αποτέλεσμα της παραγράφου 4.3

$$n(\gamma, x, t) = \frac{N(\gamma_*, x/u_{\text{sh}})}{u_{\text{sh}} t_{\text{esc}}(x/u_{\text{sh}})} \left(\frac{\gamma_*}{\gamma} \right)^2 S(x/u_{\text{sh}}; \max(0, t - t_b), t), \quad (5.29)$$

με τη διαφορά ότι η ποσότητα γ_* δίνεται τώρα από την

$$\gamma_* = \left(\frac{1}{\gamma} - \int_{x/u_{\text{sh}}}^t dt' \alpha[z(x, t')] \right)^{-1}. \quad (5.30)$$

Έχοντας τη συνάρτηση κατανομής στις δύο περιοχές, μπορούμε να υπολογίσουμε το εκπεμπόμενο φάσμα από τις σχέσεις

$$L_\nu^{\text{AZ}}(t) = \int_1^\infty d\gamma N(\gamma, t) \left[L_\gamma^{\text{syn}}(\nu, z_{\text{sh}}(t)) + L_\gamma^{\text{ics}}(\nu, z_{\text{sh}}(t)) \right] \quad (5.31)$$

και

$$L_\nu^{\text{RZ}}(t) = \int_1^\infty d\gamma \int_0^\infty dx n(\gamma, x, t) \left[L_\gamma^{\text{syn}}(\nu, z(x, t)) + L_\gamma^{\text{ics}}(\nu, z(x, t)) \right]. \quad (5.32)$$

Η λαμπρότητα synchrotron ενός ηλεκτρονίου, L_γ^{syn} , δίνεται από την (2.7) και η όποια εξάρτηση έχει από το ύψος οφείλεται στην αντίστοιχη εξάρτηση του μαγνητικού πεδίου. Ομοίως, η λαμπρότητα αντίστροφου σκεδασμού Compton ενός ηλεκτρονίου, L_γ^{ics} , δίνεται από την (2.36) αφού αντικαταστήσουμε σε αυτή την κατανομή των φωτονίων του δίσκου, σχέση (5.13). Ο μετασχηματισμός στο σύστημα του παρατηρητή γίνεται μέσω των σχέσεων (4.88), ενώ οι κοσμολογικές παράμετροι έχουν τις τιμές που χρησιμοποιήσαμε στο κεφάλαιο 4.

Συνολικά, οι παράμετροι που καθορίζουν το πρόβλημα είναι οι ακόλουθες:

1. για το πεδίο φωτονίων ο παράγοντας Lorentz Γ , ο λόγος Eddington $\ell = L_{\text{disc}}/L_{\text{ed}}$, η μάζα της μελανής οπής M_8 και τα όρια του δίσκου $r_{\text{min}}, r_{\text{max}}$
2. για το μαγνητικό πεδίο η έντασή του στο αρχικό ύψος B_0 και ο εκθέτης a_m
3. τα χαρακτηριστικά του κρουστικού κύματος $t_{\text{acc}}, t_{\text{esc}}, Q_0, u_{\text{sh}}$ και το μέγεθος της πηγής t_b
4. οι αρχικές συνθήκες γ_{inj} και z_{inj}
5. ο παράγοντας Doppler δ και η ερυθρομετάθεση z_r για το υπό εξέταση αντικείμενο

Οι κατανομές των ηλεκτρονίων και άρα και τα φάσματα των φωτονίων που παράγονται από το μοντέλο έχουν διαφορετικά ποιοτικά χαρακτηριστικά ανάλογα με τη μορφή που έχει το μαγνητικό πεδίο και ο χρόνος επιτάχυνσης. Εμείς θα περιοριστούμε σε δύο περιπτώσεις που αναλύουμε παρακάτω. Αρχικά χωρίζουμε τις

απώλειες των ηλεκτρονίων σε αυτές που οφείλονται στο μαγνητικό πεδίο και σε αυτές από τα φωτόνια, $\alpha(z) = \alpha_B(z) + \alpha_{ph}(z)$. Η απαίτηση ότι ο ρυθμός μεταβολής της ενέργειας των ηλεκτρονίων είναι θετικός σε κάθε ύψος, $\dot{\gamma} > 0$, οδηγεί τότε στην ανίσωση

$$\gamma < \frac{\gamma_{\max}}{1 + U_{ph}(z)/U_B(z)}, \quad (5.33)$$

όπου, κατ' αντιστοιχία με την παράγραφο 4.1, ορίσαμε την παράμετρο

$$\gamma_{\max} = (\alpha_B t_{\text{acc}})^{-1}. \quad (5.34)$$

Η ποσότητα αυτή δεν είναι απαραίτητα η μέγιστη ενέργεια που αποκτούν τα ηλεκτρόνια, αν και υπό συγκεκριμένες προϋποθέσεις μπορεί να γίνει. Από την (5.33) διακρίνουμε δύο περιπτώσεις όπου η ενέργεια των ηλεκτρονίων είναι πεπερασμένη και τις εξετάζουμε ξεχωριστά στη συνέχεια.

Περίπτωση I

Στην πρώτη περίπτωση που εξετάζουμε το μαγνητικό πεδίο είναι σταθερό, $B = B_0$, οπότε είναι και $\alpha_B = \alpha_0$. Ο λόγος των ενεργειακών πυκνοτήτων φωτονίων και μαγνητικού πεδίου μηδενίζεται σε μεγάλα ύψη, $U_{ph}(z \rightarrow \infty)/U_B \rightarrow 0$, οπότε σύμφωνα με την (5.33), για να είναι πεπερασμένη η ενέργεια των ηλεκτρονίων αρκεί ο χρόνος επιτάχυνσης να είναι σταθερός, έστω $t_{\text{acc}} = t_a$. Τότε η μέγιστη ενέργεια που μπορούν να αποκτήσουν τα ηλεκτρόνια είναι η $\gamma_{\max} = (\alpha_0 t_a)^{-1}$. Η περίπτωση αυτή αποτελεί άμεση γενίκευση του μοντέλου του κεφαλαίου 4 ώστε να συμπεριλάβει και τα φωτόνια.

Η κατανομή των ηλεκτρονίων στην περιοχή επιτάχυνσης προκύπτει από τη λύση της εξίσωσης συνέχειας (5.27). Ακολουθώντας τη μεθοδολογία που αναπτύχθηκε στην παράγραφο 4.3 βρίσκουμε

$$N(\gamma, t) = Q(t_*) t_a \frac{\gamma_{\text{inj}}}{\gamma^2} \frac{e^{(2-s)(t-t_*)/t_a}}{1 - \frac{\gamma_{\text{inj}}}{\gamma_{\max}} \left(1 + \frac{U_{ph}[z_{\text{sh}}(t_*)]}{U_B}\right)} S(\gamma; \gamma_{\text{inj}}, \gamma_1(t)), \quad (5.35)$$

όπου η χρονική στιγμή $t_* = t_*(\gamma, t)$ προσδιορίζεται από τη λύση της εξίσωσης

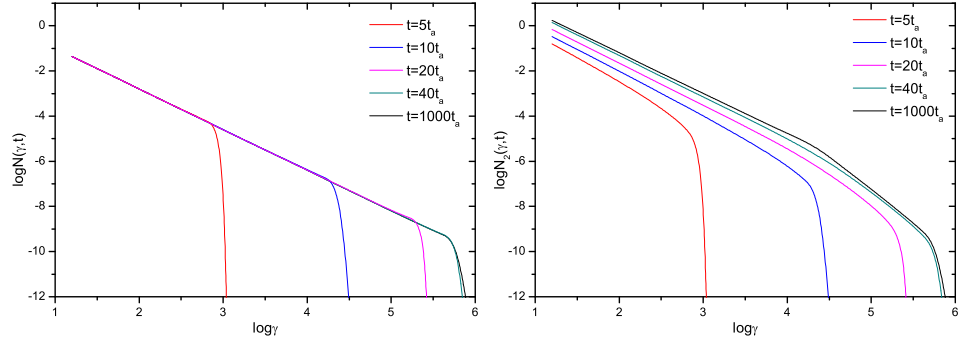
$$e^{t/t_a} \left(\frac{\gamma_{\max}}{\gamma} - 1 \right) - \psi_0(t) = e^{t_*/t_a} \left(\frac{\gamma_{\max}}{\gamma_{\text{inj}}} - 1 \right) - \psi_0(t_*), \quad (5.36)$$

ενώ η συνάρτηση

$$\psi_0(t) = \int_0^{t/t_a} dt' \frac{U_{ph}[z_{\text{sh}}(t_a t')]}{U_B} e^{t'}. \quad (5.37)$$

Η κατανομή των ηλεκτρονίων εκτείνεται σε κάθε χρονική στιγμή μέχρι την ενέργεια

$$\gamma_1(t) = \frac{\gamma_{\text{inj}} e^{t/t_a}}{1 + \frac{\gamma_{\text{inj}}}{\gamma_{\max}} (e^{t/t_a} + \psi_0(t) - 1)} \quad (5.38)$$



Σχήμα 5.5: Η εξέλιξη της συνάρτησης κατανομής των ηλεκτρονίων στην περιοχή επιτάχυνσης (αριστερά) και στην περιοχή ακτινοβολίας (δεξιά) μέχρι τη σταθερή κατάσταση.

και σε μεγάλους χρόνους είναι $\gamma_1(t \rightarrow \infty) \rightarrow \gamma_{\max}$, σε συμφωνία με την πρόβλεψη της (5.33). Τα συμπεράσματα αυτά φαίνονται στο σχήμα 5.5, όπου παρατηρούμε ότι η κατανομή στην περιοχή επιτάχυνσης είναι ένας νόμος δύναμης με εκθέτη s . Οι παράμετροι που χρησιμοποιήσαμε για το μαγνητικό πεδίο και τα χαρακτηριστικά του κρουστικού κύματος είναι παρόμοιες με τις αντίστοιχες της παραγράφου 4.2, δηλαδή είναι $\gamma_{\text{inj}} = 10$, $\gamma_{\max} = 10^6$, $s = 1.8$, $B_0 = 0.6 \text{ G}$, $t_b = 50t_a$, $u_{\text{sh}} = 0.1c$, ενώ το Q_0 είναι αυθαίρετο. Για το πεδίο φωτονίων υποθέσαμε τις παραμέτρους $\Gamma = 10$, $\ell = 10^{-3}$, $M_8 = 1$, $r_{\min} = 3R_s$ και $r_{\max} = 10^3 R_s$, ενώ το αρχικό ύψος της πηγής είναι $z_{\text{inj}} = 30R_s$.

Η πυκνότητα των ηλεκτρονίων στην περιοχή ακτινοβολίας δίνεται από την (5.29) με το χρόνο απόδρασης να είναι $t_{\text{esc}} = t_a/(s-1)$ έτσι ώστε ο εκθέτης των ηλεκτρονίων να είναι σταθερός. Η κατανομή των ηλεκτρονίων, $N_2(\gamma, t) = \int_0^\infty dx n(\gamma, x, t)$, εξελίσσεται τότε σε ένα σπασμένο νόμο δύναμης όπως φαίνεται στο σχήμα 5.5. Το σπάσιμο σε κάθε χρονική στιγμή βρίσκεται στην ενέργεια

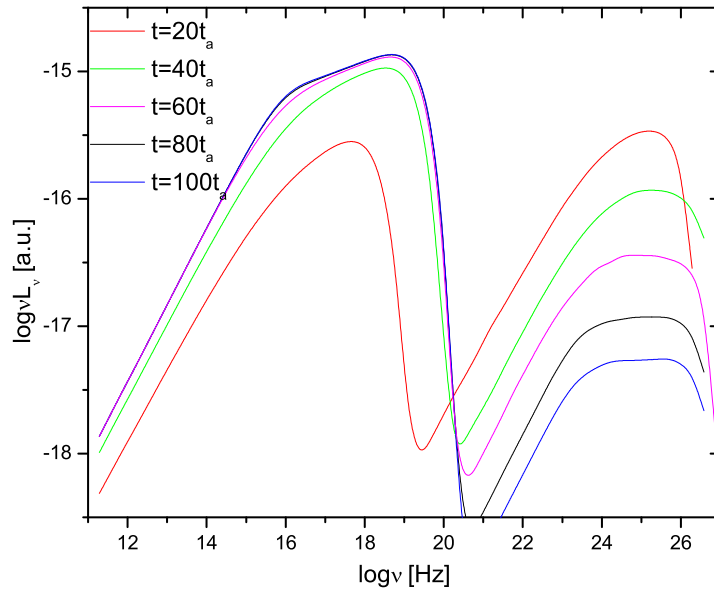
$$\gamma_{\text{br}}(t) = \left(\frac{1}{\gamma_1(t-t_b)} + \frac{t_b/t_a + \psi_1(t, t-t_b)}{\gamma_{\max}} \right)^{-1}. \quad (5.39)$$

όπου

$$\psi_1(t, t_0) = \int_{t_0/t_a}^{t/t_a} dt' U_{\text{ph}}[z(u_{\text{sh}}t_0, t_a t')]/U_B. \quad (5.40)$$

Παρατηρούμε ότι οι κατανομές των ηλεκτρονίων στις δύο περιοχές φτάνουν σε σταθερή κατάσταση μετά από κάποιο χρόνο. Επιπλέον, η σταθερή αυτή κατάσταση είναι η ίδια με την περίπτωση που δεν υπάρχουν φωτόνια, μιας και η συνεισφορά τους είναι όλο και μικρότερη όσο περνά ο χρόνος. Σημειώνουμε τέλος, ότι αν αγνοήσουμε τα φωτόνια και θέσουμε στις προηγούμενες σχέσεις $U_{\text{ph}} = 0$ ανακτούμε τα αποτελέσματα της παραγράφου 4.1.

Μερικά στιγμιότυπα του πολυκυματικού φάσματος που παράγεται από το μοντέλο για τις ίδιες παραμέτρους φαίνονται στο σχήμα 5.6. Παρατηρούμε ότι παρ'



Σχήμα 5.6: Στιγμιότυπα του πολυκυματικού φάσματος για τις παραμέτρους που δίνονται στο κείμενο. Η synchrotron συνιστώσα του φάσματος φτάνει σε σταθερή κατάσταση, ενώ η υψηλής ενέργειας συνιστώσα μειώνεται συνεχώς λόγω της μείωσης του αριθμού των φωτονίων του δίσκου με το ύψος.

όλο που η κατανομή των ηλεκτρονίων φτάνει σε σταθερή κατάσταση, δεν ισχύει το ίδιο και για το φάσμα των φωτονίων. Η synchrotron συνιστώσα του ΠΦ φτάνει στην ίδια σταθερή κατάσταση που είχε και χωρίς τα φωτόνια, αλλά η ΥΕ συνιστώσα μειώνεται συνεχώς λόγω της μείωσης του αριθμού των φωτονίων του δίσκου με το ύψος. Έτσι, σε μεγάλο ύψος από το δίσκο, το ΠΦ θα αποτελείται μόνο από τη synchrotron συνιστώσα και οι όποιες εκλάμψεις παράγονται θα αφορούν τις ακτίνες X. Σε μεγάλους χρόνους δηλαδή, το μοντέλο αυτό ταυτίζεται με το μοντέλο του προηγούμενου κεφαλαίου.

Περίπτωση II

Η δεύτερη περίπτωση που θα εξετάσουμε είναι όταν το μαγνητικό πεδίο μειώνεται αντιστρόφως ανάλογα με το ύψος

$$B(z) = B_0 \frac{z_{inj}}{z}. \quad (5.41)$$

Οι συνολικές ενεργειακές απώλειες των ηλεκτρονίων είναι τότε αμελητέες μετά από κάποιο ύψος, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.4. Αν ο ρυθμός επιτάχυνσης είναι σταθερός, τότε τα σωματίδια θα επιταχύνονται σε άπειρη ενέργεια, μιας και ο ρυθμός απωλειών διαρκώς μειώνεται. Ο μόνος τρόπος ώστε η ενέργεια των ηλεκτρονίων να είναι πεπερασμένη είναι αν θεωρήσουμε ότι και η επιτάχυνση γίνεται λιγότερο αποδοτική όσο αυξάνεται το ύψος. Πιο συγκεκριμένα, θα υποθέσουμε ότι ο

χρόνος επιτάχυνσης είναι αντιστρόφως ανάλογος της ενεργειακής πυκνότητας του μαγνητικού πεδίου, $t_{\text{acc}} \propto U_{\text{B}}^{-1} \propto B^{-2} \propto z^2$. Με την επιλογή αυτή, η παράμετρος γ_{max} δεν εξαρτάται από το ύψος και η ενέργεια των ηλεκτρονίων είναι πεπερασμένη σύμφωνα με την (5.33), αφού σε μεγάλα ύψη ο λόγος των ενεργειακών πυκνοτήτων είναι σταθερός.

Έτσι, στην περιοχή επιτάχυνσης που βρίσκεται στο ύψος $z = z_{\text{sh}}(t)$, ο χρόνος επιτάχυνσης θα έχει τη μορφή

$$t_{\text{acc}}(t) = t_{\text{a}} \left(\frac{z_{\text{sh}}(t)}{z_{\text{inj}}} \right)^2 = t_{\text{a}} \left(1 + \frac{t}{\tau} \right)^2, \quad (5.42)$$

όπου η χρονική κλίμακα

$$\tau = \frac{z_{\text{inj}}}{\Gamma(\beta_{\Gamma} + \beta_{\text{sh}})c} \quad (5.43)$$

καθορίζει το πόσο γρήγορα αυξάνεται ο χρόνος επιτάχυνσης. Παρόμοια χρονική εξάρτηση υποθέτουμε και για το χρόνο απόδρασης των ηλεκτρονίων

$$t_{\text{esc}}(t) = \frac{t_{\text{acc}}(t)}{s-1}, \quad (5.44)$$

έτσι ώστε ο εκθέτης s των ηλεκτρονίων να μην μεταβάλλεται. Με αυτές τις συνθήκες, η λύση της (5.27) γράφεται

$$N(\gamma, t) = Q(t_*) t_{\text{a}} \frac{\gamma_{\text{inj}}}{\gamma^2} \frac{e^{\frac{(2-s)(t-t_*)/t_{\text{a}}}{(1+t/\tau)(1+t_*/\tau)}}}{1 - \frac{\gamma_{\text{inj}}}{\gamma_{\text{max}}} \left(1 + \frac{U_{\text{ph}}[z_{\text{sh}}(t_*)]}{U_{\text{B}}[z_{\text{sh}}(t_*)]} \right)} \times \left(1 + \frac{t_*}{\tau} \right)^2 S(\gamma; \gamma_{\text{inj}}, \gamma_1(t)). \quad (5.45)$$

Η χρονική στιγμή t_* προκύπτει από τη λύση της εξίσωσης

$$e^{\frac{t/t_{\text{a}}}{1+t/\tau}} \left(\frac{\gamma_{\text{max}}}{\gamma} - 1 \right) - \psi_0(t) = e^{\frac{t_*/t_{\text{a}}}{1+t_*/\tau}} \left(\frac{\gamma_{\text{max}}}{\gamma_{\text{inj}}} - 1 \right) - \psi_0(t_*), \quad (5.46)$$

όπου

$$\psi_0(t) = \int_0^{t/t_{\text{a}}} dt' \frac{U_{\text{ph}}[z_{\text{sh}}(t_{\text{a}}t')]}{U_{\text{B}_0}} e^{\frac{t'}{1+At'}} \quad (5.47)$$

και $A = t_{\text{a}}/\tau$. Η μέγιστη ενέργεια που έχουν τα ηλεκτρόνια σε κάθε χρονική στιγμή δίνεται από την

$$\gamma_1(t) = \frac{\gamma_{\text{inj}} e^{\frac{t/t_{\text{a}}}{1+t/\tau}}}{1 + \frac{\gamma_{\text{inj}}}{\gamma_{\text{max}}} \left(e^{\frac{t/t_{\text{a}}}{1+t/\tau}} + \psi_0(t) - 1 \right)}. \quad (5.48)$$

Η παράμετρος A καθορίζει την αποδοτικότητα της επιτάχυνσης. Αυτό φαίνεται από την (5.48) αν θέσουμε μηδενικές απώλειες (ή ισοδύναμα $\gamma_{\text{max}} \rightarrow \infty$) και πάρουμε το όριο σε μεγάλους χρόνους, οπότε

$$\gamma_{\text{mx}} \equiv \gamma_1^{\alpha=0}(t \rightarrow \infty) = \gamma_{\text{inj}} e^{1/A}. \quad (5.49)$$

Παρατηρούμε δηλαδή ότι ακόμα και να μην υφίστανται απώλειες τα ηλεκτρόνια, η μέγιστη ενέργεια στην οποία φτάνουν είναι πεπερασμένη. Πιο συγκεκριμένα, όταν είναι $A \gg 1$ τότε $\gamma_{\text{mx}} \simeq \gamma_{\text{inj}}$, δηλαδή η επιτάχυνση είναι τόσο αναποτελεσματική που πρακτικά δεν λειτουργεί. Για να είναι αποδοτική η επιτάχυνση λοιπόν, πρέπει να είναι $A \ll 1$ ή $t_a \ll \tau$, οπότε και $\gamma_{\text{mx}} \gg \gamma_{\text{inj}}$. Μία εκτίμηση μεγέθους της ποσότητας A προκύπτει αν αντικαταστήσουμε τις τιμές των μεγεθών t_a και τ , οπότε

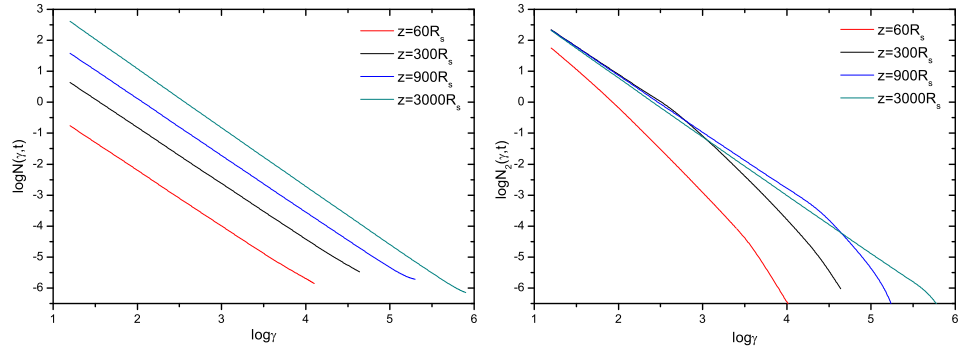
$$A \simeq 3 \cdot 10^{-3} \frac{\Gamma}{10} \left(\frac{B_0}{10 \text{ G}} \right)^{-2} \left(\frac{\bar{z}_{\text{inj}}}{10} \right)^{-1} \left(\frac{\gamma_{\text{max}}}{10^6} \right)^{-1} M_8^{-1}. \quad (5.50)$$

Απαιτούμε τη συνθήκη $t_a \ll \tau$ να ικανοποιείται και για έναν πιο ουσιαστικό λόγο. Σε χρόνο t_a το κρουστικό κύμα διανύει την περιοχή επιτάχυνσης ($L_{\text{AZ}} = u_{\text{sh}} t_a$) και αν είναι $A > 1$ τότε το μαγνητικό πεδίο μεταβάλλεται σημαντικά κατά μήκος της, αφού $B(t_a) = B_0/(1 + A)$. Αυτό έρχεται σε αντίθεση με την υπόθεση του μοντέλου που υπονοείται από την εξίσωση (5.27), ότι δηλαδή το μαγνητικό πεδίο είναι σταθερό κατά μήκος της περιοχής επιτάχυνσης.

Η εξέλιξη των κατανομών των ηλεκτρονίων στις δύο περιοχές παρουσιάζεται στο σχήμα 5.7. Οι παράμετροι που χρησιμοποιούμε είναι λίγο διαφορετικές από την Περίπτωση I για λόγους που θα εξηγήσουμε στη συνέχεια. Πιο συγκεκριμένα, το μαγνητικό πεδίο στο αρχικό ύψος είναι αρκετά ισχυρότερο, $B_0 = 30 \text{ G}$, ενώ τα υπόλοιπα χαρακτηριστικά του κρουστικού κύματος είναι παρόμοια με πριν $\gamma_{\text{inj}} = 10$, $\gamma_{\text{max}} = 10^6$, $s = 1.8$, $t_b = 6300 t_a$, $u_{\text{sh}} = 0.1c$ και το Q_0 είναι αυθαίρετο. Για το πεδίο φωτονίων επιλέγουμε λίγο μεγαλύτερο παράγοντα Lorentz, $\Gamma = 20$, και πιο λαμπρό δίσκο, $\ell = 10^{-2}$, ενώ οι υπόλοιπες παράμετροι είναι ίδιες $M_8 = 1$, $r_{\text{min}} = 3R_s$, $r_{\text{max}} = 10^3 R_s$ και $z_{\text{inj}} = 30R_s$. Οι επιλογές μας αυτές γίνονται έτσι ώστε ο ελάχιστος χρόνος επιτάχυνσης να είναι αρκετά μικρός, $t_a \simeq 1 \text{ s}$, και άρα η παράμετρος $A = 6 \cdot 10^{-4} \ll 1$, οπότε η επιτάχυνση των ηλεκτρονίων να είναι αποτελεσματική. Επιπλέον, με αυτές τις τιμές των παραμέτρων είναι $U_{\text{ph}}/U_B = 0.02$ όπως προκύπτει από την (5.22), οπότε η μέγιστη ενέργεια που αποκτούν τα ηλεκτρόνια είναι η γ_{max} .

Παρατηρούμε ότι οι κατανομές που παράγονται από το μοντέλο σε αυτή την περίπτωση είναι αρκετά διαφορετικές σε σχέση με την Περίπτωση I. Η πιο προφανής διαφορά είναι ότι τώρα δεν υπάρχει σταθερή κατάσταση. Στην περιοχή επιτάχυνσης σχηματίζεται ένας νόμος δύναμης που εκτείνεται σε ολοένα μεγαλύτερες ενέργειες μέχρι και την γ_{max} , αλλά συγχρόνως ‘ανεβαίνει’ προς μεγαλύτερες τιμές. Αυτό οφείλεται στο ότι ο χρόνος απόδρασης των ηλεκτρονίων αυξάνεται με το ύψος, οπότε αποδρούν διαρκώς λιγότερα ηλεκτρόνια προς την περιοχή ακτινοβολίας και άρα συσσωρεύονται στην περιοχή επιτάχυνσης.

Για τον ίδιο λόγο, ο αριθμός των ηλεκτρονίων στην περιοχή ακτινοβολίας αρχικά αυξάνεται όταν ο χρόνος απόδρασης είναι ακόμα σχετικά μικρός, και στη συνέχεια μειώνεται. Ένα άλλο χαρακτηριστικό της κατανομής των ηλεκτρονίων στην περιοχή ακτινοβολίας είναι ότι σε μικρά ύψη όπου το μαγνητικό πεδίο και το πεδίο φωτονίων είναι πιο έντονα, η κατανομή αποτελείται μόνο από ηλεκτρόνια που έχουν ‘ψυχθεί’, δηλαδή η κλίση της είναι $(s + 1)$. Όσο αυξάνεται το ύψος το φαινόμενο αυτό εξασθενεί μέχρι που η κατανομή να αποκτήσει τον εκθέτη του νόμου



Σχήμα 5.7: Η εξέλιξη της συνάρτησης κατανομής των ηλεκτρονίων στην περιοχή επιτάχυνσης (αριστερά) και στην περιοχή ακτινοβολίας (δεξιά).

δύναμης των ηλεκτρονίων της περιοχής επιτάχυνσης, s . Στην περίπτωση αυτή δηλαδή, συμβαίνει το αντίθετο από την Περίπτωση I και το σπάσιμο της κατανομής εξαφανίζεται με την πάροδο του χρόνου.

Τα αντίστοιχα πολυκυματικά φάσματα που παράγονται από το μοντέλο για αυτές τις παραμέτρους φαίνονται στο σχήμα 5.8. Παρατηρούμε ότι όπως συμβαίνει και στα ηλεκτρόνια, έτσι και το φάσμα των φωτονίων εκτείνεται διαρκώς σε μεγαλύτερες συχνότητες μέχρι να φτάσει στις μέγιστες δυνατές, $\nu_{s,\max} = \gamma_{\max}^2 \nu_0$ για τη synchrotron και τη $\nu_{c,\max} = \gamma_{\max} m_e c^2 / h$ για την ΥΕ συνιστώσα. Επίσης, το φάσμα εμφανίζει αρχικά τον εκθέτη $a = (3 - (s + 1))/2 = 0.1$ (γενικά είναι $\nu F_\nu \propto \nu^{1-(s-1)/2} \propto \nu^a$) που σχετίζεται με τα ηλεκτρόνια που έχουν ‘ψυχθεί’ και στη συνέχεια γίνεται $a = (3 - s)/2 = 0.6$. Ένα άλλο σημαντικό χαρακτηριστικό του φάσματος είναι ότι ενώ αρχικά η Compton συνιστώσα υπερσχύει της synchrotron, όσο περνά ο χρόνος συμβαίνει το αντίθετο.

5.4 Οι εκλάμψεις

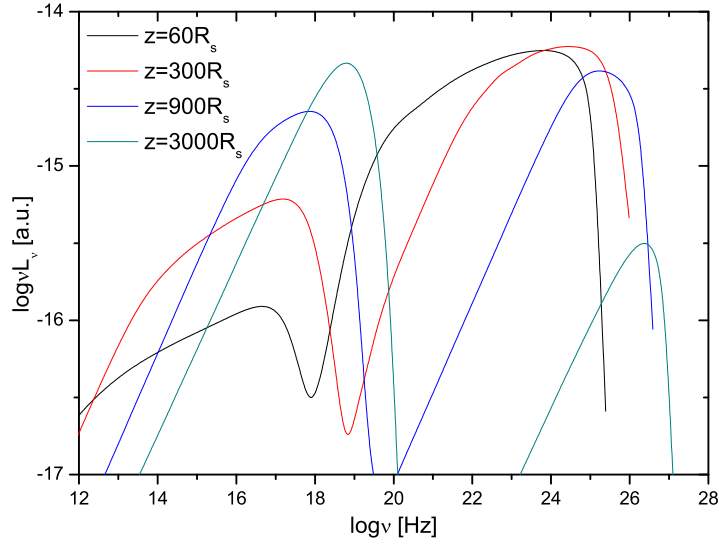
Με τις παραδοχές που έχουμε κάνει για το μοντέλο, αυτό μπορεί να δημιουργήσει εκλάμψεις μόνο αυξάνοντας το ρυθμό έγχυσης των ηλεκτρονίων. Θα υποθέσουμε ότι η μορφή αυτών των μεταβολών έχει το σχήμα σκαλοπατιού, δηλαδή ότι είναι ασυνεχής και εκφράζεται από τη σχέση (4.49)

$$Q(t) = Q_0 f_{st}(t; t_1, t_2, n). \quad (5.51)$$

Προχωρούμε στην ποιοτική μελέτη των εκλάμψεων που παράγονται από το μοντέλο σε κάθε περίπτωση ξεχωριστά.

Περίπτωση I

Στην περίπτωση αυτή το μαγνητικό πεδίο και οι χρόνοι επιτάχυνσης και απόδρασης είναι σταθεροί. Όπως είδαμε στην προηγούμενη παράγραφο, οι κατανομές

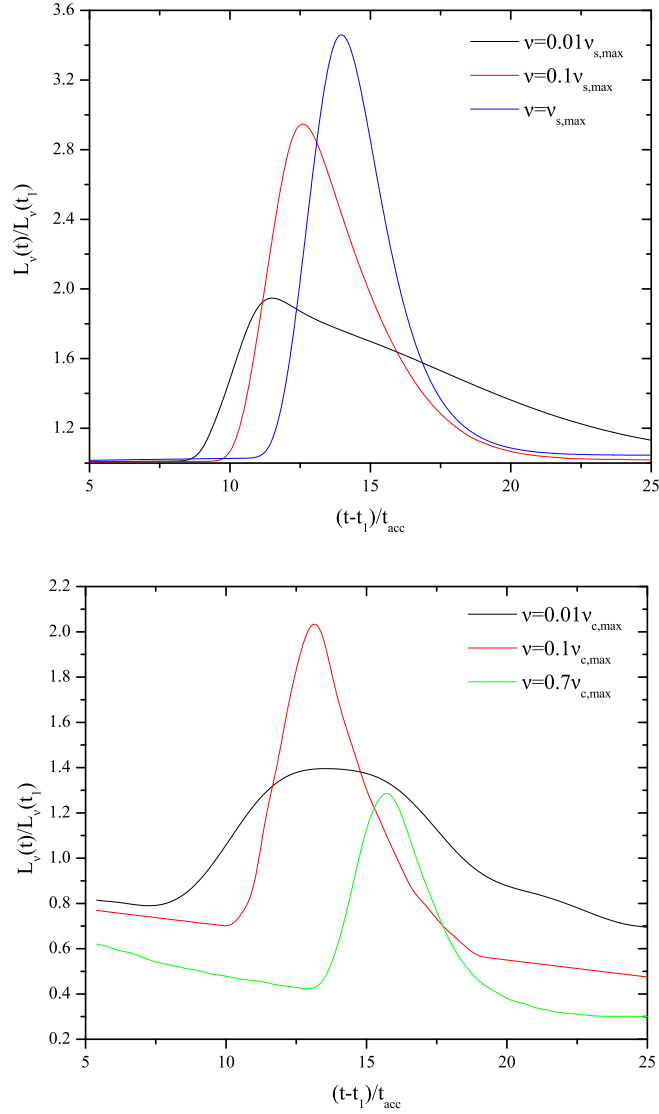


Σχήμα 5.8: Στιγμιότυπα του πολυκυματικού φάσματος για τις παραμέτρους που δίνονται στο κείμενο. Το ύψος στο οποίο αντιστοιχεί κάθε καμπύλη συνδέεται με το χρόνο μέσω της σχέσης $z = z_{sh}(t)$.

των ηλεκτρονίων και η synchrotron συνιστώσα του φάσματος φτάνουν σε σταθερή κατάσταση, αλλά δεν ισχύει το ίδιο για την ΥΕ συνιστώσα του φάσματος. Στο σχήμα 5.9 παρουσιάζονται οι εκλάμπεις που παράγονται από το μοντέλο όταν αυξάνεται ο ρυθμός έγχυσης κατά $n = 5$ για χρονικό διάστημα $\Delta t = t_2 - t_1 = 2t_{acc}$, τόσο στις ακτίνες X όσο και στις ακτίνες γ . Σε κάθε φασματική περιοχή έχουμε επιλέξει τρεις διαφορετικές συχνότητες, κανονικοποιημένες στη μέγιστη συχνότητα κάθε περιοχής, την $\nu_{s,max} = \gamma_{max}^2 \nu_0$ για τη synchrotron και τη $\nu_{c,max} = \gamma_{max} m_e c^2 / h$ για την ΥΕ συνιστώσα. Για τις τιμές των παραμέτρων που έχουμε επιλέξει, οι συχνότητες αυτές αντιστοιχούν στο σύστημα του παρατηρητή σε $100\delta_{10}$ keV και $5\delta_{10}$ TeV, όπου $\delta_{10} = \delta/10$ ο παράγοντας Doppler.

Παρατηρούμε ότι η μορφή των εκλάμπσεων είναι παρόμοια στις ακτίνες X και τις ακτίνες γ , με κύρια διαφορά ότι το υπόβαθρο στις ακτίνες γ μειώνεται με το χρόνο ενώ στις ακτίνες X είναι σταθερό. Αυτό οφείλεται στη διαρκώς μειούμενη λαμπρότητα της ΥΕ συνιστώσας του φάσματος, σε αντίθεση με τη σταθερή κατάσταση που έχει φτάσει η synchrotron συνιστώσα. Όσο αφορά τις εκλάμπεις των ακτίνων X, παρατηρούμε ότι η μορφή τους είναι ίδια με τις εκλάμπεις που εξετάσαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο.

Η διαταραχή του ρυθμού έγχυσης καθορίζεται από τρία μεγέθη, τη διάρκεια Δt , το ύψος n και το χρόνο έναρξης της t_1 , οπότε και η μορφή των παραγόμενων εκλάμπσεων θα εξαρτάται από τα ίδια μεγέθη. Προχωρούμε στη μελέτη της εξάρτησης των εκλάμπσεων από κάθε ένα ξεχωριστά και ξεκινούμε με τη χρονική διάρκεια της διαταραχής. Στο σχήμα 5.10 φαίνονται οι εκλάμπεις που παράγονται για δύο διαφορετικές τιμές της διάρκειας Δt . Παρατηρούμε ότι όταν η διαταραχή



Σχήμα 5.9: Οι εκλάμψεις που παράγει το μοντέλο στις ακτίνες X (επάνω σχήμα) και στις ακτίνες γ (κάτω σχήμα), όταν μεταβάλλεται ακαριαία ο ρυθμός έγχυσης ηλεκτρονίων κατά $n = 5$ για το χρονικό διάστημα $\Delta t = 2t_{acc}$. Οι συχνότητες $\nu_{s,max}$, $\nu_{c,max}$ για την τυπική τιμή του παράγοντα Doppler $\delta = 10$ αντιστοιχούν στις ενέργειες φωτονίων 100 keV και 5 TeV.

διαρκεί περισσότερο, τότε το μέγιστο της έκλαμψης εμφανίζεται αργότερα και σε μεγαλύτερο ύψος. Το συμπέρασμα αυτό ισχύει για τις εκλάμψεις τόσο σε ακτίνες X όσο και στις ακτίνες γ, ενώ δεν αλλάζει με τη συχνότητα, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.10. Να σημειώσουμε επίσης ότι στην παράγραφο 4.5.1 είχαμε καταλήξει

στα ίδια αποτελέσματα.

Η εξάρτηση των παραγόμενων εκλάμψεων από το ύψος της διαταραχής του ρυθμού έγχυσης φαίνεται στο σχήμα 5.11. Παρατηρούμε ότι διαταραχές με μεγαλύτερο ύψος προκαλούν εκλάμψεις ίδιας μορφής αλλά μεγαλύτερου ύψους. Το συμπέρασμα αυτό ταυτίζεται με αυτό της παραγράφου 4.5.1, οπότε διαπιστώνουμε ότι η ισχύς του επεκτείνεται και στις εκλάμψεις ακτίνων γ .

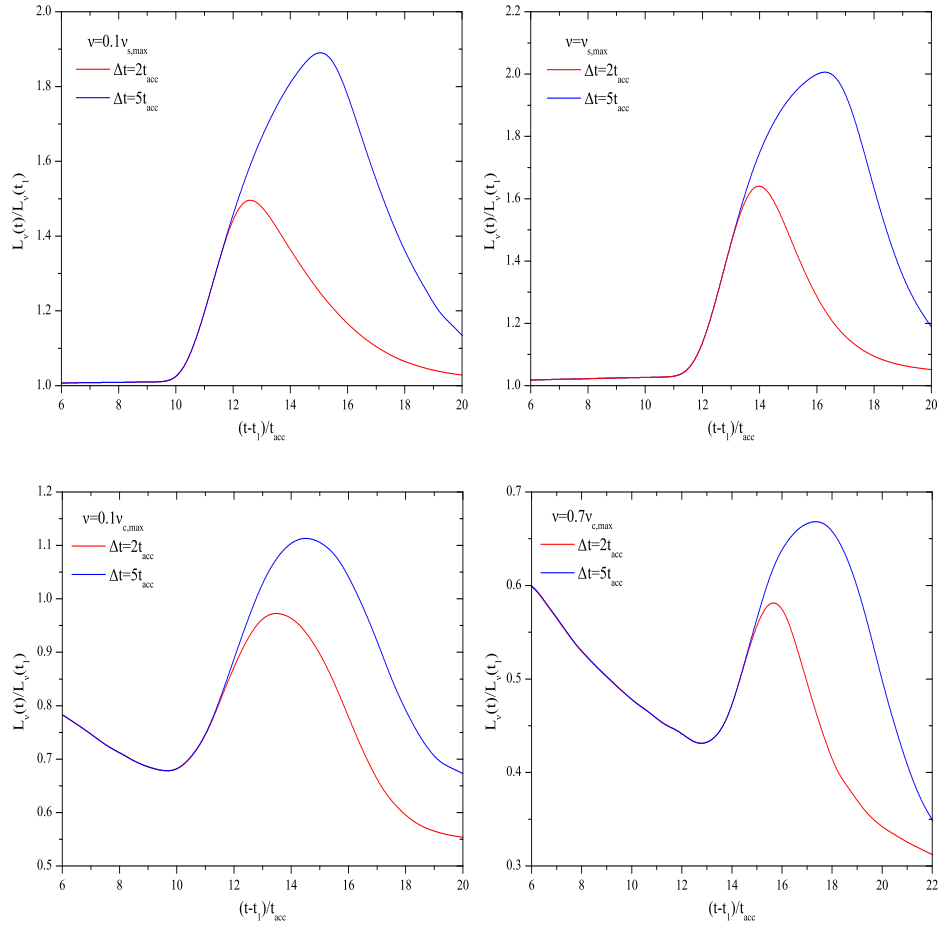
Σε αντίθεση με την παράγραφο 4.5.1, οι εκλάμψεις που εξετάζουμε τώρα εξαρτώνται και από το χρόνο έναρξης της διαταραχής του ρυθμού έγχυσης, t_1 . Αυτό ισχύει μόνο για τις εκλάμψεις στις ακτίνες γ , γιατί όπως είδαμε στην προηγούμενη παράγραφο, η ΥΕ συνιστώσα του φάσματος δεν φτάνει σε σταθερή κατάσταση, αλλά μειώνεται όσο περνάει ο χρόνος. Έτσι, ανάλογα με το πότε θα ξεκινήσει η διαταραχή θα είναι και διαφορετική η λαμπρότητα του υποβάθρου. Όσο αυξάνεται ο χρόνος t_1 , το υπόβαθρο των εκλάμψεων στις ακτίνες X θα σταθεροποιείται στη σταθερή κατάστασή του, ενώ το υπόβαθρο των ΥΕ εκλάμψεων διαρκώς θα μειώνεται. Έτσι, μετά από κάποιο χρόνο (πρακτικά $t_1 > t_b + 20t_{acc}$), θα πάρουμε εκλάμψεις μόνο στις ακτίνες X και οι ΥΕ εκλάμψεις θα είναι πολύ αμυδρές ώστε να ανιχνευθούν.

Συνοψίζοντας μπορούμε να πούμε ότι οι εκλάμψεις που παράγονται από το μοντέλο στις ακτίνες γ όταν συμπεριλάβουμε και τις απώλειες λόγω του πεδίου φωτονίων του δίσκου, έχουν παρόμοια μορφή με τις εκλάμψεις ακτίνων X που εξετάσαμε στο κεφάλαιο 4. Έτσι, τα ποιοτικά χαρακτηριστικά των εκλάμψεων στις ακτίνες X ισχύουν και για τις ΥΕ εκλάμψεις. Η μόνη διαφορά είναι ότι το υπόβαθρο της ακτινοβολίας στις ακτίνες γ μειώνεται με το χρόνο, γεγονός που οφείλεται στη διαρκώς μειούμενη λαμπρότητα της ΥΕ συνιστώσας του φάσματος.

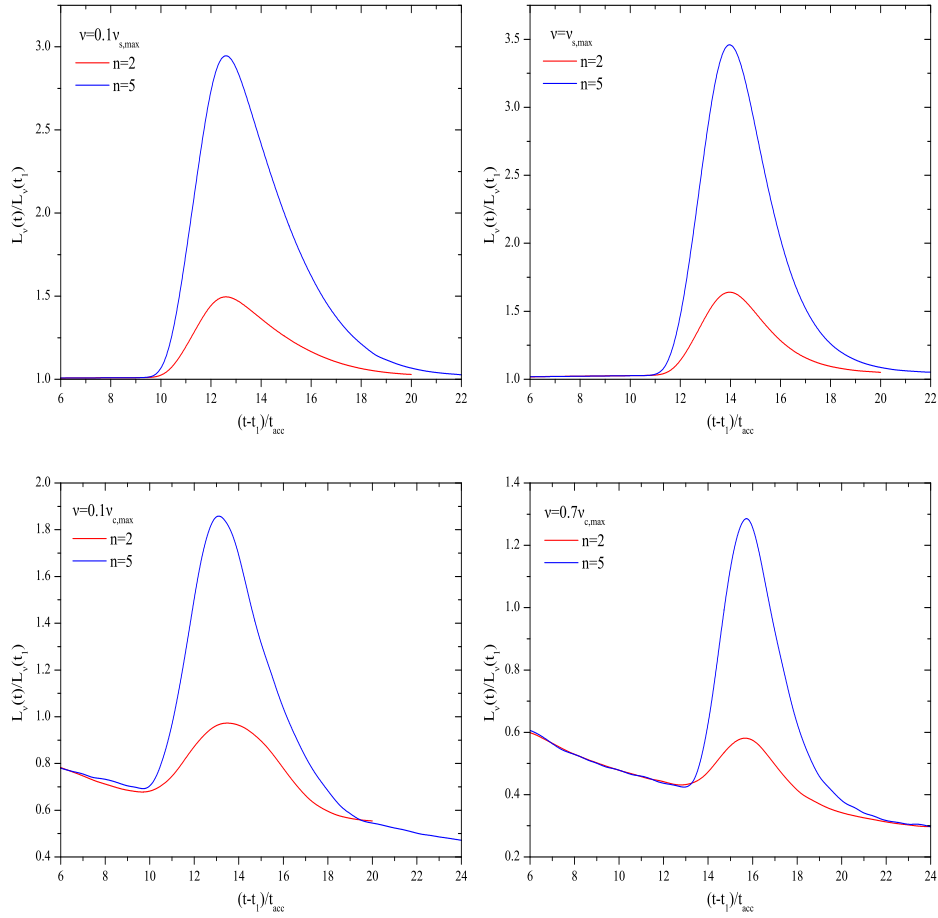
Περίπτωση II

Στην περίπτωση αυτή το μαγνητικό πεδίο μειώνεται με το ύψος και οι χρόνοι επιτάχυνσης και απόδρασης αυξάνονται. Όπως είδαμε στην προηγούμενη παράγραφο, οι κατανομές των ηλεκτρονίων και το φάσμα φωτονίων δεν φτάνουν σε σταθερή κατάσταση. Οι εκλάμψεις που παράγονται από το μοντέλο όταν αυξάνεται ο ρυθμός έγχυσης κατά $n = 3$ για χρονικό διάστημα $\Delta t = t_2 - t_1 = 0.1\tau$ ή ισοδύναμα για το χωρικό διάστημα $\Delta z = z_{sh}(t_2) - z_{sh}(t_1) = 3R_s$, τόσο στις ακτίνες X όσο και στις ακτίνες γ , παρουσιάζονται στο σχήμα 5.12. Οι παράμετροι του μοντέλου είναι ίδιες με την παράγραφο 5.3, ενώ η μεταβολή του ρυθμού έγχυσης ξεκινά στο ύψος $z_{sh}(t_1) = 240R_s$ όπου η Compton συνιστώσα του φάσματος είναι πολύ πιο έντονη από τη synchrotron. Για τις τιμές των παραμέτρων που έχουμε επιλέξει και επιπλέον για τον παράγοντα Doppler $\delta = \Gamma = 20$, η μέγιστη συχνότητα Compton είναι $\nu_{c,max}^{obs} = \delta\gamma_{max}m_e c^2/h = 10$ TeV, ενώ η αντίστοιχη synchrotron συνιστώσα δεν μπορεί να εκτιμηθεί από τη σχέση $\nu_{s,max}^{obs} = \delta\gamma_{max}^2\nu_0$, καθώς το μαγνητικό πεδίο μειώνεται με το ύψος. Παρ' όλα αυτά, από το σχήμα 5.8 προκύπτει $\nu_{s,max}^{obs} \simeq 100$ keV.

Παρατηρούμε ότι η μορφή των εκλάμψεων είναι παρόμοια στις ακτίνες X και τις ακτίνες γ , με τις εκλάμψεις μεγαλύτερης συχνότητας να έπονται αυτών σε χαμη-

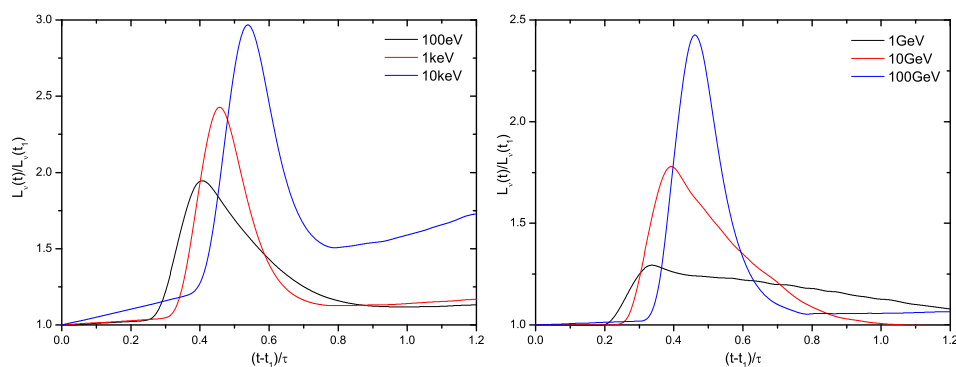


Σχήμα 5.10: *Επάνω*: Οι εκλάμψεις που παράγονται από την αύξηση του ρυθμού έγχυσης κατά $n = 2$ για δύο διαφορετικές χρονικές διάρκειες, στις συχνότητες $\nu = 0.1\nu_{s,\max}$ ή $10\delta_{10}$ keV (*αριστερά*) και $\nu = \nu_{s,\max}$ ή $100\delta_{10}$ keV (*δεξιά*). *Κάτω*: Οι αντίστοιχες εκλάμψεις στις ακτίνες γ , στα $500\delta_{10}$ GeV (*αριστερά*) και τα $3.5\delta_{10}$ TeV (*δεξιά*).



Σχήμα 5.11: *Επάνω*: Οι εκλάμψεις που παράγονται από την αύξηση του ρυθμού έγχυσης κατά δύο διαφορετικές τιμές για χρονικό διάστημα $\Delta t = 2t_{acc}$, στις συχνότητες $10\delta_{10}$ keV (*αριστερά*) και $100\delta_{10}$ keV (*δεξιά*).

Κάτω: Οι αντίστοιχες εκλάμψεις στις ακτίνες γ , στα $500\delta_{10}$ GeV (*αριστερά*) και τα $3.5\delta_{10}$ TeV (*δεξιά*).

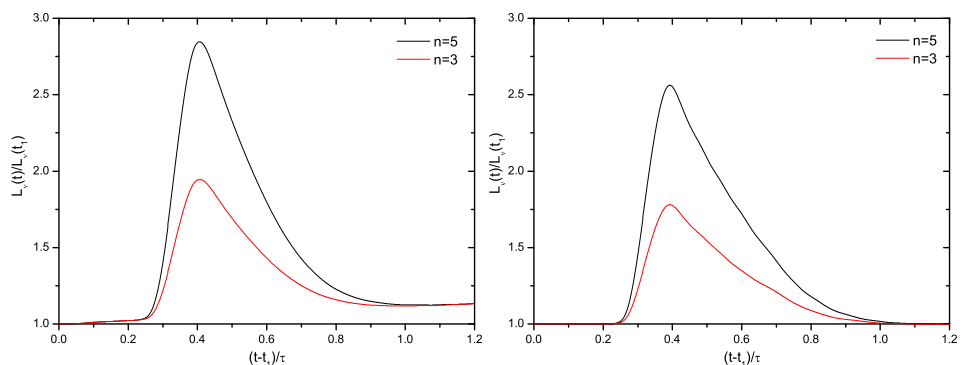


Σχήμα 5.12: Οι εκλάμψεις που παράγονται από την αύξηση του ρυθμού έγχυσης κατά $n = 3$ για χρονικό διάστημα $\Delta t = 0.1\tau$ σε τρεις διαφορετικές συχνότητες στις ακτίνες X (αριστερά) και στις ακτίνες γ (δεξιά). Η μεταβολή του ρυθμού έγχυσης ξεκίνησε στο ύψος $z_{sh}(t_1) = 240R_s$, όπου η Compton συνιστώσα του φάσματος είναι πολύ πιο έντονη από τη synchrotron.

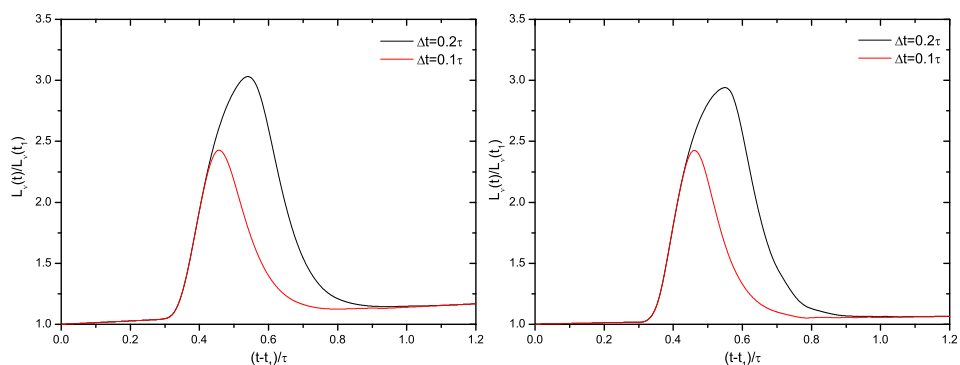
λότερη συχνότητα και το ύψος των εκλάμψεων να αυξάνεται με τη συχνότητα. Μία άλλη παρατήρηση είναι ότι το υπόβαθρο της ακτινοβολίας στις ακτίνες X αυξάνεται περισσότερο από το αντίστοιχο υπόβαθρο στις ακτίνες γ . Αυτό οφείλεται στο ότι τη χρονική στιγμή που ξεκινά η διαταραχή του ρυθμού έγχυσης η synchrotron συνιστώσα του φάσματος αυξάνει τη λαμπρότητά της, ενώ η ΥΕ συνιστώσα είναι σχετικά σταθερή, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.8.

Η εξάρτηση των παραγόμενων εκλάμψεων από το ύψος n και το πλάτος Δt της διαταραχής του ρυθμού έγχυσης φαίνεται στα σχήματα 5.13 και 5.14 αντίστοιχα. Παρατηρούμε ότι διαταραχές με μεγαλύτερο ύψος προκαλούν εκλάμψεις μεγαλύτερου ύψους, όπως είναι αναμενόμενο, που επιπλέον εμφανίζουν το μέγιστό τους την ίδια χρονική στιγμή. Μεγαλύτερου ύψους εκλάμψεις προκαλούνται και όταν αυξάνεται το πλάτος της διαταραχής του ρυθμού έγχυσης, αλλά τότε το μέγιστο των εκλάμψεων συμβαίνει αργότερα και επίσης οι εκλάμψεις είναι πιο πλατιές, διαρκούν δηλαδή περισσότερο. Οι παρατηρήσεις αυτές συμφωνούν και με την παράγραφο 4.5.1 και με την Περίπτωση I, ενώ ισχύουν τόσο σε ακτίνες X όσο και στις ακτίνες γ .

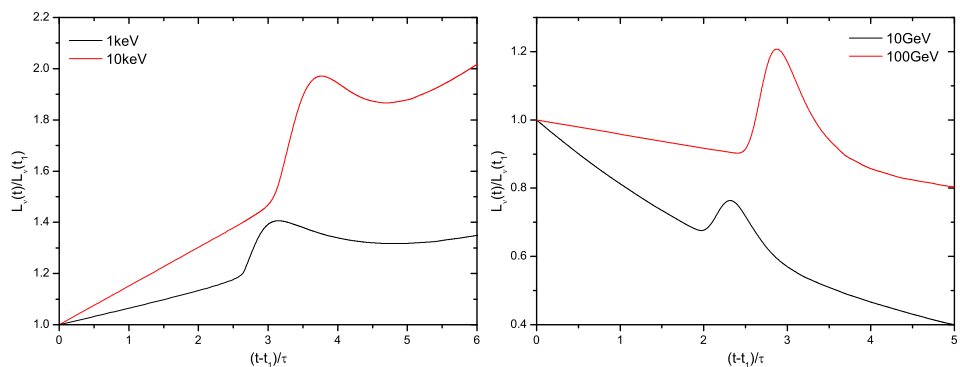
Όπως και στην προηγούμενη περίπτωση, ο χρόνος έναρξης της διαταραχής του ρυθμού έγχυσης, t_1 , παίζει σημαντικό ρόλο στη μορφή των εκλάμψεων. Στο σχήμα 5.15 φαίνονται οι εκλάμψεις που παράγονται από το μοντέλο σε επόμενη χρονική στιγμή από αυτή του σχήματος 5.12, και συγκεκριμένα όταν είναι $z_{sh}(t_1) = 630R_s$. Παρατηρούμε δύο εμφανείς διαφορές σε σχέση με το σχήμα 5.12. Πρώτον, η λαμπρότητα του υποβάθρου έχει διαφορετική συμπεριφορά, στις ακτίνες X αυξάνεται πιο γρήγορα, ενώ στις ακτίνες γ μειώνεται. Αυτό είναι αναμενόμενο από την εξέλιξη του φάσματος, όπως μπορεί να φανεί στο σχήμα 5.8. Η δεύτερη διαφορά και πιο σημαντική είναι ότι ο χρόνος που μεσολαβεί από την έναρξη της διαταραχής του ρυθμού έγχυσης μέχρι την έναρξη της έκλαμψης είναι τώρα πολύ μεγαλύτε-



Σχήμα 5.13: Η εξάρτηση των παραγόμενων εκλάμψεων από το ύψος n της διαταραχής του ρυθμού έγχυσης, στις συχνότητες 0.1 keV (αριστερά) και 10 GeV (δεξιά).



Σχήμα 5.14: Η εξάρτηση των παραγόμενων εκλάμψεων από το πλάτος Δt της διαταραχής του ρυθμού έγχυσης, στις συχνότητες 1 keV (αριστερά) και 100 GeV (δεξιά).



Σχήμα 5.15: Οι εκλάμψεις που παράγονται από την αύξηση του ρυθμού έγχυσης κατά $n = 3$ για χρονικό διάστημα $\Delta t = 0.1\tau$ σε δυο διαφορετικές συχνότητες στις ακτίνες X (αριστερά) και στις ακτίνες γ (δεξιά). Η μεταβολή του ρυθμού έγχυσης ξεκίνησε στο ύψος $z_{sh}(t_1) = 630R_s$, όπου η Compton και η synchrotron συνιστώσα του φάσματος έχουν παρόμοιες λαμπρότητες.

ρος, π.χ. η έκλαμψη σε 1 keV στο σχήμα 5.12 ξεκινά σε $\sim 0.3\tau$, ενώ η αντίστοιχη έκλαμψη του σχήματος 5.15 σε $\sim 2.5\tau$, ενώ και η διάρκεια της έκλαμψης είναι επίσης μεγαλύτερη. Αυτό οφείλεται στο ότι οι χρόνοι επιτάχυνσης και απωλειών που καθορίζουν τη χρονική συμπεριφορά των εκλάμψεων αυξάνονται με το ύψος.

Μία άλλη σημαντική διαφορά που έχουν οι εκλάμψεις στις δύο χρονικές στιγμές και δεν είναι προφανής, είναι η σχετική θέση της λαμπρότητας υποβάθρου στις ακτίνες X και στις ακτίνες γ . Από το σχήμα 5.8 φαίνεται ότι όταν $z_{\text{sh}}(t_1) = 240R_s$ η Compton συνιστώσα του φάσματος είναι πολύ πιο έντονη από τη synchrotron, οπότε οι εκλάμψεις ακτίνων X από αυτό το ύψος θα είναι πολύ αμυδρές για να παρατηρηθούν. Στη δεύτερη περίπτωση που $z_{\text{sh}}(t_1) = 630R_s$, οι δύο συνιστώσες του φάσματος είναι σε παρόμοια επίπεδα λαμπρότητας, οπότε θα παρατηρούσαμε εκλάμψεις και στις δυο φασματικές περιοχές. Για τις διαταραχές που θα ξεκινούσαν σε ακόμα μεγαλύτερο ύψος περιμένουμε ότι μόνο οι εκλάμψεις στις ακτίνες X θα ήταν παρατηρήσιμες.

Κεφάλαιο 6

Εκλάμψεις ακτίνων X και γ – Περίπτωση SSC

Στο κεφάλαιο αυτό θα ακολουθήσουμε μια διαφορετική προσέγγιση για την παραγωγή υψηλής ενέργειας ακτινοβολίας ενός ενεργού γαλαξία. Πιο συγκεκριμένα, θα υποθέσουμε ότι τα φωτόνια-στόχοι για το σκεδασμό Compton είναι τα ίδια τα synchrotron φωτόνια, οπότε το μοντέλο που θα εξετάσουμε είναι ένα SSC μοντέλο. Επιπλέον, αλλάζοντας τη μέχρι τώρα θεώρηση, το μοντέλο θα αποτελείται από μία μόνο ζώνη, δηλαδή η επιτάχυνση και η ακτινοβολία των σωματιδίων θα προέρχονται από την ίδια περιοχή.

Τα μονοζωνικά SSC μοντέλα είναι γενικά πολύ επιτυχημένα στο να εξηγούν τα πολυκυματικά φάσματα των blazar, αλλά στις περισσότερες περιπτώσεις δεν εξετάζουν την επιτάχυνση των σωματιδίων αναλυτικά. Το μοντέλο που θα μελετήσουμε σε αυτό το κεφάλαιο συνδυάζει τα συνηθισμένα χαρακτηριστικά των SSC μοντέλων με την επιτάχυνση των σωματιδίων. Αρχικά θα εξετάσουμε τις προϋποθέσεις ώστε η ακτινοβολία SSC να είναι σημαντική σε ένα ενεργό γαλαξία. Στη συνέχεια θα αναλύσουμε τον τρόπο με τον οποίο αντιμετωπίζεται η χρονο-εξαρτώμενη ακτινοβολία SSC στα πλαίσια ενός μονοζωνικού μοντέλου. Τέλος, θα εφαρμόσουμε το μοντέλο αυτό στον blazar Mrk 501 και πιο συγκεκριμένα θα προσπαθήσουμε να εξηγήσουμε τις εκλάμψεις ακτίνων γ που παρατηρήθηκαν πρόσφατα σε αυτό το αντικείμενο.

6.1 Η σημασία του SSC στους ενεργούς γαλαξίες

Στα πλαίσια των λεπτονικών μοντέλων των ενεργών γαλαξιών, η υψηλής ενέργειας ακτινοβολία τους οφείλεται στο σκεδασμό Compton φωτονίων χαμηλής ενέργειας. Τα διαθέσιμα πεδία φωτονίων προέρχονται από το δίσκο προσαύξησης, από τα νέφη που παράγουν τις πλατιές γραμμές εκπομπής, από την ακτινοβολία synchrotron κ.α.. Εμείς ασχοληθήκαμε με το σκεδασμό των φωτονίων του δίσκου και τώρα θα εξετάσουμε πόσο σημαντικός μπορεί να είναι ο σκεδασμός των ίδιων των synchrotron φωτονίων, δηλαδή η διαδικασία του SSC.

Ένα μέτρο του πόσο πιο έντονο είναι το SSC σε σχέση με το EC που εξετάσαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο είναι ο λόγος των ενεργειακών πυκνοτήτων των αντίστοιχων φωτονίων, U_{syn} και U_{ph} . Για τον υπολογισμό της ενεργειακής πυκνότητας των synchrotron φωτονίων, θα θεωρήσουμε μια κατανομή ηλεκτρονίων $n_e(\gamma)$ που βρίσκεται σε μια σφαιρική περιοχή ακτίνας R και όγκου V όπου υπάρχει μαγνητικό πεδίο έντασης B . Η U_{syn} μπορεί να υπολογιστεί από τη συνολική (βολομετρική) λαμπρότητα της ακτινοβολίας synchrotron μέσω της σχέσης

$$U_{\text{syn}} = \frac{L_{\text{syn}}}{4\pi R^2 c}. \quad (6.1)$$

Αν αγνοήσουμε για απλότητα την αυτο-απορρόφηση synchrotron, η συνολική λαμπρότητα είναι

$$L_{\text{syn}} = V \int_1^\infty d\gamma n_e(\gamma) \int_0^\infty d\nu L_\gamma^{\text{syn}}(\nu) = V \frac{4}{3} \sigma_T c U_B \int_1^\infty d\gamma n_e(\gamma) \gamma^2, \quad (6.2)$$

όπου χρησιμοποιήσαμε το ότι η συνολική λαμπρότητα που εκπέμπει ένα ηλεκτρόνιο είναι ίση με τις απώλειές του. Αντικαθιστώντας στην (6.1) προκύπτει

$$U_{\text{syn}} = \frac{4}{9} n_e \sigma_T R \langle \gamma^2 \rangle U_B, \quad (6.3)$$

όπου

$$\langle \gamma^2 \rangle = \frac{\int_1^\infty d\gamma n_e(\gamma) \gamma^2}{\int_1^\infty d\gamma n_e(\gamma)} \quad (6.4)$$

η μέση τιμή ως προς την κατανομή του τετραγώνου της ενέργειας των ηλεκτρονίων και n_e η πυκνότητά τους. Η ποσότητα $\tau_T = n_e \sigma_T R$ είναι το οπτικό βάθος Thomson και έτσι η (6.3) γράφεται

$$\frac{U_{\text{syn}}}{U_B} \simeq 10^5 \frac{\tau_T \langle \gamma^2 \rangle}{0.2 \cdot 10^6}. \quad (6.5)$$

Η σχέση αυτή σε συνδυασμό με την (5.22) μας επιτρέπει να εκτιμήσουμε το λόγο της ενεργειακής πυκνότητας των synchrotron φωτονίων προς αυτής των φωτονίων του δίσκου

$$\frac{U_{\text{syn}}}{U_{\text{ph}}} \simeq \frac{\tau_T \langle \gamma^2 \rangle}{0.2 \cdot 10^6} \frac{0.1}{\ell} \left(\frac{\Gamma}{10} \right)^2 \left(\frac{B_0}{0.1 \text{ G}} \right)^2 \left(\frac{z_{\text{inj}}}{30 R_s} \right)^2 M_8. \quad (6.6)$$

Παρά το ότι αυτή η σχέση ισχύει κάτω από συγκεκριμένες προϋποθέσεις (μαγνητικό πεδίο αντιστρόφως ανάλογο του ύψους, μεγάλο ύψος από το δίσκο), μας δίνει μια ένδειξη για το πότε η ακτινοβολία SSC είναι σημαντική. Παρατηρούμε ότι το SSC υπερισχύει της EC ακτινοβολίας όσο μεγαλύτερη είναι η πυκνότητα των ηλεκτρονίων, όσο μεγαλύτερο είναι το μαγνητικό πεδίο σε μεγαλύτερο ύψος και όσο μικρότερη είναι η λαμπρότητα του δίσκου. Η εκτίμηση αυτή επιβεβαιώνεται και από την κοινά αποδεκτή εικόνα της ακολουθίας των blazar, όπου όσο μικρότερη είναι η λαμπρότητα του δίσκου, τόσο πιο σημαντικό γίνεται το SSC. Στην πράξη βέβαια, σε ένα ενεργό γαλαξία θα συνεισφέρουν και οι δύο μηχανισμοί ακτινοβολίας, άλλος λιγότερο και άλλος περισσότερο.

6.2 Χρονο-εξαρτώμενη ακτινοβολία SSC

Στην παράγραφο 2.3 εξετάσαμε την ακτινοβολία SSC σε σταθερή κατάσταση για να δούμε τα βασικά χαρακτηριστικά αυτής της διαδικασίας. Για τη μελέτη εκλάμψεων και γενικότερα της χρονο-εξαρτώμενης ακτινοβολίας SSC χρειάζεται διαφορετική αντιμετώπιση. Επειδή το φάσμα SSC εξαρτάται από την κατανομή των ηλεκτρονίων και οι απώλειες των ηλεκτρονίων από το φάσμα των φωτονίων, η καταλληλότερη μέθοδος μελέτης του SSC είναι με τη χρήση κινητικών εξισώσεων. Έστω λοιπόν $n_e(\gamma, t)$ και $n_\gamma(x, t)$ οι διαφορικές αριθμητικές πυκνότητες ηλεκτρονίων και φωτονίων αντίστοιχα, με $x = \varepsilon/m_e c^2$. Οι εξισώσεις που περιγράφουν την εξέλιξη των δύο κατανομών είναι

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(\frac{\gamma}{t_{\text{acc}}} n_e \right) + \frac{n_e}{t_{\text{esc}}} + \mathcal{L}_e^{\text{syn}} + \mathcal{L}_e^{\text{ics}} = Q_e^{\text{ext}} + Q_e^{\gamma\gamma} \quad (6.7)$$

για τα ηλεκτρόνια και

$$\frac{\partial n_\gamma}{\partial t} + \frac{n_\gamma}{t_{\gamma, \text{esc}}} + \mathcal{L}_\gamma^{\gamma\gamma} + \mathcal{L}_\gamma^{\text{ssa}} = Q_\gamma^{\text{syn}} + Q_\gamma^{\text{ics}} \quad (6.8)$$

για τα φωτόνια.

Οι τελεστές \mathcal{L} δηλώνουν απώλειες ή απόδραση από το σύστημα, ενώ αντίθετα οι Q δηλώνουν έγχυση ή είσοδο σωματιδίων στο σύστημα. Οι διαδικασίες ακτινοβολίας που λαμβάνονται υπόψη στις κινητικές εξισώσεις είναι:

- Η ακτινοβολία synchrotron (που υποδηλώνεται από το δείκτη 'syn') που δρα ως πηγή φωτονίων και όρος απωλειών για τα ηλεκτρόνια
- Η αυτο-απορρόφηση synchrotron ('ssa') που οδηγεί σε απώλεια φωτονίων
- Ο αντίστροφος σκεδασμός Compton τόσο στο όριο Thomson όσο και στο Klein-Nishina ('ics') που δρα ως πηγή φωτονίων και όρος απωλειών για τα ηλεκτρόνια
- Η απορρόφηση φωτονίου-φωτονίου ('γγ') που δρα ως πηγή ηλεκτρονίων και όρος απωλειών για τα φωτόνια

Πιο συγκεκριμένα, ο ρυθμός απωλειών των ηλεκτρονίων λόγω ακτινοβολίας synchrotron (σχέση 2.6) είναι

$$\mathcal{L}_e^{\text{syn}} = -\frac{4}{3} \frac{\sigma_T c U_B}{m_e c^2} \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^2 n_e(\gamma, t)), \quad (6.9)$$

έχει δηλαδή την ίδια μορφή που θεωρήσαμε και στα προηγούμενα. Οι απώλειες λόγω αντίστροφου σκεδασμού Compton (σχέση 2.38) είναι στη γενική περίπτωση

$$\mathcal{L}_e^{\text{ics}} = -\frac{4}{3} \sigma_T c \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(\gamma^2 n_e(\gamma, t) \int_0^\infty dx' x' n_\gamma(x', t) g_c(4\gamma x', \gamma) \right) \quad (6.10)$$

και εξαρτώνται από την κατανομή των φωτονίων. Οι αντίστοιχοι όροι παραγωγής φωτονίων για αυτές τις δύο διαδικασίες υπολογίζονται από τη σχέση

$$Q_{\gamma}^{\text{syn,ics}} = \frac{1}{hx} \int_1^{\infty} d\gamma n_e(\gamma, t) L_{\gamma}^{\text{syn,ics}} \left(\frac{m_e c^2}{h} x \right). \quad (6.11)$$

Οι απώλειες των φωτονίων που οφείλονται στην αυτο-απορρόφηση synchrotron είναι $\mathcal{L}_{\gamma}^{\text{ssa}} = cn_{\gamma}(x, t)k_{\text{syn}}$ ή πιο αναλυτικά

$$\mathcal{L}_{\gamma}^{\text{ssa}} = \frac{n_{\gamma}(x, t)\lambda_c^3}{8\pi h x^2} \int_1^{\infty} d\gamma L_{\gamma}^{\text{syn}} \left(\frac{m_e c^2}{h} x \right) \left(-\gamma^2 \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^{-2} n_e(\gamma, t)) \right), \quad (6.12)$$

με λ_c το μήκος κύματος Compton. Η διαδικασία της απορρόφησης φωτονίου–φωτονίου είναι λιγότερο σημαντική, αλλά την συμπεριλαμβάνουμε για λόγους πληρότητας. Οι απώλειες των φωτονίων που οφείλονται στην $\gamma\gamma$ απορρόφηση (σχέση 2.60) είναι

$$\mathcal{L}_{\gamma}^{\gamma\gamma} = n_{\gamma}(x, t) \int_0^{\infty} dx' n_{\gamma}(x', t) R_{\gamma\gamma}(xx'). \quad (6.13)$$

Αν x και x' οι ενέργειες του υψηλής και του χαμηλής ενέργειας φωτονίου αντίστοιχα και υποθέσουμε ότι το ηλεκτρόνιο και το ποζιτρόνιο παράγονται με την ίδια ενέργεια, τότε η διατήρηση της ενέργειας για αυτή τη διαδικασία δίνει $2\gamma = x + x' \simeq x$. Έτσι, ο όρος έγχυσης των ηλεκτρονίων μπορεί να γραφτεί

$$Q_e^{\gamma\gamma} = 4n_{\gamma}(2\gamma, t) \int_0^{\infty} dx' n_{\gamma}(x', t) R_{\gamma\gamma}(2\gamma x'). \quad (6.14)$$

Τέλος, στην εξίσωση των φωτονίων συμπεριλαμβάνουμε και ένα όρο απόδρασης με χαρακτηριστικό χρόνο ίσο με το χρόνο διέλευσης της πηγής, $t_{\gamma, \text{esc}} = t_{\text{cr}} = R/c$, έτσι ώστε τα φωτόνια που παράγονται να μπορούν να διαφεύγουν και άρα να παρατηρούνται.

Η εξίσωση των ηλεκτρονίων ταυτίζεται με την αντίστοιχη εξίσωση της περιοχής επιτάχυνσης που είδαμε στο κεφάλαιο 4, αν εξαιρέσουμε τον όρο $Q_e^{\gamma\gamma}$ και αν θεωρήσουμε το όριο Thomson στο σκεδασμό Compton. Όπως και εκεί, λάβαμε υπόψη τους όρους επιτάχυνσης και απόδρασης με τους αντίστοιχους χαρακτηριστικούς χρόνους t_{acc} και t_{esc} . Επιπλέον, η επιτάχυνση συνοδεύεται από τον όρο της έγχυσης $Q_e^{\text{ext}} = Q_0 \delta(\gamma - \gamma_0)$ που εκφράζει την είσοδο στο σύστημα εξωτερικών μονοενεργητικών ηλεκτρονίων ενέργειας $\gamma_0 m_e c^2$ με το ρυθμό Q_0 . Με αυτό τον τρόπο μπορούμε να μελετήσουμε το πώς επιταχύνονται τα ηλεκτρόνια σε υψηλές ενέργειες. Η προσέγγιση που ακολουθούμε μοιάζει λοιπόν με αυτή του κεφαλαίου 4, αν και τώρα η επιτάχυνση και η ακτινοβολία των σωματιδίων συμβαίνει στην ίδια περιοχή. Να σημειώσουμε ότι στα συνήθη SSC μοντέλα η επιτάχυνση δεν εξετάζεται αναλυτικά, οπότε οι όροι επιτάχυνσης και απόδρασης απουσιάζουν από την εξίσωση των ηλεκτρονίων, ενώ η συνάρτηση της έγχυσης είναι ένας νόμος δύναμης μεταξύ κάποιων αυθαίρετων ενεργειών. Εξαίρεση αποτελούν τα μοντέλα των Katarzyński et al. (2006), Weidinger et al. (2010).

Για τον αυτοσυνεπή υπολογισμό της εξέλιξης των κατανομών ηλεκτρονίων και φωτονίων λοιπόν, χρειάζεται η λύση του πεπλεγμένου συστήματος ολοκληρω-διαφορικών εξισώσεων (6.7)–(6.8). Αυτό μπορεί να επιτευχθεί μόνο με αριθμητικές μεθόδους και ο τρόπος που θα χρησιμοποιήσουμε για την επίλυσή του στηρίζεται στο μοντέλο των Mastichiadis & Kirk (1997). Οι ακριβείς εκφράσεις των διάφορων τελεστών περιγράφονται στους Mastichiadis & Kirk (1995), ενώ κάποιες βελτιώσεις στον τρόπο υπολογισμού τους μπορούν να βρεθούν στους Mastichiadis et al. (2005). Αριθμητικές προσομοιώσεις δείχνουν ότι αυτό το σχήμα εξισορροπεί την ενέργεια που χάνουν τα ηλεκτρόνια με αυτή που εκπέμπουν τα φωτόνια σε ποσοστό $\sim 90\%$.

Από την κατανομή των φωτονίων μπορούμε να υπολογίσουμε το εκπεμπόμενο φάσμα από τη σχέση

$$L_\nu(t) = hV \frac{xn_\gamma(x, t)}{t_{\text{cr}}} \quad (6.15)$$

και στη συνέχεια να το μετασχηματίσουμε στο σύστημα του παρατηρητή με τη βοήθεια των (4.88). Με αυτές τις παραδοχές οι παράμετροι που καθορίζουν το φάσμα σε σταθερή κατάσταση είναι:

1. Ο παράγοντας Doppler $\delta = [\Gamma(1 - \beta_\Gamma \cos \theta)]^{-1}$.
2. Η ακτίνα της πηγής R , ή ισοδύναμα ο χρόνος διέλευσης στο σύστημα της πηγής $t_{\text{cr}} = R/c$.
3. Η ένταση του μαγνητικού πεδίου B .
4. Ο χρόνος επιτάχυνσης t_{acc} , με τον περιορισμό $t_{\text{acc}} \geq t_{\text{cr}}$.
5. Ο χρόνος απόδρασης από το σύστημα t_{esc} .
6. Ο ρυθμός έγχυσης ηλεκτρονίων Q_0 .

Η ενέργεια έγχυσης των ηλεκτρονίων γ_0 δεν επηρεάζει ιδιαίτερα το φάσμα αν σε τάξη μεγέθους είναι $\gamma_0 \sim 10$ όπως έχουμε δει, οπότε δεν θα την συμπεριλάβουμε στις παραμέτρους του μοντέλου.

Αν οι απώλειες Compton μπορούν να αγνοηθούν, τότε η (6.7) ταυτίζεται με την εξίσωση που ικανοποιούν τα ηλεκτρόνια στην περιοχή επιτάχυνσης του μοντέλου του κεφαλαίου 4. Έτσι, σε σταθερή κατάσταση, η συνάρτηση κατανομής των ηλεκτρονίων θα έχει τη μορφή

$$n_e(\gamma) \propto \gamma^{-2} \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{\gamma_{\text{max}}} \right)^{(t_{\text{acc}} - t_{\text{esc}})/t_{\text{esc}}}, \quad (6.16)$$

θα είναι δηλαδή ένας νόμος δύναμης με εκθέτη $-s = 2 + (t_{\text{acc}} - t_{\text{esc}})/t_{\text{esc}}$ στο διάστημα ενεργειών $\gamma_0 \leq \gamma \leq \gamma_{\text{max}} = (\alpha_0 t_{\text{acc}})^{-1}$, με $\alpha_0 = \sigma_\Gamma B^2 / (6\pi m_e c)$. Η παρουσία των SSC απωλειών όμως, δεν επιτρέπει την εύρεση μιας παρόμοιας αναλυτικής έκφρασης για την κατανομή των ηλεκτρονίων, λόγω της σύνθετης μορφής

των απωλειών στο όριο Klein-Nishina. Επιπλέον, από τον τρόπο επίλυσης της (6.7) εισάγεται μία ποσότητα αριθμητικής διάχυσης και έτσι η κατανομή δεν μηδενίζεται σε ενέργειες $\gamma > \gamma_{\max}$, αλλά παράγεται ένας απότομος νόμος δύναμης. Έτσι, η έκφραση (6.16) μπορεί να χρησιμοποιηθεί σαν μία προσεγγιστική λύση της (6.7).

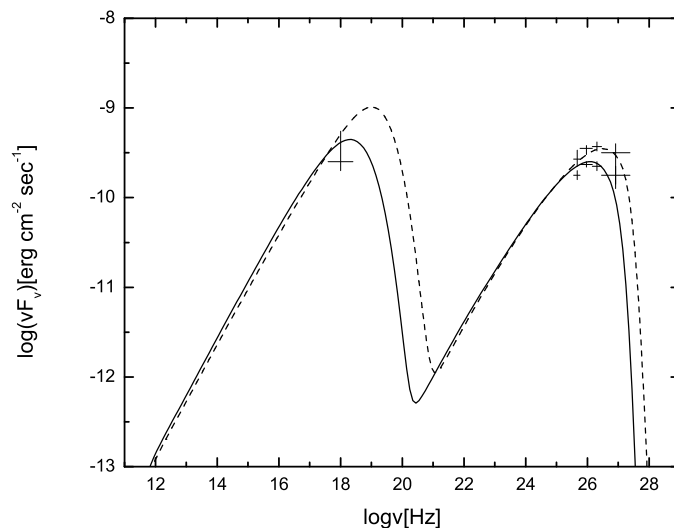
Στην ίδια προσέγγιση, το φάσμα των παραγόμενων φωτονίων synchrotron θα είναι επίσης ένας νόμος δύναμης, με εκθέτη $a = (3-s)/2$ (σε νF_ν διάγραμμα) που θα εκτείνεται μέχρι την παρατηρούμενη συχνότητα $\nu_{s,\max}^{\text{obs}} \simeq \delta \gamma_{\max}^2 \nu_0$. Η Compton συνιστώσα του φάσματος θα έχει τον ίδιο εκθέτη αν ο σκεδασμός γίνεται στο όριο Thomson, ενώ αν ο σκεδασμός γίνεται στο όριο Klein-Nishina ο εκθέτης θα είναι $a = 1 - s$. Το φάσμα Compton θα εκτείνεται μέχρι τη συχνότητα $\nu_{c,\max}^{\text{obs}} \simeq \gamma_{\max}^2 \nu_{s,\max}^{\text{obs}} = \delta \gamma_{\max}^4 \nu_0$ στο όριο Thomson και την $\nu_{c,\max}^{\text{obs}} \simeq \delta \gamma_{\max} m_e c^2 / h$ αλλιώς.

Η περιγραφή αυτή αλλάζει κατά τη διάρκεια μιας έκλαμψης. Αν υποθέσουμε ότι το σύστημα έχει φτάσει σε μια σταθερή κατάσταση, τότε μια μεταβολή, όπως π.χ. αν αυξηθεί ο ρυθμός έγχυσης, δημιουργεί ένα κύμα φρέσκων σωματιδίων που κινούνται προς μεγαλύτερες ενέργειες και έτσι παράγεται μια έκλαμψη στα φωτόνια. Επειδή σε αυτή την περίπτωση οι απώλειες δεν οφείλονται μόνο στην ακτινοβολία synchrotron αλλά και στο SSC, η έκλαμψη μπορεί να επιδρά στον προσδιορισμό του γ_{\max} . Πιο συγκεκριμένα, τα επιπλέον φωτόνια της έκλαμψης αυξάνουν τις συνολικές απώλειες των ηλεκτρονίων και, ανάλογα των συνθηκών, θα μπορούσε η μέγιστη ενέργεια να μειωθεί. Από το στήσιμο του μοντέλου, εκλάμψεις μπορούν να παραχθούν από τη μεταβολή τουλάχιστον μιας εκ των παραμέτρων μαγνητικό πεδίο, χρόνος επιτάχυνσης, χρόνος απόδρασης ή ρυθμός έγχυσης ηλεκτρονίων, όπως και στο κεφάλαιο 4.

6.3 Εφαρμογή στον ενεργό γαλαξία Mrk 501

Ο Mrk 501 είναι ο δεύτερος χρονολογικά blazar που παρατηρήθηκε σε ακτίνες γ υψηλών ενεργειών (Quinn et al. 1996). Είναι ένα κοντινό HBL αντικείμενο με ερυθρομετάθεση $z_r = 0.034$ και απόσταση λαμπρότητας $d_L = 150$ Mpc (για τις κοσμολογικές παράμετρους $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ και $\Omega_m = 0.3$) και για το λόγο αυτό υπάρχει πληθώρα παρατηρήσεών του, τόσο σε ακτίνες X όσο και στις ακτίνες γ . Εμείς θα εστιάσουμε σε μία έκλαμψη του Mrk 501 στις ακτίνες γ , όπως παρατηρήθηκε από το *MAGIC* τον Ιούλιο του 2005 (Albert et al. 2007a), όπου ο χρόνος υστέρησης μεταξύ των χαμηλής και υψηλής ενέργειας TeV φωτονίων ήταν $\tau = 4$ min.

Αρχικά, θα εφαρμόσουμε το μοντέλο που αναπτύξαμε στην προηγούμενη παράγραφο ώστε να εξηγήσουμε το φάσμα σταθερής κατάστασης. Οι παράμετροι που χρειάζονται για την προσαρμογή του θεωρητικού φάσματος στα παρατηρησιακά σημεία είναι $R = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}$, $\delta = 60$, $B = 0.5 \text{ G}$, $t_{\text{acc}} = 3t_{\text{cr}}$, $t_{\text{esc}} = 4.17t_{\text{cr}}$, $\gamma_0 = 1.1$ και $Q_0 = 5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ erg}^{-1}$, ενώ το αντίστοιχο φάσμα φαίνεται στο σχήμα 6.1. Με αυτές τις τιμές των παραμέτρων, ο χρόνος διέλευσης της πηγής στο σύστημα του παρατηρητή είναι $t_{\text{cr}}^{\text{obs}} \simeq 1.5 \text{ min}$. Η προσεγγιστική συνάρτηση κατανομής των ηλεκτρονίων είναι τότε ένας νόμος δύναμης με εκθέτη $s = -1.7$ που



Σχήμα 6.1: Στιγμιότυπα του πολυκυματικού φάσματος του Mrk 501 κατά τη διάρκεια της έκλαμψης. Η συμπαγής καμπύλη αναπαριστά το φάσμα σταθερής κατάστασης ή πιο σωστά το προ-έκλαμψης φάσμα. Η διακεκομμένη καμπύλη δείχνει το φάσμα τη χρονική στιγμή που η χρονικά ολοκληρωμένη ροή στα TeV είναι μέγιστη. Το φαινόμενο της απορρόφησης φωτονίου-φωτονίου στις TeV ενέργειες υπολογίστηκε όπως στους Konopelko et al. (2003).

εκτείνεται μέχρι τη μέγιστη ενέργεια $\gamma_{\max} = 2 \cdot 10^5$.

Οι τιμές των παραμέτρων που χρησιμοποιήσαμε για την εξήγηση του φάσματος του Mrk 501 είναι παρόμοιες με αυτές των Konopelko et al. (2003) για το ίδιο αντικείμενο. Σημειώνουμε ιδιαίτερα ότι και στις δύο περιπτώσεις ο παράγοντας Doppler πρέπει να έχει σχετικά υψηλή τιμή. Στην δική μας περίπτωση η επιλογή αυτή είναι υποχρεωτική, δεδομένης της ταχύτατης μεταβλητότητας της έκλαμψης (Begelman et al. 2008).

Στη συνέχεια θα προσπαθήσουμε να εξηγήσουμε τη μορφή των εκλάμψεων που παρατήρησε το *MAGIC*, καθώς και τη χρονική διαφορά άφιξης μεταξύ των διαφορετικής ενέργειας TeV φωτονίων. Η διαταραχή που προκαλείται από την αύξηση του ρυθμού έγχυσης Q_0 παράγει πάντα εκλάμψεις με σκληρή υστέρηση και ίσο ύψος, όπως έχουμε δει. Επειδή όμως οι παρατηρούμενες εκλάμψεις αυξάνουν σε ύψος με την ενέργεια, εκτός από το ρυθμό έγχυσης θα μειώσουμε συγχρόνως το χρόνο επιτάχυνσης και το μαγνητικό πεδίο, έτσι ώστε η μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων να αυξηθεί κατά την έκλαμψη.

Οι εκλάμψεις που παράγονται από μια μεταβολή αυτού του είδους στα ενεργειακά διαστήματα (0.15-0.25 TeV) και (1.2-10 TeV) φαίνονται στο σχήμα 6.2. Η παρατηρούμενη έκλαμψη προέρχεται από τη μεταβολή του Q_0 κατά ένα παράγο-

να ~ 13 για ένα χρονικό διάστημα $\Delta t = 1t_{\text{cr}}$ και την ταυτόχρονη μείωση των t_{acc} , B κατά ένα παράγοντα 1.7 για ένα χρονικό διάστημα $\Delta t = 30t_{\text{cr}}$, περίπου ίσο με τη διάρκεια της έκλαμψης. Επίσης, για να παραμείνει ο εκθέτης των ηλεκτρονίων ο ίδιος, μεταβάλλουμε και το χρόνο απόδρασης, t_{esc} , κατά τον ίδιο παράγοντα. Η μέγιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων αυξάνεται τότε κατά $1.7^3 \simeq 5$. Με αυτές τις τιμές, η χρονική διαφορά άφιξης των φωτονίων στα δύο ενεργειακά διαστήματα είναι περίπου $\tau \simeq 3$ min, σε συμφωνία με τις παρατηρήσεις.

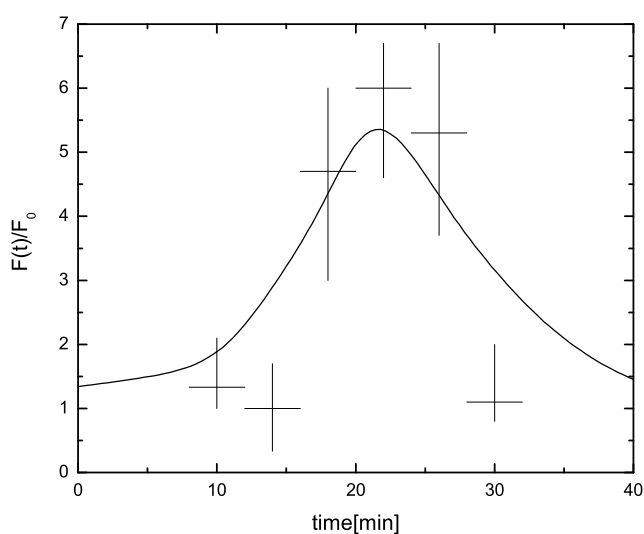
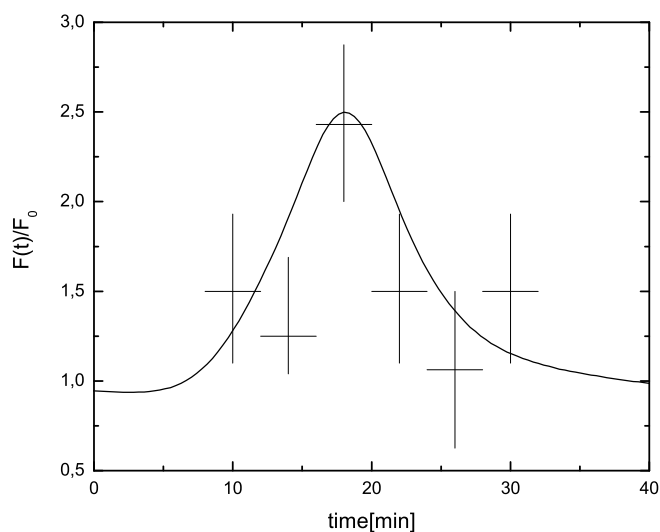
Όπως είδαμε στην Εισαγωγή, εκλάμψεις που εμφανίζουν σκληρή υστέρηση συνοδεύονται από χαρακτηριστικές καμπύλες σχήματος βρόχου και φοράς αντίθετης από αυτής των δεικτών του ρολογιού σε διαγράμματα φασματικού δείκτη-ροής ή λόγου σκληρότητας-ροής. Στο σχήμα 6.3 φαίνεται ο λόγος σκληρότητας (hardness ratio), που ορίζεται σε αυτή την περίπτωση ως $F(1-10\text{TeV})/F(0.25-1\text{TeV})$, συναρτήσει της ροής στα TeV. Η καμπύλη, όπως αναμένεται, ακολουθεί την αντίθετη φορά από αυτή των δεικτών του ρολογιού.

Η συγκεκριμένη έκλαμψη του Mrk 501 μελετήθηκε και από τους Zheng & Zhang (2011). Οι συγγραφείς αυτοί υιοθέτησαν ένα παρόμοιο SSC μοντέλο με το δικό μας, με κύρια διαφορά ότι η επιτάχυνση των ηλεκτρονίων που θεώρησαν ήταν δευτέρου είδους αντί για πρώτου, οπότε η κινητική εξίσωση για τα ηλεκτρόνια περιλάμβανε έναν όρο ακόμα. Επιπλέον, θεώρησαν ότι οι παραγόμενες εκλάμψεις οφείλονται μόνο στην αύξηση του ρυθμού έγχυσης των ηλεκτρονίων. Με αυτό τον τρόπο, μπόρεσαν να αναπαράγουν τη σκληρή υστέρηση των εκλάμψεων αλλά όχι και τη μορφή τους. Στη δική μας περίπτωση όπου μεταβάλλονται ταυτόχρονα περισσότερες παράμετροι, η μορφή των εκλάμψεων είναι πιο κοντά στην παρατηρούμενη.

Συνοψίζοντας, μπορούμε να πούμε ότι το μοντέλο που χρησιμοποιήσαμε για να εξηγήσουμε την έκλαμψη του Mrk 501 δίνει αρκετά καλά αποτελέσματα. Σύμφωνα με το μοντέλο, ηλεκτρόνια εγχέονται με χαμηλή ενέργεια στο σύστημα και στη συνέχεια επιταχύνονται σε υψηλές ενέργειες, ενώ χάνουν συγχρόνως ενέργεια εκπέμποντας ακτινοβολία synchrotron και SSC. Μία σύντομη αύξηση του ρυθμού έγχυσης μπορεί να οδηγήσει σε εκλάμψεις που παρουσιάζουν σκληρή υστέρηση. Καθώς τα φρέσκα ηλεκτρόνια επιταχύνονται σε μεγαλύτερες ενέργειες εκπέμπουν πρώτα τα χαμηλής και στη συνέχεια τα υψηλής ενέργειας φωτόνια. Αυτό συμβαίνει επιπλέον της εκπομπής σταθερής κατάστασης, στην οποία και επιστρέφουν με το τέλος της έκλαμψης. Σύμφωνα με αυτή την εικόνα λοιπόν, το *MAGIC* συνέλαβε την επιτάχυνση των ηλεκτρονίων την ώρα που συνέβαινε.

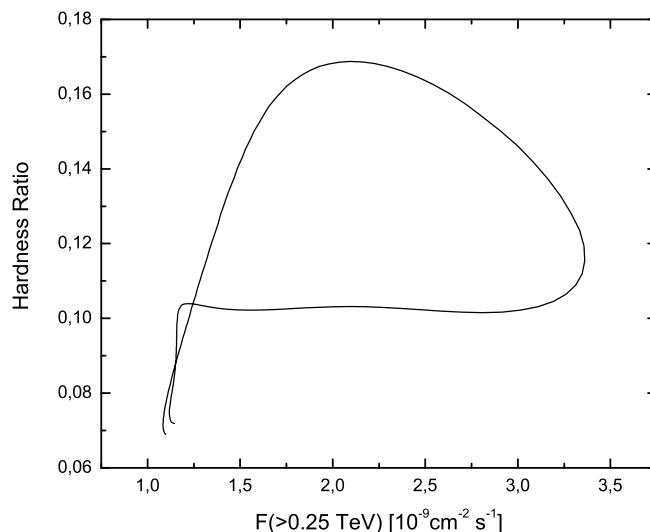
Ενώ η σκληρή υστέρηση μπορεί να εξηγηθεί με την αύξηση του ρυθμού έγχυσης των ηλεκτρονίων, η παρατηρούμενη αύξηση του ύψους των εκλάμψεων απαιτεί επιπλέον τη μείωση του χρόνου επιτάχυνσης ή/και του μαγνητικού πεδίου. Αν και η μεταβολή ενός μόνο μεγέθους είναι αρκετή, η ταυτόχρονη μεταβολή και των δυο παράγει καλύτερα αποτελέσματα. Η σύνθετη εικόνα που παρουσιάζουν οι blazars κατά τις εκλάμψεις τους όμως, δεν μας επιτρέπει να θεωρήσουμε ότι το θέμα έχει κλείσει.

Το μοντέλο που χρησιμοποιήσαμε είναι παρόμοιο με αυτό του κεφαλαίου 4 στο ότι οι απώλειες εξισορροπούν την επιτάχυνση, αλλά εδώ οι απώλειες περιλαμ-



Σχήμα 6.2: Η χρονική εξέλιξη της έκλαμψης που περιγράφεται στο κείμενο στα ενεργειακά διαστήματα (0.15-0.25 TeV) (επάνω σχήμα) και (1.2-10 TeV) (κάτω σχήμα). Ο χρόνος μετριέται στο σύστημα του εργαστηρίου. Τα παρατηρησιακά σημεία είναι από Albert et al. (2007a). Η χρονική διαφορά άφιξης των φωτονίων από τα δύο ενεργειακά διαστήματα είναι περίπου $\tau \simeq 3$ min.

βάνουν και τις απώλειες λόγω SSC. Αντίθετα όμως με το κεφάλαιο 4, είναι ένα μονοζωνικό μοντέλο, υποθέτει δηλαδή ότι τα σωματίδια που αποδρούν δεν εκπέ-



Σχήμα 6.3: Ο λόγος σκληρότητας $F(1 - 10\text{TeV})/F(0.25 - 1\text{TeV})$ συναρτήσει της ροής $F(> 0.25\text{TeV})$ για την έκλαμψη που περιγράφεται στο κείμενο. Η καμπύλη ακολουθεί την αντίθετη φορά από αυτή των δεικτών του ρολογιού.

μπουν ακτινοβολία. Αυτό συνεπάγεται ότι το μαγνητικό πεδίο στην περιοχή απόδρασης είναι πολύ μικρότερο από αυτό της περιοχής ακτινοβολίας. Επίσης, και οι απώλειες SSC μειώνονται μακριά από την περιοχή ακτινοβολίας, καθώς η ενεργειακή πυκνότητα των synchrotron φωτονίων μειώνεται εκεί (Gould 1979). Τέλος, να σημειώσουμε ότι παρ' όλο που η εξίσωση των ηλεκτρονίων, σχέση (6.7), είναι παρόμοια με την κινητική περιγραφή άλλων μοντέλων επιτάχυνσης (Ball & Kirk 1992), εμείς δεν ορίζουμε εδώ μια αναλυτική μέθοδο για την επιτάχυνση των σωματιδίων, όπως θα χρειαζόταν σε ταυτόχρονες μεταβολές πολλών παραμέτρων.

Το μοντέλο μας προβλέπει ότι η αύξηση του ρυθμού έγχυσης θα προκαλέσει εκλάμψεις και στις ακτίνες X, οι οποίες θα παρουσιάζουν επίσης σκληρή υστέρηση. Σε μη-σταθερή κατάσταση όμως, όπως μάλλον συμβαίνει κατά τη διάρκεια των εκλάμψεων, η σχέση μεταξύ της synchrotron και της SSC συνιστώσας αναμένεται να είναι πιο πολύπλοκη (Katarzyński et al. 2005).

Μια εναλλακτική εξήγηση για τη σκληρή υστέρηση των εκλάμψεων δόθηκε από τους Bednarek & Wagner (2008), οι οποίοι υπέθεσαν ότι ολόκληρη η πηγή της ακτινοβολίας επιταχύνεται και όχι μόνο τα ηλεκτρόνια. Σε αυτή την περίπτωση, η χρονική διαφορά άφιξης των φωτονίων με ενέργειες 20 και 200 GeV θα έπρεπε να είναι σχεδόν μια τάξη μεγέθους μεγαλύτερη από την παρατηρούμενη υστέρηση στα TeV. Το δικό μας μοντέλο από την άλλη, προβλέπει ότι η υστέρηση πρέπει να είναι ίδια σε όλη την περιοχή των ακτίνων γ . Έτσι, απομένει σε μελλοντικές παρατηρήσεις να διακρίνουν ποια από τις δύο περιπτώσεις συμβαίνει στον Mrk 501.

Κεφάλαιο 7

Επίλογος

Στην εργασία αυτή μας απασχόλησε η μεταβλητότητα των ενεργών γαλαξιών και πιο συγκεκριμένα το πώς αυτή συνδέεται με τις παραμέτρους της επιτάχυνσης των σωματιδίων. Για τη μελέτη της μεταβλητότητας των ενεργών γαλαξιών αναπτύξαμε ένα μοντέλο που μπορεί κατ' αρχήν να περιγράφει την εκπομπή τους σε σταθερή κατάσταση. Το μοντέλο που υιοθετήσαμε είναι ένα λεπτονικό μοντέλο δύο ζωνών. Σύμφωνα με αυτό, η πηγή της ακτινοβολίας ενός ενεργού γαλαξία είναι μία κυλινδρική περιοχή καθορισμένου μήκους που κινείται σχετικιστικά κατά μήκος του πίδακα και μπορεί να χωριστεί σε δύο επιμέρους ζώνες. Στην πρώτη ζώνη τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται από χαμηλές ενέργειες με το μηχανισμό Fermi πρώτης τάξης γύρω από ένα μη σχετικιστικό κρουστικό κύμα, ενώ χάνουν και ενέργεια λόγω της ακτινοβολίας που εκπέμπουν. Στη δεύτερη ζώνη εισέρχονται τα ηλεκτρόνια που αποδρούν από την πρώτη περιοχή και πλέον δεν επιταχύνονται, αλλά μόνο χάνουν ενέργεια.

Η εξέλιξη της κατανομής των ηλεκτρονίων στη ζώνη επιτάχυνσης περιγράφεται από μία κινητική εξίσωση όπου περιλαμβάνονται όροι επιτάχυνσης, απωλειών, απόδρασης και έγχυσης. Η αντίστοιχη εξίσωση στη ζώνη ακτινοβολίας έχει μόνο τον όρο των απωλειών, ενώ ο όρος της έγχυσης προκύπτει από τη λύση της πρώτης εξίσωσης. Η λύση των δύο αυτών εξισώσεων μας παρέχει τη χρονικά μεταβαλλόμενη κατανομή των ηλεκτρονίων σε όλο το μήκος της πηγής του ενεργού γαλαξία.

Από την κατανομή των ηλεκτρονίων προκύπτει και το εκπεμπόμενο φάσμα των φωτονίων. Οι διαδικασίες ακτινοβολίας που λάβαμε υπόψη είναι η ακτινοβολία synchrotron, που ευθύνεται για το μέρος του φάσματος από τις ραδιοσυχνότητες μέχρι και τις ακτίνες X, και ο αντίστροφος σκεδασμός Compton για την εκπομπή σε ακτίνες γ. Στη δεύτερη διαδικασία θεωρήσαμε δύο διαφορετικές περιπτώσεις για τα φωτόνια-στόχους. Στην πρώτη, τα φωτόνια που σκεδάζονται σε υψηλές ενέργειες προέρχονται από το δίσκο προσαύξησης του ενεργού γαλαξία, ενώ στη δεύτερη είναι τα ίδια τα synchrotron φωτόνια που παράγουν τα ηλεκτρόνια.

Η χρονική μεταβολή των παραμέτρων του μοντέλου επιτάχυνσης οδηγεί στην παραγωγή εκλάμψεων και γενικότερα σε μεταβλητότητα. Οι παράμετροι του μοντέλου που μεταβάλλαμε είτε ξεχωριστά είτε συνδυασμένα είναι ο ρυθμός έγχυσης

σωματιδίων, ο χρόνος επιτάχυνσης, ο χρόνος απόδρασης και η ένταση του μαγνητικού πεδίου. Με αυτό τον τρόπο παράχθηκε μια μεγάλη ποικιλία εκλάμψεων τόσο σε ακτίνες X όσο και στις ακτίνες γ, τις οποίες εξετάσαμε ως προς το είδος και τα ποιοτικά χαρακτηριστικά τους.

Τα βασικά συμπεράσματα που απορρέουν από το μοντέλο μας για τις εκλάμψεις ακτίνων X μπορούν να συνοψιστούν στα εξής. Από τη μέθοδο που ακολουθήσαμε προκύπτει ότι η μεταβολή οποιασδήποτε παραμέτρου του μοντέλου μπορεί να οδηγήσει στην παραγωγή εκλάμψεων. Επιπλέον, οι εκλάμψεις εμφανίζουν πάντα μαλακή υστέρηση, εκτός από τις περιπτώσεις που μεταβάλλεται ο ρυθμός έγχυσης ή ο χρόνος απόδρασης, οπότε υπάρχει μια περιοχή συχνοτήτων κοντά στη μέγιστη συχνότητα, όπου συμβαίνει το αντίθετο. Μάλιστα, διαφορετικές τιμές του ρυθμού έγχυσης οδηγούν σε μεταβολή του εύρους αυτής της περιοχής συχνοτήτων. Ένα άλλο βασικό χαρακτηριστικό των εκλάμψεων είναι ότι όσο αυξάνεται η συχνότητα τείνουν να γίνονται πιο συμμετρικές ενώ το πλάτος τους μειώνεται, με εξαίρεση την περίπτωση της μεταβολής του χρόνου απόδρασης, όπου το πλάτος των εκλάμψεων αυξάνεται σε υψηλές συχνότητες. Εξάλλου, το ύψος των εκλάμψεων αυξάνεται με τη συχνότητα σε όλες τις περιπτώσεις. Η αύξηση αυτή γίνεται πιο απότομη όταν μεταβάλλεται το μαγνητικό πεδίο ή ο χρόνος επιτάχυνσης. Τα παραπάνω χαρακτηριστικά όμως, είναι συνάρτηση της διάρκειας και του μεγέθους της αρχικής μεταβολής του συστήματος, με διαταραχές μεγαλύτερης διάρκειας και μεγέθους να οδηγούν σε εκλάμψεις μεγαλύτερου ύψους.

Τα χαρακτηριστικά των εκλάμψεων στις ακτίνες γ είναι ίδια με αυτά των ακτίνων X, τόσο στην περίπτωση του εξωτερικού σκεδασμού Compton με τα φωτόνια του δίσκου όσο και στην περίπτωση του SSC. Η κύρια διαφορά στην περίπτωση του εξωτερικού σκεδασμού είναι ότι ενώ στις εκλάμψεις ακτίνων X το υπόβαθρο έχει σταθερή τιμή, στις εκλάμψεις ακτίνων γ το υπόβαθρο διαρκώς μειώνεται. Αυτό οφείλεται στο ότι όσο απομακρυνόμαστε από το δίσκο προσαύξησης τόσο εξασθενεί το πεδίο φωτονίων του. Στην περίπτωση του SSC, τα χαρακτηριστικά των εκλάμψεων δεν παρουσιάζουν διαφορές, η μελέτη τους, όμως, γίνεται πιο δύσκολη λόγω της σύνθετης αλληλεπίδρασης ηλεκτρονίων-φωτονίων, ειδικά όταν ο σκεδασμός γίνεται στο όριο Klein-Nishina.

Η ποιοτική μελέτη των θεωρητικών εκλάμψεων που παράγονται από το μοντέλο διευκόλυνε τη σύγκριση με τις παρατηρούμενες εκλάμψεις σε δύο ενεργούς γαλαξίες. Στην περίπτωση του blazar 1ES 1218+304 μπορέσαμε να αναπαράγουμε τις παρατηρήσεις μιας έκλαμψης στις ακτίνες X, όπως την κατέγραψε το *Suzaku*. Πιο συγκεκριμένα, μεταβάλλοντας το ρυθμό έγχυσης σωματιδίων εξηγήσαμε τις χρονικές διαφορές μεταξύ των μεγίστων των εκλάμψεων στα διαφορετικά ενεργειακά διαστήματα των ακτίνων X, καθώς και τη μορφή των εκλάμψεων.

Στην περίπτωση του blazar Mrk 501 χρειάστηκε μια συνδυασμένη μεταβολή όλων των παραμέτρων του μοντέλου για να εξηγήσουμε την έκλαμψη που παρατήρησε το *MAGIC*. Υποθέτοντας επιπλέον ότι η εκπομπή σταθερής κατάστασης του Mrk 501 στις ακτίνες γ οφείλεται στη διαδικασία του SSC, εξηγήσαμε την παρατηρούμενη χρονική διαφορά άφιξης των TeV φωτονίων, της τάξης των μερικών λεπτών.

Η επιτυχής εφαρμογή του μοντέλου σε αυτά τα δύο αντικείμενα δείχνει ότι, παρ' όλες τις παραδοχές που έχουμε κάνει, το μοντέλο μπορεί να περιγράψει ικανοποιητικά την επιτάχυνση των σωματιδίων στους ενεργούς γαλαξίες. Κάποιες βελτιώσεις βέβαια μπορούν να γίνουν. Το μοντέλο θα ήταν πληρέστερο αν λάμβανε συγχρόνως υπόψη και τη διαδικασία του SSC και του εξωτερικού σκεδασμού Compton, με τις αντίστοιχες απώλειες των ηλεκτρονίων. Η γενίκευση αυτή στην περίπτωση ενός μονοζωνικού μοντέλου είναι εύκολη, αλλά σε ένα διζωνικό μοντέλο γίνεται αρκετά πολύπλοκη. Ο κύριος λόγος για αυτό είναι ότι τότε θα έπρεπε να θεωρήσουμε και τα φαινόμενα διάδοσης του φωτός από όλη την έκταση της πηγής. Κάτι άλλο που θα μπορούσαμε να βελτιώσουμε στο μοντέλο είναι η περιγραφή της επιτάχυνσης. Πιο συγκεκριμένα, θα μπορούσαμε να θεωρήσουμε ότι τα σωματίδια επιταχύνονται με ένα συνδυασμό των επιταχύνσεων Fermi πρώτου και δεύτερου είδους ή ακόμα και ότι οι χαρακτηριστικοί χρόνοι απόδρασης και επιτάχυνσης εξαρτώνται από την ενέργεια των σωματιδίων.

Καταλήγοντας, μπορούμε να πούμε ότι το μοντέλο που εξετάσαμε είναι μια πρώτη ικανοποιητική προσέγγιση στο πρόβλημα του πώς συνδέεται η μεταβλητότητα των ενεργών γαλαξιών με τα χαρακτηριστικά της επιτάχυνσης των σωματιδίων. Η μελέτη αυτή κατέδειξε τα ποιοτικά χαρακτηριστικά των εκλάμψεων που παράγονται στις ακτίνες X και γ όταν μεταβάλλονται οι παράμετροι της επιτάχυνσης. Με τη μέθοδο αυτή, μπορεί κάποιος να συμπεράνει από τις παρατηρούμενες εκλάμψεις τις μεταβολές που υφίστανται τα ηλεκτρόνια στον πίδακα ενός ενεργού γαλαξία.

Παράρτημα Α΄

Οι φυσικές σταθερές

Το σύστημα μονάδων που χρησιμοποιούμε σε όλη την εργασία είναι το cgs. Οι τιμές των φυσικών σταθερών που δίνονται στον πίνακα Α.1 θεωρούνται γνωστές και δεν αναφέρονται στο κυρίως κείμενο της εργασίας.

Πίνακας Α΄.1: Οι φυσικές σταθερές

σύμβολο	όνομα	τιμή
h	σταθερά Planck	$6.626 \cdot 10^{-27} \text{ erg s}$
e	φορτίο ηλεκτρονίου	$4.803 \cdot 10^{-10} \text{ esu}$
c	ταχύτητα φωτός	$2.998 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$
r_e	κλασική ακτίνα ηλεκτρονίου	$2.818 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$
σ_T	ενεργός διατομή Thomson	$6.652 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$
λ_c	μήκος κύματος Compton	$2.426 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$
α_f	σταθερά λεπτής υφής	$7.297 \cdot 10^{-3}$
α_r	σταθερά ακτινοβολίας	$7.566 \cdot 10^{-15} \text{ erg K}^{-4} \text{ cm}^{-3}$
σ	σταθερά Steffan-Boltzmann	$5.67 \cdot 10^{-5} \text{ erg K}^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
m_e	μάζα ηλεκτρονίου	$9.109 \cdot 10^{-28} \text{ g}$
m_p	μάζα πρωτονίου	$1.673 \cdot 10^{-24} \text{ g}$
M_\odot	μάζα Ήλιου	$1.989 \cdot 10^{33} \text{ g}$
k	σταθερά Boltzmann	$1.38 \cdot 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$
G	σταθερά βαρύτητας	$6.673 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-2}$
AU	μέση απόσταση Γης-Ήλιου	$1.496 \cdot 10^{13} \text{ cm}$
pc	παρσέκ	$3.0856 \cdot 10^{18} \text{ cm}$

Παράρτημα Β'

Μετασχηματισμός Lorentz σε τυχαία διεύθυνση

Στο παράρτημα αυτό μελετάμε πως μετασχηματίζεται η τετραορμή ενός φωτονίου σε ένα κινούμενο σύστημα κατά τυχαία διεύθυνση. Έστω λοιπόν K το ακίνητο σύστημα όπου ένα φωτόνιο έχει ενέργεια ε και διεύθυνση \hat{n} που καθορίζεται από τις σφαιρικές συντεταγμένες (ϑ, ϕ) και K' το κινούμενο με παράγοντα Lorentz γ σύστημα κατά τη διεύθυνση \hat{n}_e (ϑ_e, ϕ_e) , όπου το φωτόνιο έχει ενέργεια ε' και διεύθυνση \hat{n}' (ϑ', ϕ') . Η τετραορμή του φωτονίου στα δύο συστήματα είναι

$$P_K^i = \frac{\varepsilon}{c} (1, \sin \vartheta \cos \phi, \sin \vartheta \sin \phi, \cos \vartheta)$$

και

$$P_{K'}^i = \frac{\varepsilon'}{c} (1, \sin \vartheta' \cos \phi', \sin \vartheta' \sin \phi', \cos \vartheta').$$

Ο μετασχηματισμός προώθησης Lorentz σε τυχαία διεύθυνση \hat{n}_e με παράγοντα ταχύτητας $\vec{\beta} = \beta \hat{n}_e$, όπου $\beta = \sqrt{1 - \gamma^{-2}}$, δίνεται από τη σχέση $P_{K'}^i = L_i^j(\vec{\beta}) \cdot P_K^i$. Ο πίνακας του μετασχηματισμού είναι

$$L(\vec{\beta}) = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma \vec{\beta}^t \\ \gamma \vec{\beta} & I_3 + \frac{\gamma-1}{\beta^2} \vec{\beta} \cdot \vec{\beta}^t \end{pmatrix}, \quad (B'.1)$$

όπου $\vec{\beta}^t$ ο ανάστροφος του πίνακα $\vec{\beta}$ και I_3 ο 3×3 μοναδιαίος πίνακας. Αναλύοντας σε συνιστώσες τη σχέση του μετασχηματισμού και μετά από κάποιες πράξεις καταλήγουμε στις

$$\varepsilon' = \gamma \varepsilon (1 - \beta \cos \Phi) \quad (B'.2)$$

$$\mu' = \frac{\mu + ((\gamma - 1) \cos \Phi - \beta \gamma) \mu_e}{\gamma(1 - \beta \cos \Phi)} \quad (B'.3)$$

$$\tan \phi' = \frac{\sqrt{1 - \mu^2} \sin \phi + ((\gamma - 1) \cos \Phi - \beta \gamma) \sqrt{1 - \mu_e^2} \sin \phi_e}{\sqrt{1 - \mu^2} \cos \phi + ((\gamma - 1) \cos \Phi - \beta \gamma) \sqrt{1 - \mu_e^2} \cos \phi_e} \quad (B'.4)$$

όπου

$$\cos \Phi = \hat{n} \cdot \hat{n}_e = \mu \mu_e + \sqrt{1 - \mu^2} \sqrt{1 - \mu_e^2} \cos(\phi - \phi_e) \quad (\text{B'.5})$$

είναι το συνημίτονο της γωνίας μεταξύ της διεύθυνσης του φωτονίου και αυτής του μετασχηματισμού. Η (B'.2) είναι η γνωστή σχέση Doppler και οι (B'.3), (B'.4) οι σχέσεις αποπλάνησης του φωτός. Οι αντίστροφοι μετασχηματισμοί προκύπτουν με τον συνήθη τρόπο, δηλαδή εναλλάσσοντας τονούμενες με άτονες ποσότητες και αλλάζοντας το πρόσημο του β . Επίσης χρειάζεται και η σχέση

$$\cos \Phi' = \hat{n}' \cdot \hat{n}_e = \frac{\cos \Phi - \beta}{1 - \beta \cos \Phi}. \quad (\text{B'.6})$$

Από τις σχέσεις αποπλάνησης του φωτός μπορούμε να υπολογίσουμε και το μετασχηματισμό της στερεάς γωνίας μεταξύ των δύο συστημάτων από τη σχέση

$$\frac{d\Omega'}{d\Omega} = |J|, \quad (\text{B'.7})$$

όπου J η Ιακωβιανή του μετασχηματισμού από τις συντεταγμένες (μ, ϕ) στις (μ', ϕ') που δίνεται από την

$$J = \begin{pmatrix} \frac{\partial \mu'}{\partial \mu} & \frac{\partial \mu'}{\partial \phi} \\ \frac{\partial \phi'}{\partial \mu} & \frac{\partial \phi'}{\partial \phi} \end{pmatrix}. \quad (\text{B'.8})$$

Υπολογίζοντας τις μερικές παραγώγους με τη βοήθεια των σχέσεων (B'.3) και (B'.4) και μετά από αρκετές πράξεις καταλήγουμε

$$\frac{d\Omega'}{d\Omega} = \frac{1}{\gamma^2(1 - \beta \cos \Phi)^2}. \quad (\text{B'.9})$$

Παρατηρούμε ότι αν η διεύθυνση του μετασχηματισμού είναι ο z άξονας, τότε $\mu_e = 1$ και $\cos \Phi = \mu$, τότε καταλήγουμε στις γνωστές σχέσεις

$$\mu' = \frac{\mu - \beta}{1 - \beta \mu} \quad (\text{B'.10})$$

$$\phi' = \phi \quad (\text{B'.11})$$

$$\frac{d\Omega'}{d\Omega} = \frac{1}{\gamma^2(1 - \beta \mu)^2}. \quad (\text{B'.12})$$

Παράρτημα Γ'

Γενική λύση της εξίσωσης συνέχειας

Στο παράρτημα αυτό δίνουμε τη γενική λύση της εξίσωσης συνέχειας

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \gamma} [N\dot{\gamma}(\gamma, t)] + Nr(\gamma, t) = Q(\gamma, t) \quad (\Gamma'.1)$$

με την αρχική συνθήκη $N(\gamma, 0) = N_0(\gamma)$. Η εξίσωση αυτή εκφράζει την διατήρηση του αριθμού $N(\gamma, t)d\gamma$ των σωματιδίων με παράγοντα Lorentz στο διάστημα $(\gamma, \gamma + d\gamma)$. Η ποσότητα $\dot{\gamma}$ είναι ο ρυθμός μεταβολής της ενέργειας των σωματιδίων, r είναι ο ρυθμός απόδρασης από το σύστημα και Q είναι ο ρυθμός έγχυσης σωματιδίων στο σύστημα.

Η λύση γραμμικών διαφορικών εξισώσεων πρώτης τάξης όπως η $(\Gamma'.1)$ προκύπτει με τη μέθοδο των χαρακτηριστικών, δηλαδή την εύρεση καμπυλών κατά μήκος των οποίων η εξίσωση ανάγεται σε συνήθη διαφορική εξίσωση. Η $(\Gamma'.1)$ μπορεί να γραφτεί

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \dot{\gamma}(\gamma, t) \frac{\partial N}{\partial \gamma} + N\xi(\gamma, t) = Q(\gamma, t) \quad (\Gamma'.2)$$

με $\xi = r + \partial\dot{\gamma}/\partial\gamma$. Κάνοντας το μετασχηματισμό από τις συντεταγμένες (γ, t) στις (γ_0, t) όπου γ_0 η αρχική συνθήκη του προβλήματος αρχικών τιμών

$$\begin{aligned} \frac{d\gamma}{dt} &= \dot{\gamma}(\gamma, t) \\ \gamma(t_0) &= \gamma_0 \end{aligned} \quad (\Gamma'.3)$$

η $(\Gamma'.2)$ ανάγεται στη συνήθη διαφορική εξίσωση

$$\frac{dN}{dt} + N\xi(\gamma_0, t) = Q(\gamma_0, t), \quad (\Gamma'.4)$$

με τη γενική λύση

$$N(\gamma_0, t) = N_0(\gamma_0)e^{-\int_0^t dt' \xi(\gamma_0, t')} + \int_0^t dt_0 Q(\gamma_0, t_0)e^{-\int_{t_0}^t dt' \xi(\gamma_0, t')}. \quad (\Gamma'.5)$$

Η λύση αυτή ισχύει κατά μήκος της χαρακτηριστικής καμπύλης που καθορίζεται από την αρχική συνθήκη γ_0 . Για να πάρουμε τη γενική λύση σε όλο το επίπεδο (γ, t) πρέπει να αντικαταστήσουμε τον αντίστροφο μετασχηματισμό $\gamma_0 = \gamma_0(\gamma, t; t_0)$, οπότε παίρνουμε τελικά

$$N(\gamma, t) = N_0[\gamma_0(\gamma, t; 0)]e^{-\int_0^t dt' \xi[\gamma_0(\gamma, t; t'), t']} + \int_0^t dt_0 Q[\gamma_0(\gamma, t; t_0), t_0]e^{-\int_{t_0}^t dt' \xi[\gamma_0(\gamma, t; t'), t']}. \quad (\Gamma'.6)$$

Στη συνηθισμένη περίπτωση που αρχικά δεν υπάρχουν σωματίδια, $N_0(\gamma) = 0$, η γενική λύση παίρνει την απλούστερη μορφή

$$N(\gamma, t) = \int_0^t dt_0 Q[\gamma_0(\gamma, t; t_0), t_0]e^{-\int_{t_0}^t dt' \xi[\gamma_0(\gamma, t; t'), t']}. \quad (\Gamma'.7)$$

Συνολικά λοιπόν για τη λύση της $(\Gamma'.1)$ απαιτούνται τρία βήματα. Πρώτον, η εύρεση των χαρακτηριστικών καμπυλών $\gamma_0(\gamma, t; t_0)$ από τη λύση του προβλήματος αρχικών τιμών $(\Gamma'.3)$, δεύτερον ο υπολογισμός του ολοκληρωτικού παράγοντα $\int_0^t dt' \xi[\gamma_0(\gamma, t; t'), t']$, και τέλος ο υπολογισμός της συνέλιξης της συνάρτησης πηγής με τον ολοκληρωτικό παράγοντα, όπως δίνεται στην $(\Gamma'.7)$.

Παράρτημα Δ΄

Δίσκοι προσαύξεσης

Στο παράρτημα αυτό μελετάμε τους δίσκους προσαύξεσης που δημιουργούνται γύρω από μία μελανή οπή. Η πηγή όλων των φαινομένων που συμβαίνουν σε ένα ενεργό γαλαξία είναι η κεντρική μελανή οπή. Σύμφωνα με το θεώρημα περί μη ύπαρξης μαλλιών (no hair theorem), τα μόνα χαρακτηριστικά μιας μελανής οπής είναι η μάζα, η στροφορμή και το ηλεκτρικό φορτίο της. Για λόγους απλότητας, εμείς θα θεωρήσουμε μη περιστρεφόμενες και αφόρτιστες μελανές οπές, οπότε το μόνο χαρακτηριστικό που θα μας απασχολήσει είναι η μάζα τους, έστω M_{BH} . Οι τυπικές τιμές της μάζας της μελανής οπής στους ενεργούς γαλαξίες είναι $10^7 M_{\odot} \lesssim M_{\text{BH}} \lesssim 10^9 M_{\odot}$ (Woo & Urry 2002) και έτσι θα χρησιμοποιήσουμε την κανονικοποίηση $M_{\text{BH}} = 10^8 M_8 M_{\odot}$. Η τελευταία σταθερή τροχιά γύρω από μια μη περιστρεφόμενη μελανή οπή καθορίζει τον ορίζοντα γεγονότων της και είναι ίση με $3R_s$, όπου

$$R_s = \frac{2GM_{\text{BH}}}{c^2} \simeq 3 \cdot 10^{13} M_8 \text{ cm} \simeq 2 M_8 \text{ AU} \quad (\Delta' .1)$$

η ακτίνα Schwarzschild. Παρατηρούμε ότι ο ορίζοντας γεγονότων της μελανής οπής σε ένα ενεργό γαλαξία έχει το μέγεθος της απόστασης Γης-Ήλιου.

Η ύλη που περιβάλλει τη μελανή οπή (αέριο, σκόνη ακόμη και άστρα) έλκεται πολύ ισχυρά από το βαρυτικό της πεδίο με αποτέλεσμα να προσπίπτει τελικά σε αυτήν. Όταν η ύλη έχει στροφορμή, τότε η πρόσπτωση δεν είναι σφαιρική αλλά δημιουργείται ένας δίσκος περιστρεφόμενου υλικού, ο λεγόμενος δίσκος προσαύξεσης (accretion disc). Το μοντέλο που πρώτο περιέγραψε με ακρίβεια ένα δίσκο προσαύξεσης και υιοθετούμε και εμείς εδώ είναι το μοντέλο των Shakura & Sunyaev (1973).

Θεωρούμε ένα δίσκο προσαύξεσης σαν ένα κυλινδρικά συμμετρικό ρευστό που κινείται σταδιακά προς ένα κεντρικό αντικείμενο μάζας M_{BH} . Για να επιτευχθεί αυτό πρέπει να υπάρχει κάποιος μηχανισμός απομάκρυνσης της στροφορμής του ρευστού προς τα έξω, αλλιώς αυτό θα περιστρέφεται επ' άπειρον σε σταθερή απόσταση από το κεντρικό αντικείμενο. Από τους διάφορους μηχανισμούς που έχουν προταθεί εκείνος που φαίνεται πιο πιθανός είναι ο μηχανισμός της τυρβώδους ροής

(turbulence). Η τυρβώδης ροή δηλαδή, προκαλεί την εμφάνιση ιξώδους στο ρευστό το οποίο ευθύνεται για την απώλεια της στροφορμής και της ενέργειάς του.

Οι δίσκοι που θα θεωρήσουμε είναι σε σταθερή κατάσταση, δηλαδή δεν έχουν χρονική εξάρτηση, είναι γεωμετρικά λεπτοί, οπότε η κατακόρυφη διάστασή τους είναι πολύ μικρότερη από την οριζόντια και είναι οπτικά παχείς, δηλαδή όλη η ενέργεια που χάνεται λόγω του ιξώδους θερμαίνει το ρευστό και ακτινοβολείται τοπικά με τη μορφή ακτινοβολίας μέλανος σώματος. Επιπλέον, θα αγνοήσουμε σχετικιστικά φαινόμενα που μπορεί να είναι σημαντικά μόνο κοντά στην μελανή οπή, οπότε οι δίσκοι που θα εξετάσουμε είναι νευτώνειοι.

Ένας δακτύλιος ρευστού μεταξύ των αποστάσεων r και $r + dr$ που περιστρέφεται με γωνιακή ταχύτητα Ω έχει μάζα $dm = 2\pi r dr \Sigma$ και στροφορμή $dL = 2\pi r dr \Sigma r^2 \Omega$, όπου $\Sigma = \rho H$ η επιφανειακή πυκνότητα του δίσκου, H η κατακόρυφη διάστασή του και ρ η μέση πυκνότητά του ρευστού. Η μάζα του δακτυλίου κινείται με ταχύτητα $-u_r$ προς το εσωτερικό του δίσκου, οπότε η διατήρηση της μάζας δίνει το ρυθμό προσρόφησης ύλης του δίσκου

$$\dot{M} = -2\pi r \Sigma u_r \quad (\Delta'.2)$$

που είναι σταθερός και ίδιος σε όλες τις αποστάσεις από το κεντρικό αντικείμενο. Η διατήρηση της ορμής στην ακτινική διεύθυνση οδηγεί στο αποτέλεσμα ότι η περιστροφή του ρευστού είναι κεπλεριανή

$$u_\phi = \sqrt{\frac{GM_{\text{BH}}}{r}} = r\Omega_K, \quad (\Delta'.3)$$

όπου Ω_K η γωνιακή ταχύτητα Kepler. Στην κατακόρυφη διεύθυνση υποθέτουμε υδροστατική ισορροπία, συνθήκη που οδηγεί στη σχέση

$$\frac{H}{r} = \frac{c_s}{u_\phi}, \quad (\Delta'.4)$$

όπου c_s η ταχύτητα του ήχου. Από τη σχέση αυτή διαπιστώνουμε ότι η συνθήκη του λεπτού δίσκου, $H \ll r$, προϋποθέτει υπερηχητική κίνηση του ρευστού στην αζιμουθιακή κατεύθυνση, $u_\phi \gg c_s$.

Η ροπή που ασκείται λόγω του ιξώδους μεταξύ δύο γειτονικών δακτυλίων είναι (Pringle 1981)

$$\mathcal{G} = \rho \nu r \Omega' \cdot 2\pi r H \cdot r = 2\pi r^3 \nu \Sigma \Omega' \quad (\Delta'.5)$$

όπου ν ο συντελεστής του κινηματικού ιξώδους και $\Omega' \equiv d\Omega/dr$. Το ιξώδες οφείλεται στην τυρβώδη ροή του ρευστού και σε τάξη μεγέθους είναι $\nu \simeq l_T u_T$, όπου l_T και u_T το μέγεθος και η ταχύτητα των στροβίλων που προκαλούν την τύρβη. Οι Shakura & Sunyaev (1973) υποθέτοντας ότι δεν μπορεί το μέγεθος των στροβίλων να είναι μεγαλύτερο από την κατακόρυφη διάσταση του δίσκου, $l_T < H$, και η ταχύτητά τους μεγαλύτερη από αυτήν του ήχου, $u_T < c_s$, έγραψαν το συντελεστή του ιξώδους στη μορφή

$$\nu = \alpha c_s H. \quad (\Delta'.6)$$

Η αδιάστατη παράμετρος $\alpha \leq 1$ περικλείει όλη την άγνοιά μας για τη διαδικασία της τυρβώδους ροής και οι δίσκοι που ακολουθούν αυτή την προσέγγιση ονομάζονται α-δίσκοι.

Η εξίσωση διατήρησης της στροφορμής μπορεί να γραφτεί στη μορφή

$$\mathcal{G} = u_r \frac{dL}{dr} + \mathcal{G}_{\text{in}} \quad (\Delta'.7)$$

όπου $\mathcal{G}_{\text{in}} = \dot{M}(GM_{\text{BH}}r_{\text{min}})^{1/2}$ η σταθερή ροή στροφορμής προς το εσωτερικό του δίσκου. Η ποσότητα αυτή εκφράζει τη συνοριακή συνθήκη ότι όλη η ύλη που πέφτει στο κεντρικό σώμα περιστρέφεται μαζί με αυτό στο άκρο του δίσκου, σε απόσταση $r = r_{\text{min}}$. Αντικαθιστώντας τη ροπή του ιξώδους (σχέση $\Delta'.5$), τη σχέση $\Omega' = -3\Omega_K/2r$ που ισχύει για περιστροφή Kepler και τη στροφορμή ενός δακτυλίου, παίρνουμε

$$\nu\Sigma = \frac{\dot{M}}{3\pi} \left(1 - \sqrt{\frac{r_{\text{min}}}{r}}\right) \Rightarrow \nu\Sigma = \frac{\dot{M}}{3\pi} f, \quad (\Delta'.8)$$

σχέση που συνδέει το ρυθμό πρόσπτωσης ύλης με το ιξώδες. Συνδυάζοντας τις δύο ολοκληρωμένες εξισώσεις διατήρησης ($\Delta'.2$) και ($\Delta'.8$) μπορούμε να υπολογίσουμε την ακτινική ταχύτητα του ρευστού

$$u_r = -\frac{3\nu}{2r} f^{-1} \sim -\alpha c_s \frac{H}{r} \ll c_s \quad (\Delta'.9)$$

και παρατηρούμε ότι είναι πολύ μικρότερη από την ταχύτητα του ήχου.

Το ιξώδες εκτός από την απώλεια στροφορμής προκαλεί και την απώλεια της ενέργειας του ρευστού. Το έργο της δύναμης του ιξώδους σε μια περιστροφή είναι $2\pi\mathcal{G}$, οπότε ο ρυθμός απώλειας ενέργειας ανά μονάδα επιφάνειας του δίσκου θα είναι

$$D = \frac{2\pi\mathcal{G}}{2\pi/d\Omega \cdot 2 \cdot 2\pi r dr} = \frac{1}{2} \nu\Sigma (r\Omega')^2. \quad (\Delta'.10)$$

Αντικαθιστούμε τη σχέση ($\Delta'.8$) και την ποσότητα Ω' και προκύπτει

$$D(r) = \frac{3G\dot{M}M_{\text{BH}}}{8\pi r^3} f, \quad (\Delta'.11)$$

αποτέλεσμα που δεν εξαρτάται από το ιξώδες.

Ο συνολικός ρυθμός απώλειας ενέργειας του δίσκου, δηλαδή η λαμπρότητά του, θα δίνεται από τη σχέση

$$\frac{dE}{dt} = \int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} dr 4\pi r D(r), \quad (\Delta'.12)$$

όπου υποθέσαμε ότι τα χωρικά όρια του δίσκου είναι $r_{\text{min}} \leq r \leq r_{\text{max}}$. Ο υπολογισμός του ολοκληρώματος της ($\Delta'.12$) οδηγεί στην

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{12} \dot{M} c^2 \frac{3R_s}{r_{\text{min}}} \left(1 - 3\frac{r_{\text{min}}}{r_{\text{max}}} + 2\left(\frac{r_{\text{min}}}{r_{\text{max}}}\right)^{3/2}\right). \quad (\Delta'.13)$$

Η σχέση αυτή μας δείχνει ότι ένας δίσκος με μεγάλη έκταση, $r_{\min} \ll r_{\max}$, όπου το εσωτερικό του άκρο συμπίπτει με τον ορίζοντα γεγονότων της μελανής οπής, $r_{\min} = 3R_s$, έχει απόδοση μετατροπής της προσπίπτουσας κινητικής ενέργειας σε θερμική $\eta = 1/12 \simeq 0.08$. Πιο ακριβείς υπολογισμοί λαμβάνοντας υπόψη και φαινόμενα γενικής θεωρίας της σχετικότητας (Shapiro & Teukolsky 1983) δείχνουν ότι το μέγιστο ποσοστό μετατροπής ενέργειας ηρεμίας σε άλλη μορφή ενέργειας είναι

$$\eta = 1 - \left(\frac{8}{9}\right)^{1/2} = 0.057, \quad (\Delta'.14)$$

τιμή που θα υιοθετήσουμε στο εξής. Έτσι, η λαμπρότητα του δίσκου θα είναι

$$L_{\text{disc}} = \eta \dot{M} c^2 = 0.26 \dot{M}_1 M_8^{-1} L_{\text{edd}}, \quad (\Delta'.15)$$

όπου κανονικοποιήσαμε το ρυθμό προσρόφησης ύλης σε μονάδες ηλιακών μαζών ανά έτος, $\dot{M} = \dot{M}_1 M_\odot \text{yr}^{-1}$. Η λαμπρότητα Eddington δίνεται από τη σχέση

$$L_{\text{edd}} = \frac{4\pi G m_p c M_{\text{BH}}}{\sigma_T} = 1.3 \cdot 10^{46} M_8 \text{ erg s}^{-1} \quad (\Delta'.16)$$

και προκύπτει από την εξίσωση της βαρυτικής δύναμης με τη δύναμη ακτινοβολίας που ασκείται σε ένα άτομο υδρογόνου που έλκεται προς ένα κεντρικό αντικείμενο μάζας M και λαμπρότητας L . Η λαμπρότητα Eddington εκφράζει την οριακή τιμή της λαμπρότητας για την οποία η πρόσπτωση ύλης παρεμποδίζεται από την ακτινοβολία του κεντρικού αντικειμένου.

Για τον υπολογισμό της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας ενός δίσκου προσαύξησης λοιπόν, η ποσότητα που ενδιαφέρει είναι ο ρυθμός απώλειας ενέργειας ανά μονάδα επιφάνειας του δίσκου, που δίνεται από τη σχέση ($\Delta'.11$).

Βιβλιογραφία

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Agudo, I., et al. 2010a, *ApJ*, 716, 30
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010b, *ApJ*, 723, 1082
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009a, *ApJ*, 699, 976
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010c, *Nature*, 463, 919
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009b, *ApJ*, 707, L142
- Acciari, V. A., Aliu, E., Arlen, T., et al. 2010a, *ApJ*, 708, L100
- Acciari, V. A., Aliu, E., Arlen, T., et al. 2009a, *ApJ*, 693, L104
- Acciari, V. A., Aliu, E., Aune, T., et al. 2009b, *ApJ*, 707, 612
- Acciari, V. A., Aliu, E., Beilicke, M., et al. 2010b, *ApJ*, 709, L163
- Acciari, V. A., Aliu, E., Beilicke, M., et al. 2008, *ApJ*, 684, L73
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., et al. 2009, *A&A*, 502, 749
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2007, *ApJ*, 664, L71
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006, *Nature*, 440, 1018
- Aharonian, F. A. 2000, *New Astronomy*, 5, 377
- Aharonian, F. A., Khangulyan, D., & Costamante, L. 2008, *MNRAS*, 387, 1206
- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2008, *Science*, 320, 1752
- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2006, *ApJ*, 642, L119
- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2007a, *ApJ*, 669, 862
- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2007b, *ApJ*, 666, L17
- Anderhub, H., Antonelli, L. A., Antoranz, P., et al. 2009, *ApJ*, 704, L129

- Axford, W. I., Leer, E., & Skadron, G. 1977, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 11, 132
- Ball, L. & Kirk, J. G. 1992, ApJ, 396, L39
- Bednarek, W. & Wagner, R. M. 2008, A&A, 486, 679
- Begelman, M. C., Fabian, A. C., & Rees, M. J. 2008, MNRAS, 384, L19
- Bell, A. R. 1978, MNRAS, 182, 147
- Blandford, R. D. & Levinson, A. 1995, ApJ, 441, 79
- Blandford, R. D. & Ostriker, J. P. 1978, ApJ, 221, L29
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, MNRAS, 199, 883
- Błażejowski, M., Sikora, M., Moderski, R., & Madejski, G. M. 2000, ApJ, 545, 107
- Bloom, S. D. & Marscher, A. P. 1996, ApJ, 461, 657
- Blumenthal, G. R. & Gould, R. J. 1970, Reviews of Modern Physics, 42, 237
- Böttcher, M., Basu, S., Joshi, M., et al. 2007, ApJ, 670, 968
- Böttcher, M. & Chiang, J. 2002, ApJ, 581, 127
- Böttcher, M. & Dermer, C. D. 1998, ApJ, 501, L51
- Böttcher, M. & Dermer, C. D. 2002, ApJ, 564, 86
- Böttcher, M. & Dermer, C. D. 2010, ApJ, 711, 445
- Böttcher, M. & Principe, D. 2009, ApJ, 692, 1374
- Böttcher, M., Reimer, A., & Marscher, A. P. 2009, ApJ, 703, 1168
- Coppi, P. S. & Blandford, R. D. 1990, MNRAS, 245, 453
- Crusius, A. & Schlickeiser, R. 1986, A&A, 164, L16
- Dermer, C. D., Schlickeiser, R., & Mastichiadis, A. 1992, A&A, 256, L27
- Dermer, C. D. & Schlickeiser, R. 1993, ApJ, 416, 458
- Dermer, C. D. & Schlickeiser, R. 2002, ApJ, 575, 667
- Dermer, C. D., Sturmer, S. J., & Schlickeiser, R. 1997, ApJS, 109, 103
- Donato, D., Ghisellini, G., Tagliaferri, G., & Fossati, G. 2001, A&A, 375, 739
- Drury, L. O. 1991, MNRAS, 251, 340

- Dwek, E. & Krennrich, F. 2005, *ApJ*, 618, 657
- Fanaroff, B. L. & Riley, J. M. 1974, *MNRAS*, 167, 31
- Fermi, E. 1949, *Physical Review*, 75, 1169
- Finke, J. D., Razzaque, S., & Dermer, C. D. 2010, *ApJ*, 712, 238
- Finke, J. D., Shields, J. C., Böttcher, M., & Basu, S. 2008, *A&A*, 477, 513
- Fortin, P. 2008, in *International Cosmic Ray Conference*, Vol. 3, 961
- Fossati, G., Celotti, A., Chiaberge, M., et al. 2000, *ApJ*, 541, 166
- Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., Comastri, A., & Ghisellini, G. 1998, *MNRAS*, 299, 433
- Franceschini, A., Rodighiero, G., & Vaccari, M. 2008, *A&A*, 487, 837
- Garson, III, A. B., Baring, M. G., & Krawczynski, H. 2010, *ApJ*, 722, 358
- Georganopoulos, M., Finke, J. D., & Reyes, L. C. 2010, *ApJ*, 714, L157
- Georganopoulos, M. & Kazanas, D. 2003, *ApJ*, 594, L27
- Ghisellini, G., Celotti, A., Fossati, G., Maraschi, L., & Comastri, A. 1998, *MNRAS*, 301, 451
- Ghisellini, G. & Madau, P. 1996, *MNRAS*, 280, 67
- Ghisellini, G. & Tavecchio, F. 2008, *MNRAS*, 386, L28
- Ghisellini, G. & Tavecchio, F. 2009, *MNRAS*, 397, 985
- Ghisellini, G., Tavecchio, F., & Chiaberge, M. 2005, *A&A*, 432, 401
- Giannios, D., Uzdensky, D. A., & Begelman, M. C. 2009, *MNRAS*, 395, L29
- Gilmore, R. C., Madau, P., Primack, J. R., Somerville, R. S., & Haardt, F. 2009, *MNRAS*, 399, 1694
- Gould, R. J. 1979, *A&A*, 76, 306
- Gould, R. J. & Schröder, G. P. 1967, *Physical Review*, 155, 1404
- Graff, P. B., Georganopoulos, M., Perlman, E. S., & Kazanas, D. 2008, *ApJ*, 689, 68
- Greenstein, J. L. & Matthews, T. A. 1963, *Nature*, 197, 1041
- Hall, D. E. & Sturrock, P. A. 1967, *Physics of Fluids*, 10, 2620

Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., et al. 1999, ApJS, 123, 79

Hartman, R. C., Villata, M., Balonek, T. J., et al. 2001, ApJ, 558, 583

Horan, D., Acciari, V. A., Bradbury, S. M., et al. 2009, ApJ, 695, 596

Kataoka, J., Takahashi, T., Makino, F., et al. 2000, ApJ, 528, 243

Katarzyński, K., Ghisellini, G., Mastichiadis, A., Tavecchio, F., & Maraschi, L. 2006, A&A, 453, 47

Katarzyński, K., Ghisellini, G., Tavecchio, F., et al. 2005, A&A, 433, 479

Katarzyński, K., Sol, H., & Kus, A. 2001, A&A, 367, 809

Kelner, S. R. & Aharonian, F. A. 2008, Phys.Rev.D., 78, 034013

Kirk, J. G. & Dendy, R. O. 2001, Journal of Physics G Nuclear Physics, 27, 1589

Kirk, J. G., Rieger, F. M., & Mastichiadis, A. 1998, A&A, 333, 452

Klein, O. & Nishina, T. 1929, Zeitschrift fur Physik, 52, 853

Kneiske, T. M., Bretz, T., Mannheim, K., & Hartmann, D. H. 2004, A&A, 413, 807

Komissarov, S. S., Barkov, M. V., Vlahakis, N., & Königl, A. 2007, MNRAS, 380, 51

Konopelko, A., Mastichiadis, A., Kirk, J., de Jager, O. C., & Stecker, F. W. 2003, ApJ, 597, 851

Krawczynski, H., Coppi, P. S., & Aharonian, F. 2002, MNRAS, 336, 721

Krymskii, G. F. 1977, Akademiia Nauk SSSR Doklady, 234, 1306

Kusunose, M., Takahara, F., & Li, H. 2000, ApJ, 536, 299

Lerche, I. 1968, Physics of Fluids, 11, 1720

Li, H. & Kusunose, M. 2000, ApJ, 536, 729

Mannheim, K. & Biermann, P. L. 1992, A&A, 253, L21

Maraschi, L., Ghisellini, G., & Celotti, A. 1992, ApJ, 397, L5

Marscher, A. P. & Gear, W. K. 1985, ApJ, 298, 114

Mastichiadis, A. & Kirk, J. G. 1995, A&A, 295, 613

Mastichiadis, A. & Kirk, J. G. 1997, A&A, 320, 19

Mastichiadis, A., Protheroe, R. J., & Kirk, J. G. 2005, A&A, 433, 765

- Meier, D. L. 2002, *New Astronomy Reviews*, 46, 247
- Mimica, P., Aloy, M. A., Müller, E., & Brinkmann, W. 2004, *A&A*, 418, 947
- Mücke, A., Engel, R., Rachen, J. P., Protheroe, R. J., & Stanev, T. 2000, *Computer Physics Communications*, 124, 290
- Mücke, A. & Protheroe, R. J. 2000, in *AIP Conference Series*, Vol. 515, 149
- Mücke, A. & Protheroe, R. J. 2001, *Astroparticle Physics*, 15, 121
- Mücke, A., Protheroe, R. J., Engel, R., Rachen, J. P., & Stanev, T. 2003, *Astroparticle Physics*, 18, 593
- Mukherjee, R., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., et al. 1997, *ApJ*, 490, 116
- Mukherjee, R., Böttcher, M., Hartman, R. C., et al. 1999, *ApJ*, 527, 132
- Prandini, E., Bonoli, G., Maraschi, L., Mariotti, M., & Tavecchio, F. 2010, *MNRAS*, 405, L76
- Pringle, J. E. 1981, *ARA&A*, 19, 137
- Pucella, G., Vittorini, V., D'Ammando, F., et al. 2008, *A&A*, 491, L21
- Quinn, J., Akerlof, C. W., Biller, S., et al. 1996, *ApJ*, 456, L83
- Rachen, J. P. 2000, in *AIP Conference Series*, Vol. 515, 41
- Rachen, J. P. & Mészáros, P. 1998, *Phys.Rev.D.*, 58, 123005
- Roy, A. L. 2002, <http://nedwww.ipac.caltech.edu/level5/March02/Roy/frames.html>
- Rüger, M., Spanier, F., & Mannheim, K. 2010, *MNRAS*, 401, 973
- Sato, R., Kataoka, J., Takahashi, T., et al. 2008, *ApJ*, 680, L9
- Sbarufatti, B., Treves, A., & Falomo, R. 2005, *ApJ*, 635, 173
- Schlickeiser, R. 1989a, *ApJ*, 336, 243
- Schlickeiser, R. 1989b, *ApJ*, 336, 264
- Schmidt, M. 1963, *Nature*, 197, 1040
- Seyfert, C. K. 1943, *ApJ*, 97, 28
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Shapiro, S. L. & Teukolsky, S. A. 1983, *Black holes, white dwarfs, and neutron stars: The physics of compact objects* (New York, Wiley-Interscience)

- Sikora, M., Begelman, M. C., & Rees, M. J. 1994, *ApJ*, 421, 153
- Sikora, M., Błażejowski, M., Begelman, M. C., & Moderski, R. 2001, *ApJ*, 554, 1
- Skilling, J. 1975, *MNRAS*, 172, 557
- Sokolov, A. & Marscher, A. P. 2005, *ApJ*, 629, 52
- Sokolov, A., Marscher, A. P., & McHardy, I. M. 2004, *ApJ*, 613, 725
- Spada, M., Ghisellini, G., Lazzati, D., & Celotti, A. 2001, *MNRAS*, 325, 1559
- Stecker, F. W., Malkan, M. A., & Scully, S. T. 2006, *ApJ*, 648, 774
- Takahashi, T., Kataoka, J., Madejski, G., et al. 2000, *ApJ*, 542, L105
- Takahashi, T., Tashiro, M., Madejski, G., et al. 1996, *ApJ*, 470, L89
- Tavecchio, F. & Ghisellini, G. 2008, *MNRAS*, 385, L98
- Tramacere, A., Giommi, P., Perri, M., Verrecchia, F., & Tosti, G. 2009, *A&A*, 501, 879
- Urry, C. M. & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803
- Villata, M. & Raiteri, C. M. 1999, *A&A*, 347, 30
- Vlahakis, N. & Königl, A. 2003, *ApJ*, 596, 1080
- Vlahakis, N. & Königl, A. 2004, *ApJ*, 605, 656
- von Montigny, C., Bertsch, D. L., Chiang, J., et al. 1995, *ApJ*, 440, 525
- Weidinger, M., Rieger, M., & Spanier, F. 2010, *Astrophysics and Space Sciences Transactions*, 6, 1
- Weidinger, M. & Spanier, F. 2010, *A&A*, 515, A18
- Woo, J. & Urry, C. M. 2002, *ApJ*, 579, 530
- Zhang, Y. H., Treves, A., Celotti, A., et al. 2002, *ApJ*, 572, 762
- Zheng, Y. G. & Zhang, L. 2011, *ApJ*, 728, 105